

An International Publication of Engineering Science

AJOT

ALGERIAN

JOURNAL



OF TECHNOLOGY

4ème Conférence Nationale
sur la Haute Tension

CNHT'2002

Ghardaïa 16-17 janvier 2002

Proceedings

ISSN 1111-357X

Série B - Numéro Spécial



المجلس الشعبي الولائي
بغرداية

An International Publication of Engineering Science

AJOT

ALGERIAN JOURNAL OF TECHNOLOGY

4ème Conférence Nationale
sur la Haute Tension

CNHT'2002

Ghardaïa 16-17 janvier 2002

Proceedings

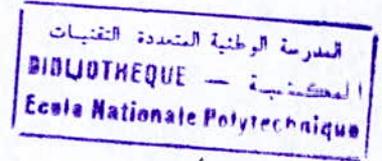
ISSN 1111-357X

Série B - Numéro Spécial



المجلس الشعبي الولائي
بغرداية

Avant-propos



Cette quatrième édition de la Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT) se tient sous le haut patronage de Monsieur le Ministre de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique. Elle fait suite aux trois premières qui ont eu lieu à Béjaïa en 1995, Tizi-Ouzou en 1997 et Guelma en 1999. Elle est conjointement organisée par l'Ecole Nationale Polytechnique et l'Association des Réseaux Electriques de Haute Tension ARELEC, et parrainée par la SONELGAZ et l'Assemblée Populaire de Wilaya de Ghardaïa.

Tout à fait au début, l'objectif d'organiser une conférence sur la Haute Tension était de rapprocher tous les spécialistes Algériens dans le domaine de la Technique de la Haute Tension, autour du plus grand laboratoire existant en Algérie et situé à l'Université de Béjaïa. Actuellement, avec l'apport de l'ARELEC, qui est à la fois le Comité National Algérien du Conseil International des Grands Réseaux Electriques (CIGRE), la CNHT devient un forum national rapprochant chercheurs et universitaires d'une part, et professionnels, fabricants et industriels d'autre part.

Cette quatrième rencontre tenue à Ghardaïa, ville historique du sud algérien, ouvre le champ à l'organisation de la rencontre en dehors des villes universitaires abritant les établissements des organisateurs. Nous espérons dans le futur une plus large ouverture vers la société avec la programmation d'activités s'adressant à un large public.

Le Comité d'Organisation a reçu cinquante cinq rapports dont 39 ont été retenus par le Comité Scientifique pour communication et publication dans les proceedings édités par la revue scientifique de l'ENP Algerian Journal of Technology.

Nous tenons à remercier Monsieur le Ministre de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique de l'honneur qu'il fait aux spécialistes de la Haute Tension en acceptant le patronage de la Conférence. Nous remercions aussi la SONELGAZ et l'Assemblée Populaire de Wilaya de Ghardaïa d'avoir participé largement au financement de la rencontre. Nous remercions en définitive la Direction et le personnel de l'ENP qui ont beaucoup contribué dans l'organisation de cette CNHT'2002.

Pour le Comité d'Organisation

Prof. Ahmed Boubakeur

Sommaire

	Page
A.LEMZADMI, R.IKENE, M.NEMAMCHA, A.QUENIN, A.DENAT, N.BONIFACI <i>Décharges couronnées dans le mélange SF₆/N₂ en présence d'un champ hétérogène.</i>	1
A.MIMOUNI <i>Simulation de Monté Carlo d'une décharge streamer dans le SF₆</i>	5
M. MEKIOUS, F. BITAM-MEGHERBI, M. MEGHERBI <i>Influence des matériaux d'électrodes sur une décharge couronne négative en géométrie pointe-plan</i>	11
M. MEKIOUS, F. BITAM-MEGHERBI, M. MEGHERBI <i>Influence du matériau de l'électrode passive sur la décharge couronne positive en configuration pointe-plan.</i>	15
H. YALA, A.KASDI, Y. ZEBBOUDJ <i>Analysis of current and electric field distributions beneath a positive dc wire-to-plane Corona</i>	19
H. YALA, A.KASDI, Y. ZEBBOUDJ <i>Analysis of electric field during the positive dc corona in coaxial system</i>	23
Y. ZEBBOUDJ <i>Positive corona inception in hvdc configurations under variable air density and humidity conditions</i>	27
H. YALA, A.KASDI, Y. ZEBBOUDJ <i>A critique of the Captzov assumption</i>	31
S.AIT AMAR, Y. HAMI, Y. ZEBBOUDJ <i>Etude expérimentale des paramètres de la décharge couronne en géométrie nappe de fils-plan et nappe de fils-deux plans</i>	35
H.MOULAI, A.BEROUAL <i>Courants et émissions lumineuses des streamers dans les diélectriques sous tension continue.</i>	39
I.BOUTANA, M.R.MEKIDECHE <i>Modélisation tridimensionnelle de la conduction dans les diélectriques liquides en présence de phénomènes électrohydrodynamiques.</i>	43
N.K.BEDOUI, A.BEROUAL, F.CHAPUIS <i>Etude des décharges glissantes sur des interfaces solide/liquides isolantes sous tension continue.</i>	47
L. MOKHNACHE, A.BOUBAKEUR, N. NAIT SAID <i>Application of Neural Networks in the Diagnosis of Transformer oil used by SONELGAZ</i>	51
Y.MECHERI, A.BOUBAKEUR, M.BOUMERZOUG <i>Comportement diélectrique et mécanique du polyéthylène réticulé chimiquement soumis à un vieillissement thermique continu</i>	55
L. BOUKEZZI, A.BOUBAKEUR, M. LALLOUANI <i>Le Comportement Electrique du Polyéthylène Réticulé Chimiquement PRC sous la Contrainte Thermique.</i>	59

M. NEDJAR, A. BEROUAL, M. BOURNANE <i>Etude des Décharges Partielles dans le Polyéthylène</i>	63
M. BOURNANE, M. NEDJAR, Y. SADAOUI, R. KHAILI <i>Etude du Champ de Rupture de Polychlorure de Vinyle</i>	67
F. BITAM-MEGHERBI, M. MEGHERBI <i>Influence de la teneur en eau sur les propriétés électriques du papier imprégné en géométrie d'électrodes plan-plan.</i>	71
N. AMROUN-SAIDI, M. SAIDI, M. BENDAOUZ <i>Modélisation des courants de décharge "anormaux" à partir de deux types de charges d'espaces.</i>	75
A. NOUAR, A. BOUBAKEUR <i>Influence des microcavités d'air sur la distribution du champ électrique dans l'isolation des câbles de haute tension.</i>	79
A. MEDJDOUB, N. ROUHA <i>Etude du comportement à long terme de films de polyéthylène vieillis thermiquement.</i>	83
N. ROUHA, A. MEDJDOUB <i>Influence des vieillissements thermique et électrique sur l'évolution des arborescences électriques</i>	87
H. MOHELLEBI, B. EL-KHACHAI, M. AOUS <i>Etude des contraintes électriques en régime transitoire dans un transformateur par la méthode des éléments finis.</i>	91
A. KASDI, H. YALA, Y. ZEBBOUDJ <i>Calculation and measurement of electric field under HVDC transmission lines.</i>	95
R. IKENE, A. LEMZADMI, Y. ZEBBOUDJ, H. YALA <i>Sonde linéaire de mesure du champ électrique en fonction de la distance inter-électrodes lors de la décharge couronne positive en géométrie fil-plan.</i>	99
F. BOURNANE, M. BOURNANE, M. NEDJAR, A. BEROUAL <i>Apport de la loi de Weibull à la Compréhension de la Rupture Diélectrique des Isolants Solides</i>	103
M. YOUNES, K. MEDLES, M. RAHLI, Y. RAMDANI <i>Modélisation par élément fini d'un transformateur de puissance. Calcul des paramètres capacitifs</i>	107
A. TILMATINE, S. FLAZI, M. BRAHAMI, A. KHAOUANI <i>Etude de la séparation électrostatique à effet couronne d'un mélange de particules isolantes et métalliques.</i>	111
A. TILMATINE, S. FLAZI, M. BRAHAMI, M. BOUHMAMA <i>Calcul de la résistance de la couche de pollution d'un isolateur haute tension</i>	115
M. EL-A. SLAMA, S. FLAZI, H. HADI, K. L. RABAH <i>Etude de l'influence de la non-uniformité de la pollution sur le dimensionnement des isolateurs des lignes aériennes THT. Partie 1: Influence des paramètres géométriques des isolateurs Anti-Fog sur la non-uniformité de l'accumulation de la pollution.</i>	119

H.HADI, S.FLAZI <i>Influence d'une barrière de potentiel sur une décharge électrique en élongation sur une surface polluée.</i>	125
B.ZEGNINI, D.MAHI <i>Etude dynamique de la propagation sur une surface d'électrolyte d'une décharge électrique alimentée en courant alternatif.</i>	129
S.FLAZI <i>Etude critique des critères du contournement.</i>	133
E. AILAM, M. TEGUAR, A. MEKHALDI <i>Utilisation des réseaux de neurones dans le domaine de la pollution des isolateurs</i>	136
M.TEGUAR, A.MEKHALDI, A.ABI MOULOU, A.BOUBAKEUR <i>Traitement de signal du courant de fuite sur un isolateur partiellement pollué</i>	140
A.RAHMANI, A.BOUBAKEUR, H.BROURI <i>Zone d'attraction d'un paratonnerre horizontal dans le cas d'une terre discontinue.</i>	144
M.BRAHAMI, F.SOUKER, A.BENDAOU, H.SAYAH <i>Lignes de transport d'énergie et perturbations électromagnétiques</i>	149
M.GHEZAILI, M.MOUDOUD, M.DRICHE, S.BELKACEM, M.FEZZANI <i>Protection des résistances de mise à la terre contre les courants homopolaires de défauts.</i>	153
T.BOUTHIBA <i>Overvoltages due to lightning stroke in a transformer connected to an E.H.V, transmission line.</i>	157

Comité d'Organisation

A. BOUBAKEUR	Président
M. AIT HAMMOU	S.G./ARELEC
S. BOUAZABIA	USTHB
M.GHEZAILI	SONELGAZ
F. GUERBAS	USTHB
A. HELLAL	ENP
A. MEKHALDI	ENP
M. TEGUAR	ENP
O.TIAR	KAHRAKIB

Comité Scientifique

Président:

Y. ZEBBOUDJ U.A.M. Bejaïa

Membres:

D. AISSANI	U.A.M. Bejaïa
R. AZOUAOU	U.M.M. T.Ouzou
M. BELKACEMI	U. Batna
B. BELMADANI	U.Chlef
M. BENDAOU	U.S.T.H.B. Alger
A. BEROUAL	E.C. Lyon (F)
S. BOUAZABIA	U.S.T.H.B. Alger
A. BOUBAKEUR	E.N.P. Alger
R. BOUDISSA	U.A.M. Bejaïa
F. BURET	E.C. Lyon (F)
M.K. FELLAH	U.D.L.S.B-Abbes
Z. FLISOWSKI	T.U.W. Varsovie(PL)
A. GOLDMAN	L.P.G.P.- CNRS (F)
M. GOLDMAN	L.P.G.P.- CNRS (F)
B. GOSSE	L.E.M.D.- CNRS (F)
J.P. GOSSE	L.E.M.D.- CNRS (F)
A. HADDAD	U. Cardiff (GB)
J. MAKSYMIOUK	T.U.W. Varsovie (PL)
M. MEGHERBI	U.M.M. T.Ouzou
A. MEKHALDI	E.N.P. Alger
M. MEKIDECHE	C.U. Jijel
H. MOULAI	U.S.T.H.B. Alger
M. NEDJAR	U.M.M. T.Ouzou
M. NEMAMCHA	C.U. Guelma
L. SAHRAOUI	E.M.P. B. El-Bahri
M. SAIDI	U.S.T.H.B. Alger
B. SENOUCI	L.P.G.P.- CNRS (F)

Décharges couronnes dans le mélange SF₆/N₂ en présence d'un champ hétérogène.

A. Lemzadmi*; R. Ikene et M. Nemamcha.

Laboratoire de Génie Electrique de Guelma (LGEG). BP 401 Guelma 24000.

A. Quenin, A. Denat et N. Bonifaci

LEMD/CNRS

25 avenue des martyrs BP 166. 38042 Grenoble. Cedex.

Résumé

Un gaz ayant une haute rigidité diélectrique n'est nécessairement un bon isolant pour la technique de haute tension, il doit aussi avoir tout un nombre de propriétés particulières, de nature non électriques. Il doit notamment être chimiquement stable, ne pas se condenser dans un large intervalle de travail, permettre une bonne dissipation de la chaleur, être accessible à un prix favorable et être écologiquement acceptable. Pour obtenir une combinaison optimale de ces propriétés, il peut être avantageux de recourir à un mélange de gaz.

Dans ce travail les tensions seuils mesurées des décharges couronnes dans le mélange SF₆/N₂ montrent une certaine déviation par rapport au modèle théorique et présentent une saturation à des pressions élevées. Les mesures effectuées ont montrées qu'un faible pourcentage de SF₆ dans le mélange permet une augmentation significative de la rigidité diélectrique.

Mots-clés: Décharge disruptive; mélange SF₆; champ hétérogène.

Introduction

L'huile a été utilisé excessivement comme diélectrique dans l'industrie d'électrotechnique à haute tension. Avec l'augmentation des puissances des systèmes électriques et l'apparition des systèmes compacts l'isolation au gaz à été une alternative à l'huile. ainsi des équipements à haute tension tels que les transformateurs, les disjoncteurs et les câbles isolés au gaz sous pression ont vu le jour. Le gaz isolant doit satisfaire les conditions suivantes:

1. Haute rigidité diélectrique.
2. Basse température de condensation.
3. Chimiquement stable.

4. Bonne stabilité thermique.
5. Ininflammable.
6. Non-toxique.
7. Bonne caractéristique de transfert de chaleur.
8. Coût réduit et très disponible
9. Bonne propriété d'extinction des arcs.
10. Pas de formation de particules de carbone et des particules conductrices.

Comparaison des différents gaz isolants.

L'air comprimé et l'azote on été utilisé en haute tension comme isolants mais malgré qu'ils ne sont pas coûteux, néanmoins, ils doivent être utilisés à une pression de 15 bars pour égaler les performance de l'huile.

Dans ce but des efforts importants ont été déployé pour trouver un gaz pouvant satisfaire les conditions citées ci-dessus. Les gaz fluocarbons étudiés peuvent avoir des rigidités diélectriques nettement supérieures mais dans leur majorité présentent des inconvénients qui rend leur utilisation inadéquate. Seul l'hexafluore de soufre SF₆, fabriqué en 1900 à montré des propriétés relativement meilleurs et par conséquent il peut satisfaire la majorité des exigence demandées. Mais l'utilisation abusive du SF₆ lors des dernières décennies à provoqué une augmentation de sa production. Des recherches récentes ont montrés que le SF₆ peut être en partie avec d'autres gaz responsable du réchauffement de la planète par l'effet de serre[1]. Même si la participation du SF₆ dans l'augmentation de la température globale reste très insignifiante des recherches [2] pour sont remplacement ont déjà commencé. En effet les mélanges à base d'azote et de SF₆ (SF₆/N₂) présente des qualité aussi bonne que le SF₆, ces qualités se résument comme suit:

1. Réduction de la température de liquéfaction.

2. Un faible pourcentage de SF₆ permet d'améliorer la rigidité du mélange.
3. Coût très réduit
4. Abondance de l'azote.
5. Non-toxique et non-inflammable.
6. Acceptable du point de vue écologique.

Propriétés non électriques

Pour les températures ambiantes les plus basses et pour les pressions considérées pour l'emploi, il peut se produire une liquéfaction du SF₆, tandis que l'azote N₂ est très éloigné de ce domaine. Avec le mélange des deux gaz, il se forme un mélange gaz-vapeur ou l'on peut considérer N₂ comme gaz idéal et le SF₆ comme vapeur (gaz condensable). La liquéfaction du SF₆ dans le mélange s'amorce lorsque sa pression partielle atteint la pression de vapeur de ce dernier. La diminution de la pression partielle du SF₆ dans le mélange cause un élargissement de l'intervalle de pression et de températures dans lequel le SF₆ ne se condense pas.

Comportement chimique :

Aussi bien que N₂ et SF₆ sont des gaz inertes, qui conviennent donc excellemment comme gaz isolants. Ces deux gaz se décomposent sous l'influence d'une décharge électrique. La formation des produits de la décomposition en présence des impuretés telles que O₂ et H₂O à été étudié d'une façon approfondie [3].

Les produits issus de la décomposition du Mélange SF₆/N₂ lors d'une décharge électrique sont relativement stable et non dangereux tels que les halogénures NF₃ et les radicaux NF₂ ainsi que NF. Le mélange gazeux SF₆/N₂ est chimiquement stable, à peu d'influence sur l'atmosphère et il est à un prix très compétitif.

Comportement aux décharges

Le comportement du mélange SF₆/N₂ en présence d'une décharge électrique en champ homogène a été largement abordé dans plusieurs travaux. Par contre pour les champs fortement divergents les travaux sont rare. Pour le cas d'une configuration pointe-plan considérée dans ce travail le comportement de la décharge est très différent de celui en champ uniforme. La décharge couronne représente un claquage partiel qui n'est pas tolérée par les spécialistes de la haute tension. Le but de ce travail est d'étudier ce problème en mesurant les tensions seuils des décharges couronnes pour les différents mélanges et à des pressions variant de 3 bars et 15 bars abs. Un comparaison des valeurs de tensions seuils mesurées lors de ce travail avec des valeurs déterminées théoriquement a été réalisé.

Dispositif expérimental

Les expériences ont été réalisées avec une cellule en acier inoxydable ayant un volume de 50 cc. La cellule est équipée de deux fenêtres en quartz afin de visualiser les décharge à l'électrode pointe. La cellule contient deux électrodes, l'une plane, en acier inoxydable ayant un rayon de 12 mm connectée à un électromètre afin de mesurer le courant collecté, et l'autre électrode en forme de pointe fabriquée en acier inoxydable ayant un rayon de courbure de l'ordre de 50 µm. L'électrode pointe est connectée à La source de haute tension à courant continu (dont la tension peut atteindre jusqu'à 60 kV en positif et négatif). La cellule est nettoyée et placée sous vide à l'aide d'une pompe primaire à une pression de l'ordre de 3 10⁻² Pa, avant l'introduction du gaz. Le SF₆ délivré est d'une pureté de 99.97% et l'azote utilisé est N60. Le mélange est réalisé par la méthode partielle avec l'introduction du SF₆ avant l'azote. Les mesures sont réalisées pour des pressions élevées variant de 3 à 15 bars abs et à une distance inter-électrode de l'ordre de 7.25 mm. Il faut noter que pour chaque gaz on place une nouvelle pointe et que chaque pointe utilisée est examinée par un microscope électronique pour mesurer le degré de leur dégradation.

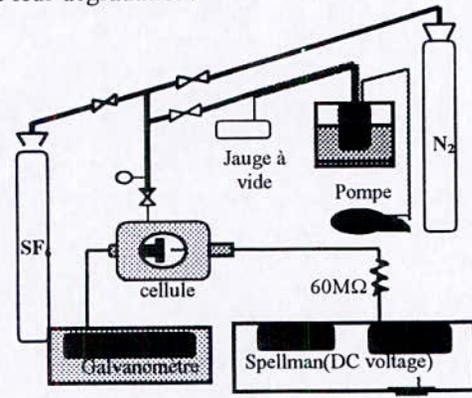


Figure .1. Dispositif expérimental pour mesurer les courant-tension.

Calcul de la tension d'amorçage de la décharge couronne.

Un modèle théorique a été proposé par Nitta [4] pour le calcul de la tension de la décharge couronne en présence d'un champ fortement divergent et qui est basé sur le critère des Streamers:

$$V_{\text{amorçage}} = \left(\frac{E}{P} \right)_{\text{lim}} * u * P * d * \left(1 + \frac{C}{\sqrt{P * r_p}} \right) \quad (1)$$

Où u est le facteur d'utilisation du champ;

$$u = \frac{E_{\text{moyen}}}{E_{\text{maximum}}}$$

Pour le cas d'une configuration pointe-plan la valeur de u est donné par l'expression suivante [5]:

$$u = r_p * \frac{\ln\left(1 + \frac{2d}{r_p}\right)}{2d} \quad (2)$$

La constante C est donnée par l'équation suivante:

$$C = \sqrt{\frac{4K}{\beta_m * \left(\frac{E}{P}\right)_{\text{lim}}}} \quad (3)$$

Avec K est le critère des streamers et la constante β_m vient d'une approximation du coefficient d'ionisation $\bar{\alpha}$ du mélange [6]:

$$\bar{\alpha} = \beta_m * \left[\left(\frac{E}{P}\right) - \left(\frac{E}{P}\right)_{\text{lim}} \right]$$

Kline et al. [7] ont utilisé l'expression empirique suivante pour déterminer $(E/N)_{\text{lim}}$

$$\left(\frac{E}{N}\right)_{\text{lim}} = \left(\frac{E}{N}\right)_{\text{SF}_6} * (0.9 \text{ SF}_6)^{0.1} \quad (4)$$

Les résultats de calcul des tensions seuils en utilisant la formule 1 sont représentés sur la figure 1, pour un mélange de 10% SF₆ et 90% N₂ en polarité négative. On peut clairement voir que nos résultats varient linéairement en fonction de la variation de la pression et sont en concordance avec les valeurs mesurées antérieurement [6-7] jusqu'à une certaine pression inférieure à 9 bars, au delà de cette valeur la courbe présente une nette déviation et tend à se saturer. Cette déviation est souvent attribuée aux effets de surfaces qui sont plus actifs aux pressions élevées. L'analyse au microscope électronique de l'état de la pointe a révélé une modification importante de la géométrie de cette dernière, en effet une érosion de la pointe accompagnée d'un recouvrement par des composés fluorés et sulfureux ont été constatés. L'influence de ces changements sur le comportement du mélange en présence d'une décharge couronne reste à éclaircir. Cette saturation peut être aussi expliquée par l'effet de la charge d'espace qui peut être stoppée par l'interaction électronique. Dans ce cas les conditions de la décharge couronne près de la pointe électrodes changent.

Sur la figure 3 est représentée les variations des tensions seuils pour un mélange de 10% SF₆ et 90% N₂ en polarité positive et négative. L'amorçage des décharges couronnes dans la polarité négative se fait à des tensions nettement

inférieures à celle de la polarité positive. Cette tendance est complètement opposées lorsqu'il s'agit des tensions de calquages [3], elle peut être expliquée par l'importance du relâchement des électrons à la cathode sous l'influence des processus d'ionisation secondaires et aussi par l'émission du champ. L'effet des charges d'espaces des ions positifs sont relativement plus important que celui des ions négatifs. Les deux courbes pressentent la même tendance avec une partie linéaire et une saturation à des pressions élevées.

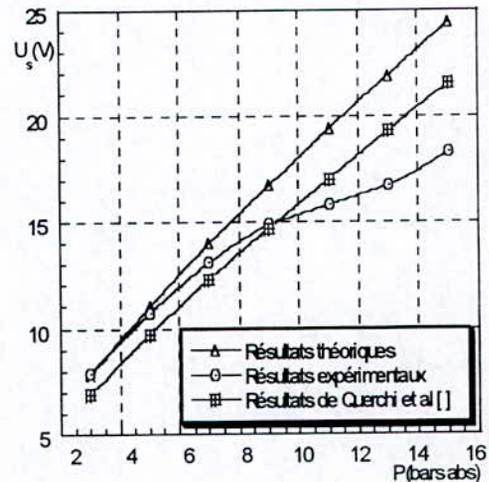


Figure 2; comparaison des tensions seuils en fonction de la pression mesurées expérimentalement et celles prédites par le modèle théorique [6-7].

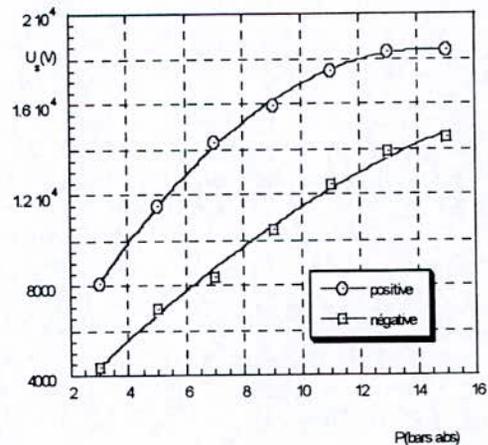


Figure 3, évolution des tensions seuils en fonction de la pression pour un mélange de 10% SF₆ et 90% N₂ pour les deux polarités.

La figure 4, montre la variation des tensions seuils en fonction de la fraction molaire de SF₆ dans le mélange SF₆/N₂ pour différentes pressions et pour la polarité positive. Pour les concentrations faibles du SF₆ (inférieure à 15 %) l'augmentation des tensions seuils est substantielle. Avec l'augmentation des concentrations du SF₆ cette augmentation est ralenti jusqu'à la saturation. Cette tendance est valable pour la polarité positive et la polarité négative (voir figure 5, pour la polarité négative). On peut dire qu'un mélange SF₆/N₂ avec de faible concentration de SF₆ peut améliorer la rigidité diélectrique d'une manière très importante.

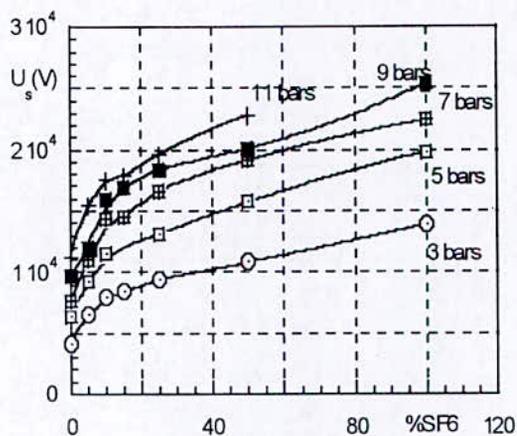


Figure 4; variation des tensions seuils en fonction des fractions molaires du SF₆ dans le mélange en polarité positive.

Conclusion

Les mesures effectuées montrent une certaine concordance avec le modèle théorique pour des pression inférieure à 9 bars, par contre pour les pression élevées il y a une nette déviation qui peut être attribuée à plusieurs facteurs à savoir: l'effet de la charge d'espaces des ions et l'état des surfaces. Des investigations supplémentaires doivent être réalisées pour identifier les facteurs responsables de cette déviation. On peut constater qu'une faible fraction molaire du SF₆ est suffisante pour améliorer la rigidité diélectrique du mélange SF₆/N₂, ce qui constitue un enjeu majeur pour l'industrie de la haute tension.

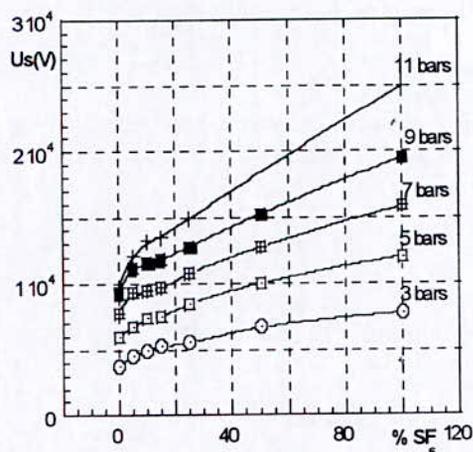


Figure 5; variation des tensions seuils en fonction des fractions molaires du SF₆ dans le mélange en polarité négative.

Bibliographies

- 1- L.Niemeyer & F.Y.Chu "SF₆ and the atmosphere" IEEE Trans Elect Insul . vol 27, 1992.
- 2- L.G .Christophorou & R.J.Van Brunt «SF₆/N₂ Mixtures Basic and HV Insulation Properties» IEEE Trans on diel and Elect Insul . vol 2 N°5,1995.
- 3- M. Ermel "Le mélange gazeux N₂-SF₆ comme isolant dans la technique de haute tension", ETZ - A. (1975). 96; N°5; pp231-235.
- 4- Nitta and Shibuya, "Electrical Breakdown of Long Gaps in Sulphur-Hexafluoride", IEEE Trans ; on PAS, vol. PAS-90, n°3, 1971, pp. 1065-1071.
- 5- Kulkarni and Nema, "Calculation of Breakdown Voltages of Gaseous Insulation with Special Reference to Electronegative and their Mixtures", proceedings of the 4th Int. Symp. High Volt. Eng., paper 33-08, 1983.
- 6- Malik and Qureshi, "Calculation of Discharge Inception Voltages in SF₆/N₂ Mixtures", IEEE Trans. on EI, vol. EI-14, n°2, 1979, pp. 70-76.
- 7- Kline et al., "Dielectric Properties for SF₆ and SF₆ mixtures predicted from basic data", J. Appl. Phys. 50(11), 1979, pp. 6789-6796.



Simulation de Monte Carlo d'une décharge streamer dans le SF₆

Abdenabi MIMOUNI

Département S.E.T.I. Centre Universitaire de Tiaret, TIARET

E-Mail : a_mimouni@mail.univ-tiaret.dz

Résumé:

Cet article est consacré à la simulation du mécanisme de décharge du type streamer dans le SF₆ pour une géométrie plan-plan par une méthode statistique de Monte Carlo. Le mouvement des électrons et la croissance des avalanches seront simulés, la charge d'espace sera incluse par résolution de l'équation de Poisson. Les distributions des électrons, ions positifs et négatifs ainsi que la distribution du champ créé par la charge d'espace seront étudiés en détail.

INTRODUCTION :

Une décharge électrique dans un gaz constitue un milieu ionisé extrêmement complexe à l'intérieur duquel cohabite un grand nombre de particules chargées (électrons, ions), de neutres excités ou non et de photons. Le comportement de la décharge est complètement conditionné par celui de l'ensemble des particules qui la constituent. La description théorique de son évolution peut s'effectuer si l'on est capable de déterminer l'évolution spatio-temporelle de ces particules.

Le mécanisme de propagation des streamers fait intervenir quatre mécanismes fondamentaux [1], [2] :

- Avalanche électronique à partir d'électron germe.
- Modification du champ électrique local par la charge d'espace positive laissée par la première avalanche.
- Photoionisation du gaz en tête d'avalanche.
- Transition avalanche-streamer lorsque le champ de la charge d'espace devient de l'ordre de grandeur du champ électrique appliqué.

Le front du streamer est formé d'une intense charge d'espace positive, le corps est un canal de plasma parcouru par un courant électrique intense.

Vu la complexité de la photoionisation et la charge d'espace, plusieurs approximations ont été supposées dans les analyses théoriques existantes dans la littérature. Les résultats les plus publiés sont obtenus par résolution de l'équation de continuité des électrons et des

ions, et l'utilisation de l'équation de Poisson pour le calcul de la charge d'espace.

L'inconvénient majeur de l'utilisation de l'équation de continuité est que tous les coefficients de transport doivent être connus en priorité. Ces coefficients sont uniquement donnés en fonction de E/N (état d'équilibre) où E est le champ électrique appliqué et N la densité du gaz, cet état ne sera pas atteint si le champ change rapidement. L'état de non-équilibre existe aussi dans le streamer même si le champ est uniforme. Donc les paramètres de transport diffèrent des prédictions faites des valeurs du champ constant [3]

Dans la méthode de Monte Carlo, on n'a pas besoin de connaître les paramètres de transport en priorité pour l'étude. De plus le comportement non-équilibré du mouvement des électrons dans un champ non-uniforme est pris en compte lors du déroulement de la simulation. Dans cet article, une simulation de Monte Carlo est adoptée dans le SF₆ sous une surtension. Le mouvement des électrons et la croissance d'avalanche seront simulés, la charge d'espace sera incluse par résolution de l'équation de Poisson. La distribution des électrons, ions positifs et négatifs ainsi que les champs de la charge d'espace seront étudiés en détail pour plusieurs temps après l'application d'une tension entre deux électrodes planes.

II. METHODE DE SIMULATION :

Considérant un gaz dans un champ électrique uniforme dans la direction z (normale aux électrodes) à t=0, les n₀ électrons initiaux sont libé

rés de la cathode avec une énergie ε_0 .

II.1 Temps de vol:

Le temps de vol moyen d'un électron est :

$$T_m = \frac{1}{N\sigma_t(\varepsilon)v} \quad (1)$$

N : la densité du gaz.

v : la vitesse de l'électron.

$\sigma_t(\varepsilon)$: la section efficace totale en fonction de l'énergie ε de l'électron,

Le temps de vol moyen T_m n'est pas applicable pour plusieurs gaz. On divise $T_m(\varepsilon_0)$ à t_0 lorsque l'électron est au début de son libre parcours par k :

$$dt = \frac{T_m(\varepsilon_0)}{k} \quad (2)$$

Pour k assez grand, la fréquence de collision peut être considérée constante dans l'intervalle de temps dt .

La probabilité de collision dans l'intervalle de temps dt est :

$$P_1 = 1 - \exp\left[-\frac{dt}{T_m}\right] \quad (3)$$

II.2 Trajectoire de l'électron entre deux collisions successives :

Entre deux collisions successives, l'électron est soumis à l'action du champ électrique E . Si t_0 correspondant au début du temps de vol libre où l'électron se trouve dans la position r_0 avec une vitesse v_0 , alors la vitesse et la position à l'instant t_1 correspondant à la fin du temps de vol libre sont données par :

$$\begin{cases} v_{x1} = v_{x0} \\ v_{y1} = v_{y0} \\ v_{z1} = v_{z0} + \frac{eE}{m_e} dt \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} x_1 = x_0 + v_{x0} dt \\ y_1 = y_0 + v_{y0} dt \\ z_1 = z_0 + v_{z0} dt + \frac{1}{2} \frac{eE}{m_e} dt^2 \end{cases} \quad (5)$$

Où m_e est la masse de l'électron, v_{x1} , v_{y1} et v_{z1} sont les composantes du vecteur vitesse v_1 à la fin du temps de vol, x_1 , y_1 et z_1 sont les composantes du vecteur position en même temps.

II.3 Nature de collision :

A l'instant t_1 , l'électron test va peut être effectuer une collision. Dans cette étude on ne prend que les collisions binaires électron-molécule. Par une simple comparaison de la probabilité de collision P_1 avec un nombre aléatoire R compris entre 0 et 1, on peut savoir si on a collision ou non à la fin du temps de vol dt , c'est à dire l'instant t_1

- Si $P_1 < R$: Il n'y a pas de collision et on procède à la collision suivante sans qu'il y ait changement ni de vitesse ni de direction de l'électron.
- Si $P_1 \geq R$: Une collision se produit dans l'intervalle de temps dt .

Soit $P_{2,j}$ la probabilité pour qu'un processus collisionnel j prenne place :

$$P_{2,j} = \frac{\sigma_j(\varepsilon)}{\sigma_t(\varepsilon)} \quad (6)$$

$j = 1, 2, 3, \dots, N$, y compris les collisions élastiques, vibrationnelles, d'excitation, d'attachement et d'ionisation.

σ_j est la section efficace de collision du processus j , σ_t est la section efficace totale de collision :

$$\sigma_t = \sum \sigma_j \quad (7)$$

$$\sum_{j=1}^N P_{2,j} = 1 \quad (8)$$

On sélectionne un nombre aléatoire R_{col} uniformément distribué entre 0 et 1 :

$$P_{2,1} + P_{2,2} + \dots + P_{2,j-1} < R_{col} \leq P_{2,1} + P_{2,2} + \dots + P_{2,j}$$

détermine le processus de collision.

II.4 Vitesse et direction du projectile après collision :

- Si c'est un attachement, la simulation de l'électron en cours de traitement est alors achevée et on passe à l'électron suivant.
- S'il s'agit des autres collisions, la vitesse de l'électron après le choc dépend bien sur de la nature de la collision qui s'est produite.

L'angle polaire θ est donné par :

$$\cos\theta = 1 - 2R$$

L'angle azimutal ϕ est donné par :

$$\phi = 2\pi R_2$$

R_1 et R_2 deux nombres aléatoires uniformément distribués dans l'intervalle $[0, 1]$

Ainsi, la vitesse de l'électron :
après un choc élastique

$$v'_1 = v_1 \left[1 - \frac{2m_e}{M} (1 - \cos\theta) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

après une collision inélastique conservative:

$$v'_1 = \left[v_1^2 - \frac{2\Delta\mathcal{E}_j}{m_e} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

après une collision inélastique non conservative:

$$v'_1 = \left[\frac{v_1^2}{2} - \frac{\mathcal{E}_{ion}}{m_e} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

Maintenant, quelle que soit la nature de la collision survenue à l'instant t_j , on connaît les composantes de la vitesse de l'électron test après collision. Par conséquent, il est possible de traiter la collision suivante avec comme nouvelles conditions initiales :

$$\begin{cases} v_{x0} = v'_1 \sin\theta \cos\phi \\ v_{y0} = v'_1 \sin\theta \sin\phi \\ v_{z0} = v'_1 \cos\theta \end{cases} ; \quad \begin{cases} x_0 = x_1 \\ y_0 = y_1 \\ z_0 = z_1 \end{cases}$$

S'il s'agit d'une collision d'ionisation, l'électron éjecté sera également traité à son tour. Ce procédé est répété tant qu'on n'a pas atteint la limite temporelle t_{max} ou spatiale z_{max} fixée au début de la simulation et tant que tous les électrons tests ainsi que les électrons créés par ionisation ne sont pas épuisés.

Afin de diminuer le temps de calcul on suppose une seule dimension dans l'espace de position (z) et trois dimensions dans l'espace de vitesse (v_x, v_y, v_z).

Dans cette simulation les électrons et ions, s'ils dépassent un certain nombre, déforment le champ électrique et tous les électrons sont suivis aux mêmes intervalles de temps. L'intervalle de temps doit être inférieur au temps de vol moyen. $dt = 0.35 \cdot 10^{-11}$ s est choisi dans cette étude.

Au début de chaque pas de temps, les nouvelles positions et vitesses sont calculées d'après les équations du mouvement. Nouveaux électrons, ions positifs et négatifs peuvent être produits par les collisions d'ionisation, photo ionisation et d'attachement.

A la fin de chaque temps de vol, le champ de la charge d'espace est calculé de l'équation de Poisson comme une fonction de la nouvelle distribution de charges. La distance entre les deux électrodes d ($d = 4$ mm) est discrétisée en M éléments égaux. La longueur de chaque élément est de $5 \cdot 10^{-2}$ mm ($M = 80$). La distribution du champ total à la fin du pas de temps t_k est stockée pour l'utiliser au pas suivant t_{k+1} . Etant donné que la multiplication des électrons est rapide sous une surtension, le nombre total d'électrons peut dépasser le nombre maximal toléré lors de la simulation, ce qui implique un temps de calcul excessif pour simuler le mouvement de tous les électrons. A la fin de chaque pas de temps t_k , si le nombre total dépasse une limite N_{max} ($N_{max} = 10^4$ dans cette étude), une méthode statistique est introduite pour choisir un nouveau petit groupe de grandes particules qui représente l'ancien grand groupe de petites particules. La distribution des vitesses du deuxième groupe devra être équivalente à celle du premier groupe dans l'espace de phase ; chaque particule i aura donc f_{ki} fois autant de masses et de charges que chacune des anciennes particules. f_{ki} est le facteur de multiplication à t_k .

II.5 Photoionisation du gaz :

Dans l'étude expérimentale de la photoionisation dans l'air, O_2 et N_2 Penney et Hummert [4] ont établi une relation entre le taux de la photoionisation et le taux de l'ionisation à travers un coefficient ψ

Généralement, ψ est inversement proportionnelle au produit de la densité du gaz et la distance inter-électrode.

Puisque peu de valeurs sont disponibles sur la photoionisation dans le SF_6 , dans cette étude une probabilité $P_1 = 5 \cdot 10^{-4}$ par collision d'excitation est supposée[4]

La probabilité P_1 est reliée directement à l'excitation, que l'ionisation [4] étant donné que les photons sont produits lorsque les molécules excitées reviennent à des niveaux bas. Si $P_1 > R_3$, où R_3 est un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1, une paire électron-ion est produite par photoionisation. La position de la photoionisation Z_j est calculée par la probabilité P_2 [4] :

$$P_{2j} \sim \Omega_{ij} = 2\pi \left[1 - \frac{z_{ij}}{\sqrt{R_d^2 + z_{ij}^2}} \right] \quad (12)$$

z_{ij} : distance entre le point d'excitation z_i et le point de la photoionisation z_j . R_d : rayon de la décharge. Ω_{ij} : l'angle solide entre le point

d'excitation et le plan qui contient le point de la photoionisation.

On suppose que la photoionisation qui se produit en dehors de la région cylindrique avec $r > R_d$ est négligeable. Selon Jianfen Liu et al [5], $R_d = 4 \cdot 10^{-2}$ mm.

La position de la photoionisation z_j est déterminée par génération d'un second nombre aléatoire R_4 compris entre 0 et 1:

$$\sum_{j=1}^M P_{2j} = 1$$

$$P_{21} + P_{22} + \dots + P_{2j-1} \leq R_4 < P_{21} + P_{22} + \dots + P_{2j}$$

Donc à t_k et z_j une paire électron-ion est stockée avec 0.1 eV d'énergie pour l'électron généré par photoionisation.

II.6 Calcul du champ de la charge d'espace :

A la fin de chaque temps t_k , le champ de la charge d'espace est calculé d'après l'équation de Poisson. Kline et Siambis [6] ont présenté la méthode de calcul suivante :

On divise la distance inter-électrode d en M éléments, $\Delta z = d/M$, où Δz est la longueur d'un élément.

Le changement dans le champ électrique dans l'élément k , ΔE_k dépend de la charge qui se trouve dans cet élément :

$$\Delta E_k = \frac{1}{\epsilon_0} (-q_{ek} + q_{pk} - q_{nk}) \quad (13)$$

q_{ek} , q_{pk} et q_{nk} sont les charges des électrons, ions positifs et ions négatifs dans l'élément K .

Le champ de la charge d'espace dans les éléments adjacents est :

$$E_k = E_{k-1} + \frac{1}{2} (\Delta E_{k-1} + \Delta E_k), \quad 1 \leq k \leq M \quad (14)$$

Le champ dans le premier élément est donné par :

$$E_1 = E_c + \frac{1}{2} \Delta E_1 \quad (15)$$

E_c est le champ à la cathode.

L'intégration du champ de la charge d'espace sur tous les éléments devra être zéro (charge d'espace ne produit pas de tension externe) :

$$\int_0^d E dl = 0 \quad (16)$$

$$\sum_{k=1}^M E_k \Delta z = 0 \quad (17)$$

En remplaçant l'équation (14), (15) dans (17), on trouve que :

$$E_c = -\frac{1}{M} \sum_{k=1}^M (M-K+0.5) \Delta E_k \quad (18)$$

A chaque temps t_k , l'équation (13) est utilisée pour trouver ΔE_k , E_c est trouvée en utilisant l'équation (18). Ensuite, E_j est calculée en utilisant l'équation (15). Finalement le reste des E_k est calculé en utilisant l'équation (14), pour compléter le calcul du champ électrique. Le champ électrique total sera la somme du champ de la charge d'espace positive et le champ électrique Laplacien appliqué. Les électrons, durant le pas de temps suivant, seront accélérés par le champ électrique total.

Dans cette simulation, les sections efficaces de collision pour le SF_6 sont prises de Novak et al [7]

III. RESULTATS ET COMMENTAIRES:

1000 électrons sont libérés de la cathode à $t = 0$ avec 0.1 eV d'énergie. Le champ appliqué est 411 Td. La densité du gaz est $2.12 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$.

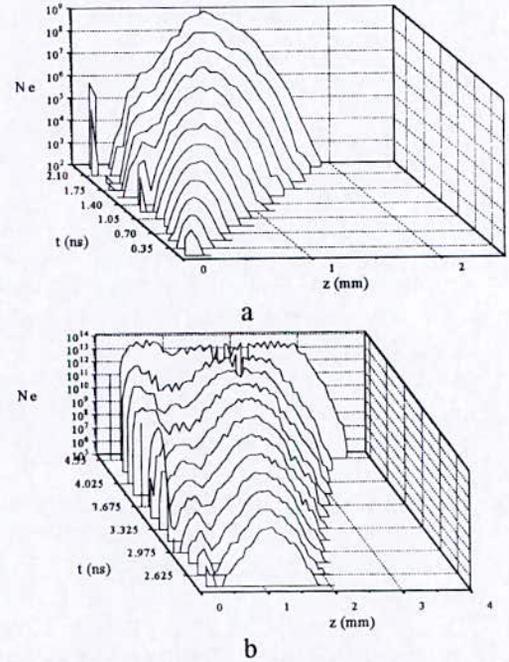
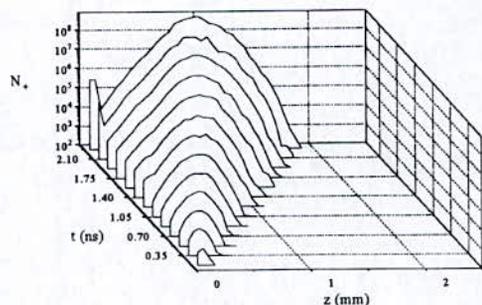
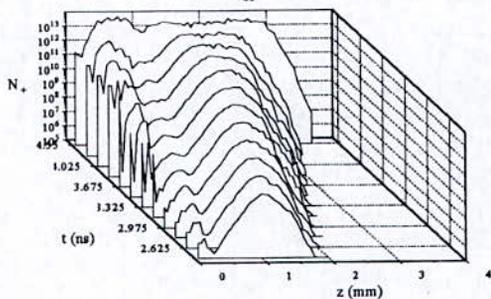


Figure 1. Distribution du nombre d'électrons a ($0.175 \text{ ns} \leq t \leq 2.275 \text{ ns}$), b ($2.45 \text{ ns} \leq t \leq 4.55 \text{ ns}$)

Etant donné que les électrons sont libérés de la cathode avec une énergie de 0.1 eV, l'attachement est le processus le plus dominant durant les premiers temps, le nombre total d'électrons augmente lentement.

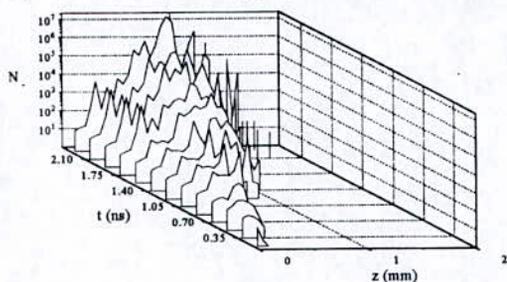


a

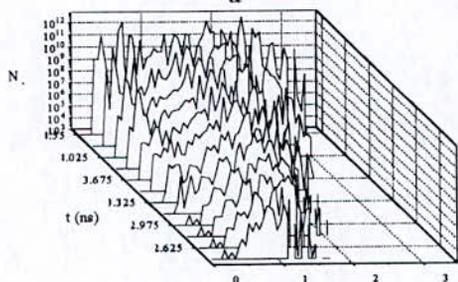


b

Figure 2. Distribution du nombre d'ions positifs
a ($0.175\text{ ns} \leq t \leq 2.275\text{ ns}$), b ($2.45\text{ ns} \leq t \leq 4.55\text{ ns}$)



a



b

Figure 3. Distribution du nombre d'ions négatifs
a ($0.175\text{ ns} \leq t \leq 2.275\text{ ns}$), b ($2.45\text{ ns} \leq t \leq 4.55\text{ ns}$)

Si ce nombre dépasse 10^4 , on procède à la méthode statistique décrite précédemment pour diminuer le nombre des particules à traiter, en gardant la même distribution des vitesses et des positions. La vitesse de l'avalanche, pour les premiers temps (50 dt à 650 dt), est d'environ $5.714 \cdot 10^5$ m/s.

A 3.15 ns, le nombre des électrons est supérieur à $2 \cdot 10^{11}$, le champ de la charge d'espace positive

commence à avoir une influence sur le champ électrique total.

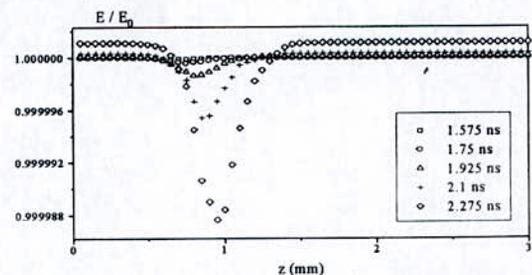


fig 4 Distribution du champ ($0.175\text{ ns} \leq t \leq 2.275\text{ ns}$)

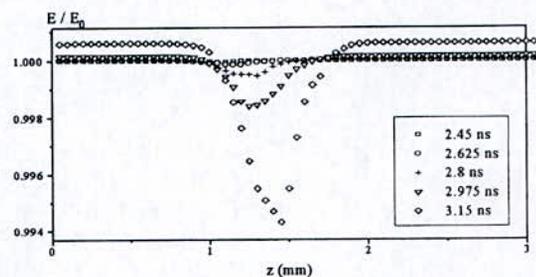


fig 5 Distribution du champ ($2.45\text{ ns} \leq t \leq 3.15\text{ ns}$)

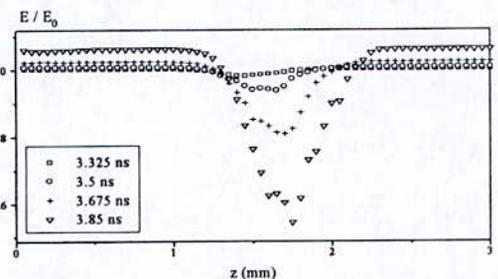


fig 6 Distribution du champ ($3.325\text{ ns} \leq t \leq 3.85\text{ ns}$)

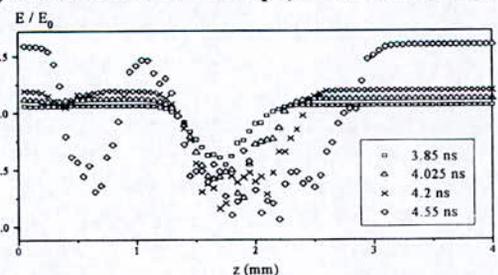


fig 7 Distribution du champ ($3.85\text{ ns} \leq t \leq 4.55\text{ ns}$)

La diminution du champ est de 0.6% à une distance de 1.5 mm de la cathode, figure 5. A cet instant, une deuxième avalanche créée par photoionisation en arrière de la première avalanche, devient visible, figure 1.b.

Au cours de l'écoulement du temps, le champ électrique total, en arrière et en avant de la première avalanche, augmente. Par contre, dans la région où se trouve l'avalanche, il diminue.

La déformation totale du champ électrique est observée à $t = 4.55$ ns, *figure 7*.

L'avalanche secondaire dérive vers l'anode avec une vitesse supérieure à celle de la première avalanche, *figure 1.b*, parce qu'elle se trouve dans la région où le champ est élevé.

L'avalanche secondaire commence, considérablement, à déformer le champ à $t = 4.2$ ns, *figure 7*. Le champ maximal est : $E_{\max} = 1.2 E_0$. A $t = 4.55$ ns, $E_{\max} = 1.58 E_0$. L'avalanche secondaire est encore plus accélérée.

La distribution des ions positifs est similaire à celle des électrons, sauf que les ions positifs sont en arrière par rapport aux électrons. Le nombre des ions positifs est plus grand que celui des ions négatifs de 10 à 100 fois.

Bien que le nombre des électrons dans l'avalanche secondaire puisse dépasser celui de l'avalanche primaire, le nombre des ions négatifs dans l'avalanche secondaire reste moins que celui dans l'avalanche primaire, ce qui diminue la probabilité d'attachement.

Le streamer dans le SF₆ avance le long de l'intervalle inter-électrodes pour former un filament conducteur constitué d'un gaz fortement ionisé entre les électrodes. Les deux processus fondamentaux à la formation du streamer sont la photoionisation et la charge d'espace.

CONCLUSION :

Dans cet article, on a développé une méthode de Monte Carlo pour simuler le développement du streamer, dans le SF₆, sous un champ électrique uniforme élevé.

Le mouvement de l'électron et la croissance de l'avalanche sont simulés. L'effet de la charge d'espace est inclus par résolution de l'équation de Poisson. La participation de la photoionisation à la création de nouveaux électrons dans des avalanches auxiliaires, est introduite. Les distributions des électrons, ions positifs, ions négatifs et champ électrique sont étudiées. Nos résultats sont en bon accord avec les résultats théoriques de Jianfen Liu et Govinda Raju [5]

REFERENCES :

- [1] E.Kuffel et M.Abdullah "High Voltage Engineering", Pergamon Press.
- [2] C.Gary et M.Moreau "L'effet de couronne en tension alternative", Collection de la Direction des études et recherches d'électricité de France, Eyrolles 1976.
- [3] G.R.Govinda Raju et Jianfen Liu "Simulation Of Electrical Discharges In Gases :

Nonuniform Electric Fields", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol 2 N°5, pp1016-1041, 1995.

- [4] G.W.Penney et G.T. Hummert "Photoionization Measurements In Air, Oxygen And Nitrogen", J.Appl.Phys, Vol 41, N°2, pp 572-577, 1970.

- [5] Jianfen Liu et G.R.Govinda Raju "Streamer Formation And Monte Carlo Space Charge Field Calculation In SF₆", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol 28 N°2, pp261-270, 1993.

- [6] Laurence E.Kline et John G.Siambis "Computer Simulation Of Electrical Breakdown in Gases : Avalanche And Streamer Formation", Physical Review A, Vol 5, N°2, pp 794-805, 1972.

- [7] J.P.Novak et M.F.Frechette "Transport Coefficients Of SF₆-N₂ Mixtures From Revised Data", J.Appl.Phys, Vol 55, N°1, pp 107-116, 1984.

Influence des matériaux des électrodes sur une décharge couronne négative en géométrie pointe-plan

M.MEKIOUS, F.BITAM-MEGHERBI, M.MEGHERBI *

Laboratoire de Matériaux, d'Electrochimie
et de Corrosion (LAMEC)
Université Mouloud Mammeri Tizi ouzou

Résumé

Une étude expérimentale sur l'effet des matériaux des électrodes sur la décharge couronne en pointe négative est présentée dans cet article. Des pointes et des plans de différents matériaux à savoir le cuivre et l'aluminium, ont été réalisés et expérimentés. Les résultats obtenus montrent bien un effet du matériau de la pointe sur la décharge couronne.

1-Introduction

Le terme de « décharge couronne » désigne une décharge électrique autonome au sein de laquelle le champ électrique appliqué confine les processus d'ionisation primaires à des régions voisines de l'électrode à champ élevé (de faible rayon de courbure ou électrode active). La décharge est dite négative si l'électrode active joue le rôle de cathode. On distingue deux zones [1], [2] :

La première, voisine de l'électrode active est le siège de l'ionisation du gaz. C'est une zone à l'intérieur de laquelle le coefficient d'ionisation primaire apparent ($\alpha-\eta$) est positif, c'est à dire que la multiplication électronique prend largement le pas sur le processus d'attachement.

En dehors de cette région d'ionisation, les ions produits dérivent vers l'électrode passive. Par la forme du courant observé au niveau du plan en décharge négative et par l'aspect des phénomènes lumineux qui se produisent dans l'intervalle, on peut distinguer plusieurs domaines de la tension appliquée [3] :

- une zone de collection des charges se trouvant dans l'air,
- une zone de décharge de Townsend non entretenue,
- une zone d'auto stabilisation par charge d'espace caractérisée par des trains d'impulsions irrégulières,
- un domaine d'impulsions où il y a un courant pseudo continu et des impulsions régulières dite de Trichel ,
- une zone à courant continu sans impulsions,
- enfin le claquage.

Au delà d'un courant seuil de l'ordre de 100 μ A, apparaissent des feathers (plumes) qui se développent dans l'intervalle pointe - plan.

La multitude des régimes de décharge a donné lieu à de nombreuses études , mais l'influence du matériau d'électrode a souvent été passée sous silence. Les investigations menées dans le cadre de la présente étude ont pour but de combler un tant soit peu ce manque. C'est ainsi que la nature du matériau d'électrode a été prise en compte, dans le cas d'une décharge négative. Cette étude se présente donc comme une ébauche pour un travail systématique dont la finalité demeure le choix des matériaux pouvant servir en technique de haute tension.

2- Dispositif et techniques expérimentales

Le montage expérimental est constitué d'une source de tension continue variant de 0 à 20 kV, d'une cellule d'essai et d'un dispositif de mesure.

La cellule d'essai est une enceinte en plexiglas munie de deux électrodes démontables. La première constituant l'électrode à fort champ est une tige cylindrique terminée par une pointe conique ayant un angle d'ouverture de 30°. La seconde est un plan circulaire à bords arrondis de 80 mm de diamètre.

La tension appliquée est mesurée avec un voltmètre à la sortie d'un diviseur résistif de rapport 1000. La mesure du courant moyen est obtenue par la mesure de la tension aux bornes d'une résistance non inductive, à l'aide d'un voltmètre digital (figure 1).

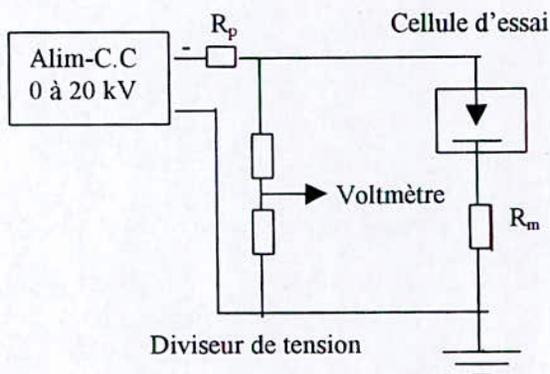


Figure 1 : Dispositif expérimental

3- Résultats expérimentaux

Il est à noter que dans le but d'éviter toute modification ou altération des surfaces des électrodes, celles-ci sont nettoyées à l'acétone puis séchées avant chaque essai. Afin de réduire les effets liés aux conditions de pression et de température, les essais sont effectués dans la même journée. Les résultats présentés dans ce qui suit représentent une moyenne de ceux obtenus après plusieurs essais ; les variations de résultat demeurent infimes et ne dépassent jamais les 10 % dès lors que les expériences ont eu lieu à la même période de la journée s'étalant sur une dizaine de jours.

3.1- Influence du matériau de la pointe

Les figures 2 et 3 montrent l'évolution du courant moyen avec la tension pour des pointes en aluminium et en cuivre avec des plans en aluminium et cela pour des distances inter électrodes de 6 et 10 mm respectivement. Nous remarquons, à l'examen de ces courbes que les courants plus intenses avec une pointe en aluminium.

Nos expériences ont également montré une forte instabilité du courant au voisinage du seuil d'apparition de l'effet couronne. Ce phénomène est d'autant plus accentué que la distance inter électrodes est faible. Nous remarquons ainsi en figure 2 que le niveau de tension pour lequel le courant atteint un niveau de stabilité permettant la mesure est plus élevé pour l'aluminium pour la distance de 6 mm, alors que le courant est plus élevé avec ce matériau. Cela ne doit en aucun cas mener à la conclusion que le seuil d'apparition de l'effet couronne est plus faible pour le cuivre comparativement à l'aluminium.

Sur la figure 3 nous observons une tendance d'un courant plus intense pour l'aluminium. La stabilité est meilleure dans ce cas en comparaison avec la distance de 6 mm.

Sur la figure 4 sont montrés des résultats similaires pour une distance de 10 mm mais avec un plan en cuivre. Dans ce cas aussi l'allure des courbes $I(U)$ montre une tendance à des courants plus élevés avec une pointe en aluminium.

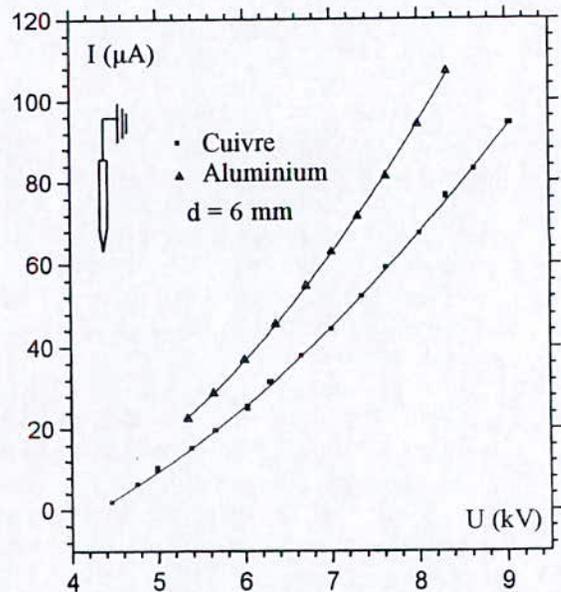


Figure 2: Caractéristique courant - tension d'une décharge négative: plan en aluminium

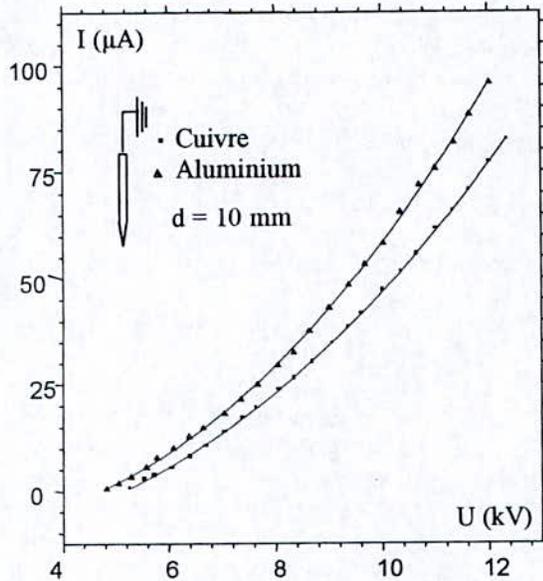


Figure 3 : Caractéristique courant - tension d'une décharge négative : plan en aluminium

3.2-Influence du matériau de l'électrode plane

Afin de voir dans quelle mesure pouvait être impliqué le matériau du plan, nous avons tracé les caractéristiques $I(u)$. Les résultats de ces essais sont montrés sur les figures 5 et 6 pour des pointes en cuivre et en aluminium. Les plans utilisés sont en cuivre et en aluminium et la distance inter électrodes est de 10 mm, distance permettant une bonne stabilité des courants. Nous remarquons sur les deux figures que le matériau du plan n'a pratiquement aucune influence sur la caractéristique courant - tension.

4- Discussion des résultats

Les résultats obtenus à l'issue de nos investigations montrent que dans le cas de la polarité négative, seul le matériau de la pointe peut influencer la décharge. Cela peut trouver son explication dans le pouvoir émissif plus accentué de l'aluminium. Par contre l'influence quasi inexistante du matériau du plan peut s'expliquer par le fait que le voisinage du plan est une zone de dérive où ne se produit aucun phénomène d'ionisation. Les seules espèces présentes dans cette zone sont des ions négatifs lourds dont l'énergie cinétique faible interdit des effets liés au bombardement.

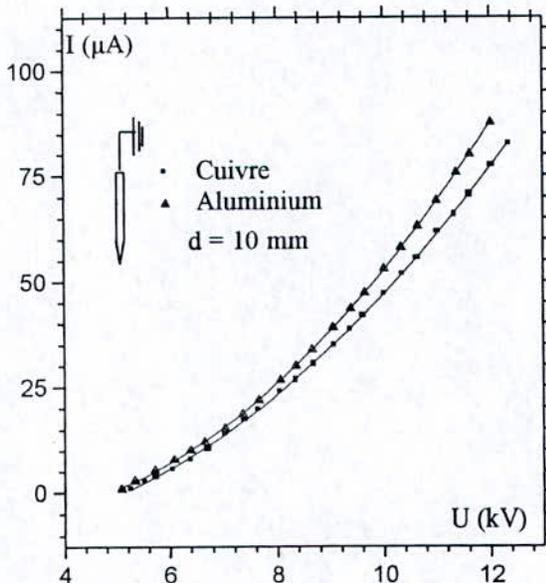


Figure 4: Caractéristique courant - tension d'une décharge négative : plan en cuivre

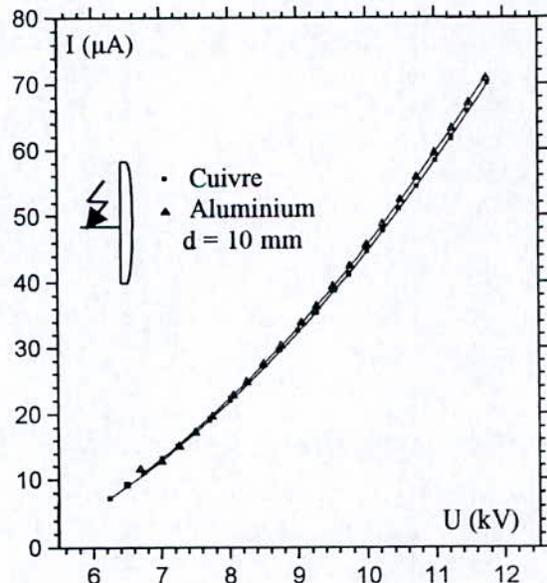


Figure 5 : Caractéristique courant - tension d'une décharge négative: pointe en cuivre

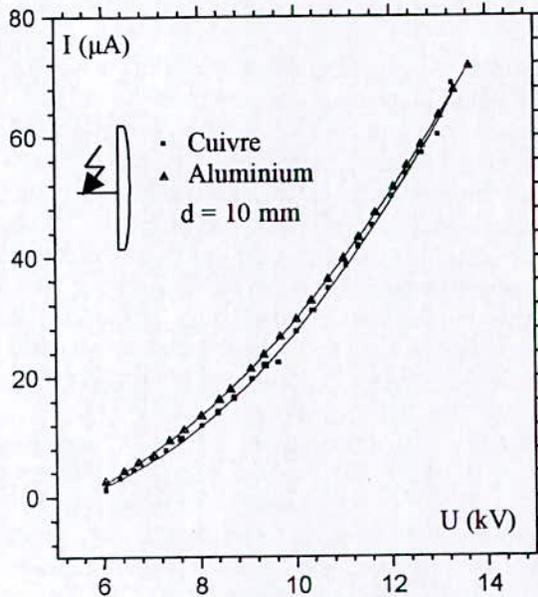


Figure 6: Caractéristique courant - tension d'une décharge négative : pointe en aluminium

5- Conclusion

La conclusion que l'on peut tirer de ce travail est que l'effet du matériau de la cathode joue dans un système pointe-plan un rôle sur le comportement de la décharge couronne. Par contre le matériau de l'anode ne semble pas jouer un rôle appréciable, du moins en ce qui concerne le courant moyen de la décharge. Cette particularité de la décharge couronne semble liée à l'aptitude plus ou moins affirmée du matériau à libérer des électrons. Notons que dans la décharge couronne négative le caractère émissif pourrait être modifié par effet de champ., qui dans le cas de la décharge couronne en polarité négative de la pointe est du au matériau de l'électrode passive.

6- Références bibliographiques

[1] M.GOLDMAN & R.S.SIGMOND

" *Corona and insulation* "

IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. EI - 17, n°2, p 90, 1982

[2] G.BERGER & M.GOLDMAN

" *Dielectrics degradation under corona discharges* "

Proc. 4th Int. Conf. Gas. Discharges, p 105, 1976

[3] I.GALLIMBERTI, J.K.HEPWORTH & C.R.KLEWE

" *Spectroscopic investigation of impulse corona discharges* "

J.phys.D.7, p880, 1974

[4] N.FOULON

" *Etude de la dégradation des matériaux isolants sous décharge couronne en régime de streamers* "

Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6, 1993

[5] E.ODIC

" *Etude d'une décharge moyenne fréquence avec barrière diélectrique, ainsi que la réactivité chimique du plasma généré* "

Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6, 1998

[6] G.HARTMANN

" *Theoretical evaluation of Peek's law* "

IEEE Trans.I.A, Vol.IA-20, n°6, p 1647, 1984

[7] L.B.LOEB

" *Electrical coronas: Their basic physical mechanisms* "

University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1965

[8] G.GOUDET

" *Traité d'électricité, Tome III : l'électricité et la matière* "

Editions Masson, Paris, 1975

Influence du matériau de l'électrode passive sur la décharge couronne positive en configuration pointe-plan

M.MEKIOUS*, F.BITAM-MEGHERBI, M.MEGHERBI

Laboratoire de Matériaux, d'Electrochimie
et de Corrosion (LAMEC)

Université Mouloud Mammeri Tizi ouzou

e. mail : mhand.mekious@caramail.com

Résumé

Le présent papier concerne les résultats d'une étude de la décharge couronne positive en géométrie pointe - plan. Les investigations menées avaient pour but de voir quel peut être l'effet du matériau de l'électrode passive sur le comportement de la décharge. Les expériences ont été réalisées à la pression atmosphérique sous une tension continue variant de 0 à 20 kV. Les matériaux utilisés pour l'électrode active sont le cuivre, l'aluminium et le laiton, alors que ceux utilisés pour l'électrode passive sont le cuivre, l'aluminium.

Les résultats obtenus sont reproductibles et montrent effectivement l'effet du matériau de l'électrode passive sur la décharge couronne, pour la polarité considérée.

1-Introduction

De nombreux travaux ont été consacrés à l'étude des mécanismes de développement de la décharge couronne. Cette décharge, bien connue, est autonome et se décompose en deux régions pour une configuration pointe - plan [1]. La première au voisinage l'électrode de faible rayon de courbure dite active où le champ électrique est très intense permettant l'ionisation du gaz. La seconde est la zone de dérive ionique où règne un champ relativement faible pour permettre des réactions d'ionisation. Cette zone est caractérisée par la présence de charges libres, de même signe que l'électrode active, dérivant vers l'électrode dite passive.

En polarité positive, la décharge s'établit à un

seuil de tension V_s avec des impulsions qui se superposent à un courant continu [2], [3]. On distingue 2 types d'impulsions.

- des impulsions de longue durée désignées par le terme "burst pulses" par les anglo-saxons que l'on pourrait traduire par "impulsions en salves" qui créent une lueur enveloppant la pointe,

- des impulsions appelées preonset streamers que l'on peut désigner sous le nom de "canal de streamer".

Au delà d'une certaine tension, les impulsions de streamers parviennent à se développer à travers tout l'espace inter électrodes, accompagnées d'impulsions qui drainent un courant moyen sensiblement égal au courant continu. Ces impulsions correspondent aux streamers du deuxième ordre ou prebreakdown streamers.

Dans certains cas et pour des géométries d'électrodes déterminées, le champ seuil est atteint mathématiquement à l'aide de la loi de Peek généralisée [4],[5],[6],[7]. Cependant, peu de recherches ont porté sur l'étude de l'influence du matériau de l'électrode sur la décharge couronne. Nos investigations quant à elles s'intéressent justement à l'effet du matériau des électrodes. Ce qui suit se rapporte principalement au cas où la pointe est portée au potentiel positif.

2-Techniques expérimentales

Le dispositif expérimental représenté sur la figure 1 est composé d'une cellule d'essai et d'un dispositif de mesure.

La cellule d'essai est constituée d'un corps en Plexiglas transparent muni de deux électrodes interchangeables, l'une pointue et l'autre plane. La distance inter électrodes peut varier de 0 à 20 mm. L'électrode passive est un disque de 80 mm de diamètre. L'électrode active est cylindrique avec un diamètre de 4 mm et se termine par un cône ayant un angle d'ouverture de 30°.

Pour le dispositif de mesure, la tension appliquée est mesurée avec un voltmètre digital placé à la sortie d'un diviseur de tension résistif de rapport 1000 et le courant avec un second voltmètre à travers une résistance de mesure R_m .

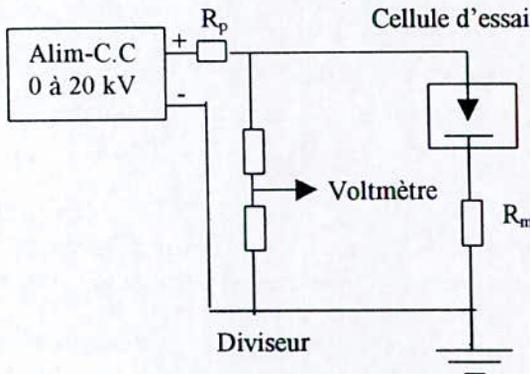


Figure 1: Dispositif expérimental

3- Résultats et discussion :

Avant chaque expérience, les électrodes sont nettoyées à l'acétone. Pour cerner l'influence du matériau sur la décharge couronne, deux types d'expériences ont été effectuées faisant intervenir différents couples d'électrodes. Les expériences de la première catégorie étaient axées sur l'effet éventuel de l'électrode plane. La seconde catégorie d'essais portaient sur l'effet de l'électrode active à fort champ.

Les résultats obtenus à partir de la mesure du courant moyen sont montrés sur les figures 2, 3 et 4. Ils concernent des plans en aluminium couplés avec des pointes en aluminium, en cuivre et en laiton. De ces résultats il ressort qu'en plus de l'allure parabolique des caractéristiques $I(v)$, signalée par ailleurs par Loeb [2], ces courants sont toujours plus intenses avec des plans (cathode) en aluminium. Ce courant plus intense avec l'aluminium pourrait trouver son explication dans le fait que le plan jouant le rôle de cathode, les électrons sont plus facilement libérés par l'aluminium caractérisé par un travail

de sortie plus faible qui est de 3,3 eV pour 4,1 dans le cas du cuivre [8].

Les phénomènes chimiques survenant à la surface du plan ne semblent pas jouer un rôle important du fait que les expériences sont réalisées en des temps relativement courts (5 minutes environ) d'une part et d'autre part par le fait qu'une oxydation de l'aluminium mènerait nécessairement à l'apparition d'une couche isolante d'alumine induisant un résultat contraire à celui trouvé.

Le second type d'investigations menées et se rapportant à l'électrode active montre bien que le champ électrique au voisinage de cette électrode était très élevé, l'effet du matériau demeure faible. Les faibles écarts remarqués ne peuvent être imputés qu'à la précision des appareils de mesure utilisés. Toutefois, une observation plus précise des courbes 5 et 6 montre que les courbes semblent se déduire par translation, ce qui conforte la thèse d'une imprécision de la mesure. La comparaison de ces courbes avec celles montrées précédemment sur les figures 2, 3 et 4 révèle que pour ces dernières l'écart de courant s'amplifie, ce qui élimine la thèse d'une translation liée à l'imprécision de la mesure.

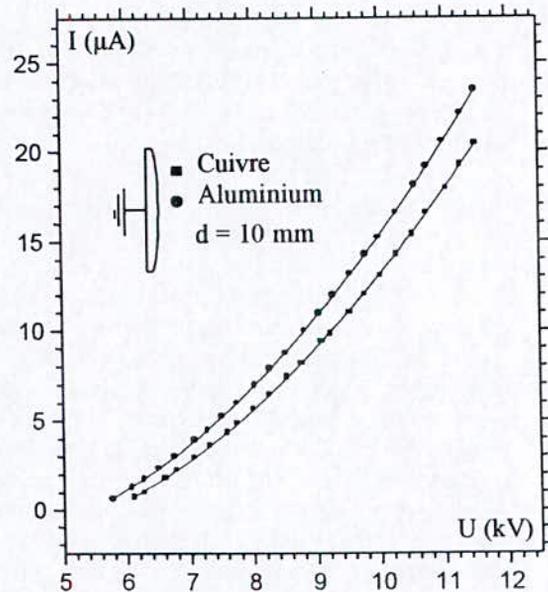


Figure 2: Caractéristique courant - tension d'une décharge positive : pointe en aluminium

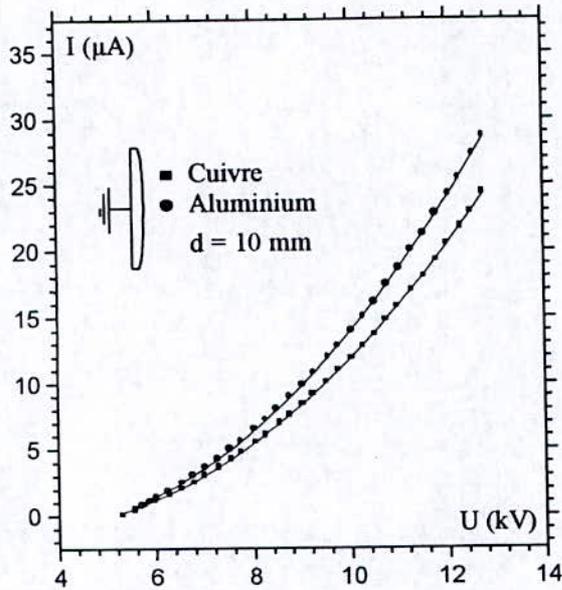


Figure 3 : Caractéristique courant - tension d'une décharge positive : pointe en cuivre

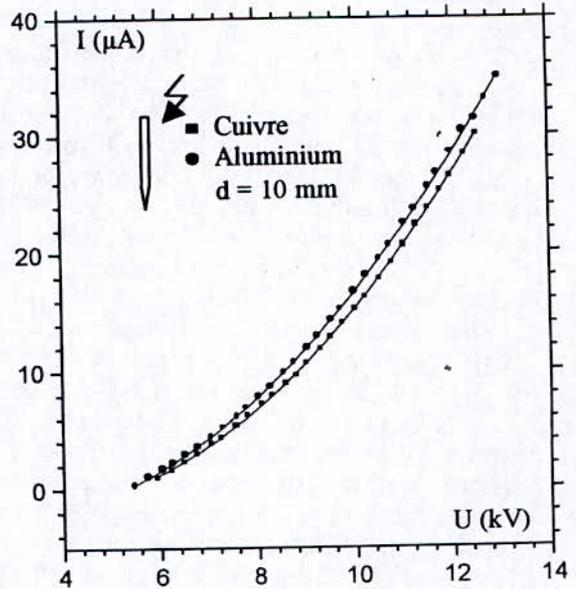


Figure 5: Caractéristique courant - tension d'une décharge positive: plan en aluminium

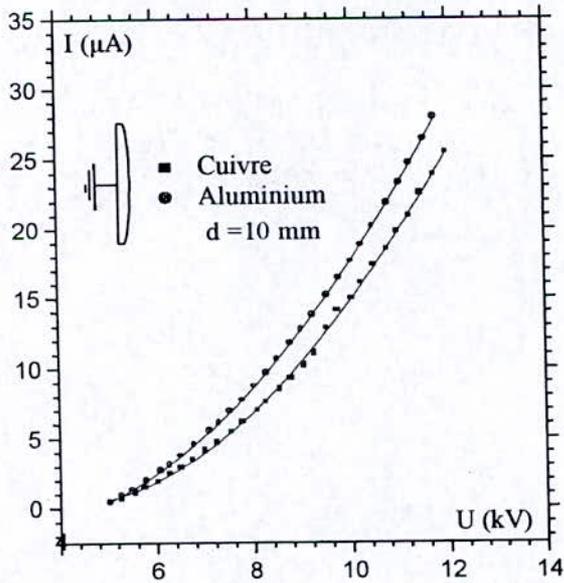


Figure 4 : Caractéristique courant - tension d'une décharge positive : pointe en laiton

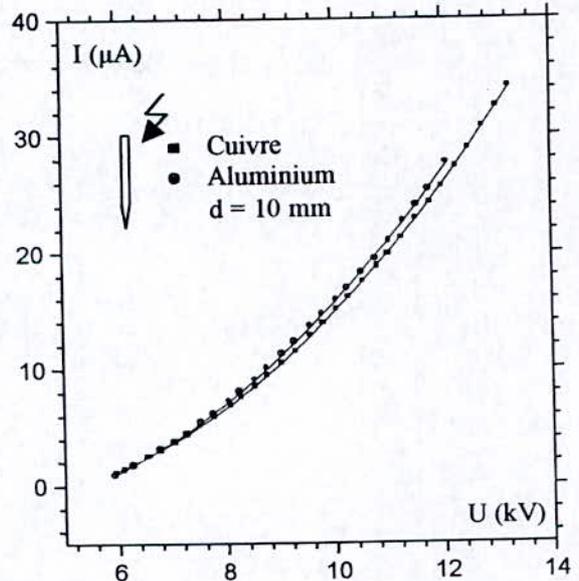


Figure 6 : Caractéristique courant - tension d'une décharge positive: plan en cuivre

4- Conclusion

La présente étude nous a permis de cerner l'influence du matériau de l'électrode qui pour toutes les électrodes de différents matériaux expérimentés se situe au niveau de l'électrode portée au potentiel négatif. Le fait que ce soit le matériau de la cathode qui influe sur le processus de décharge conforte l'hypothèse de l'influence du travail d'extraction du matériau. Ce phénomène signalé par ailleurs dans un travail que nous avons consacré à une décharge négative semble le confirmer. On pourra donc considérer que le travail de sortie du matériau peut être considéré comme un élément de choix de matériaux. La forte influence du traitement de surfaces sur le travail de sortie pourra également poser le problème du nettoyage des électrodes surtout lorsque la haute tension est mise à profit des applications autres que celle portant sur le transport de l'énergie

5- Références bibliographiques

- [1] M.GOLDMAN & R.S.SIGMOND
" Corona and insulation "
IEEE Trans.on Elect.Insul., Vol.EI-17, n°2, p 90
1982
- [2] L.B.LOEB
"Electrical coronas : Their basic physical mechanisms "
University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1965
- [3] E.CROCHET, M.GOLDMAN & R.HAUG
"Relative importance of synchronous component in the current of corona discharge"
Proc.of. 2nd Int. Conf. Symp. on Gaseous. Diel., p 8, 1980
- [4] G.HARTMANN
"Theoretical evaluation of Peek's law "
IEEE Trans.I.A, Vol.IA - 20, n° 6, p 1467, 1984
- [5] Y.ZEBOUDJ
"Influence de l'humidité de l'air atmosphérique sur les paramètres de la décharge couronne positive en géométrie cylindrique "
Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6, 1988.
- [6] Y.ZEBOUDJ & G.HARTMANN
" Champ seuil de la décharge couronne positive et application du modèle physico-mathématique de la loi de Peek "
1^{ère} CNHT, Béjaïa 29-30 Sept. 1995, p 7
- [7] Y.ZEBOUDJ, R.IKENE, K.OUDJHANI & K.HAMIDOUCHE
"Influence de la densité de l'air sur le seuil de la décharge couronne positive en géométrie pointe - plan "
2^{ème} CNHT, Tizi ousou, 17-19 Nov. 1997, p 66
- [8] G.GOUDET
" Traité d'électricité, Tome III : l'électricité de la matière "
Editions Masson, Paris, 1975
- [9] G.BUCHET, A.GOLDMAN & M.GOLDMAN
" Sur la nature du courant permanent dans les décharges couronnes positives pointe - plan en tension continue "
C.R. Acad. Sci. série B, p 263, 1966
- [10] J.M.WETZER & P.C.T VAN DER LAAN
" Prebreakdown currents : Basic interpretation and time resolved measurements "
IEEE.Trans.on Elect.Insul,Vol. 24, n° 2, p 297, 1989.
- [11] R.S.SIGMOND & M.GOLDMAN
" Positive streamer propagation in short corona gaps in ambient air "
XV Int. Conf. on phenomena in ionized gases, p 648, 1981

ANALYSIS OF CURRENT AND ELECTRIC FIELD DISTRIBUTIONS BENEATH A POSITIVE DC WIRE-TO-PLANE CORONA

H. Yala*, A. Kasdi and Y. Zebboudj

Laboratoire de Génie Electrique, Université A. Mira de Béjaïa, 06000 Béjaïa, Algérie

Abstract :

The stable corona discharge in wire-to-plane system is analysed using the model which separates the corona into a high field region and a low field drift region. In this paper, a hybrid technique is presented for general solution of the corona governing equations. The finite element method is used to solve Poisson's equation and the method of characteristics for space charge density evaluation. The computational model is validated by a comparison with experimental measurements.

Key words: Monopolar corona, space charge, finite element method, ionised field.

1 INTRODUCTION

The stable corona discharge is used in various ways in an increasing number of engineering applications. The analysis of ionized fields in different geometrical electrode arrangements has an important area of research. One of the configuration mostly used for theoretical and experimental studies is the wire-to-plane geometry, it's largely used in the design of HVDC transmission line, electrostatic precipitators and separators, painting and spraying powders. Accurate solutions of the field equations are very difficult to obtain despite advances in numerical and computational techniques. The equations that constitute the mathematical model are :

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon_0 \quad (\text{Poisson's equation}) \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (\text{continuity condition}) \quad (2)$$

$$\vec{J} = \mu \rho \vec{E} - D \nabla \rho \quad (\text{current density}) \quad (3)$$

$$\vec{E} = -\nabla \phi \quad (4)$$

Where ϵ_0 is the permittivity of air, μ the ion mobility and D the diffusion coefficient. Attempts to formulate theoretical models for

descriptions of charge density and electric field distributions in the wire-to-plane geometry date back to Deutsch's 1933 approximate analysis [1]. The work involved the major simplifying assumption which stipulate that the space charge affects only the magnitude and not the direction of the electric field. This assumption is commonly accepted in analytical approaches in the past, it's satisfied in coaxial cylindrical configuration but in wire-to-plane system it is not verified. The thickness of the ionisation layer around the wire is always disregarded with respect to the inter electrode spacing. The surface field of the corona wire remains constant at the inception field E_i (Kaptzov's assumption) [2].

In this paper a new iterative finite-element technique is proposed as a numerical tool to solve Poisson's equation in wire-to-plane system without resorting to the Deutsch's assumption. We use new boundary conditions for the spacing electrode developed recently by Zebboudj et al. [3-4] on the generalisation of the Peek's law. The used mathematical physical model separates the corona in two distinct regions. In the ionisation region, $R \leq r \leq R_c$, it is assumed to the first order, that the electric field is described adequately by Laplace's equation. The drift region, $R_c \leq r \leq H$, is characterised by the transport of positive ions to the cathode and within this region the electric field is significantly influenced by space charge. It is assumed that the space charge is formed by positive ions.

2 PROBLEM DESCRIPTION

In the present investigation, the wire-to-plane system is supposed to be of infinite length and consequently the system is reduced to 2D. A wire of radius R forms the anode and a plane of infinite length forms the cathode as indicated in figure1. Under the conditions of axial symmetry

one half of the cross-section area of rectangular form is enough for the problem formulation. The thickness of the ionisation layer around the wire is so small to be considered of circular form, it is separated from the drift region by a boundary of radius R_c . The electric field E_c at the ionisation-region/drift-region interface corresponds to a zero net ionisation coefficient ($\alpha - \eta = 0$) [6].

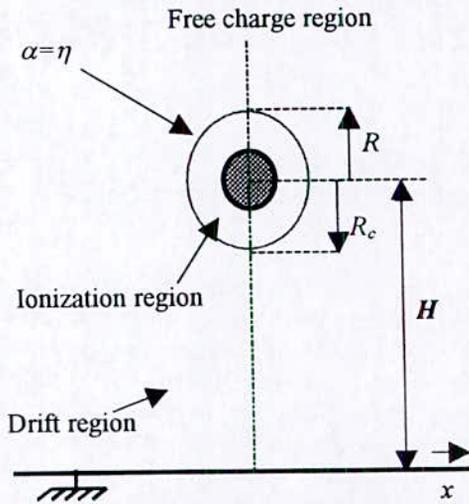


Fig. 1: Representation of DC corona structure in wire-to-plane system.

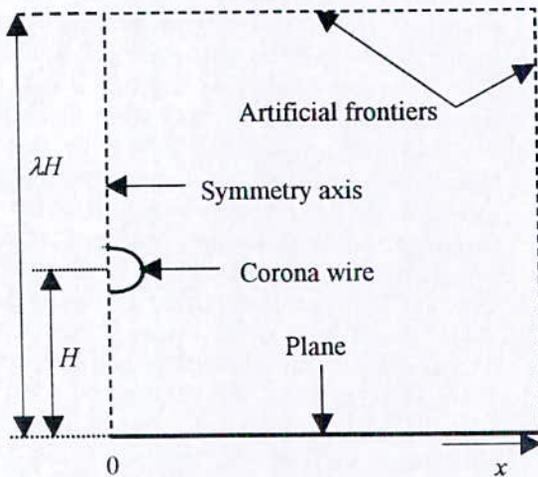


Fig. 2: Geometry of the problem

The finite element method requires a close domain, then the artificial boundaries are needed for the problem solution. The computational domain is limited as follows:

- The plane length is taken equal to the plane length experimented at the laboratory (800 mm).
- The frontier above the corona wire is taken equal to λH , where λ is a multiplied factor and H the inter-electrode spacing, figure 2. The suitable value of λ is obtained when the results of calculus become stable, i.e. from this distance the results remains almost constant.

3. BOUNDARY CONDITION

The new boundary condition proposed is the ionisation-region/drift-region interface where $r = R_c$ and $E(R_c) = E_c$. The minimum ionisation field E_c depends only on the air physical parameters. The solution of equations (1)–(4) requires the following boundary conditions:

- 1- The potential of the corona wire is equal to the applied voltage;
- 2- The potential of the plane is zero;
- 3- The space charge density value at the ionisation/drift-region interface ($r = R_c$) is given by [7]:

$$\rho_i(R_c) = \rho_0 \cos\left(\frac{i\theta}{2}\right) \quad (5)$$

Where θ is the distribution angle relative to the normal. This condition is not as straightforward as it may seem since ρ_0 is not known a priori. Instead, we adjust ρ_0 iteratively until an auxiliary boundary condition is satisfied. This last requires that the electric field at the interface R_c agrees with the minimum ionisation field E_c .

- 4- The potential values at the artificial frontiers are determined during the mapping of the field line.

4 PROCEDURE

The method of analysis is described in the following steps:

Step 1: Orthogonal grid generation.

The grid is generated from intersection of N equally spaced field lines with M equipotential contours using the method of electric charge images. The node (i,j) represents the intersection between the i^{th} field line and the j^{th} equipotential contour. The simple triangular finite elements are obtained by subdividing each quadrangle, produced by the intersection of field lines with equipotential contours into two triangles, figure 3.

Step 2: Solve for ϕ via the finite element method the Laplace's equation (assuming $\rho=0$ in the entire domain).

Step 3: Make an initial guess for ρ_0 , the space charge density at the frontier R_c , equation (5).

Step 4: Calculate the electric field distribution from the potential interpolation.

Step 5: Calculate the space charge density at nodes. The space charge distribution in the computational domain is obtained from the current continuity condition (equation 2) where the ionic diffusion is neglected.

As the ionic mobility is taken constant, along each field line this equation can be written as:

$$\frac{d\rho}{dr} = -\frac{\rho^2}{\epsilon_0 E(r)} \quad (6)$$

This ordinary differential equation is integrated by using the fourth order Rung-Kutta method.

Step 6: Solve for ϕ via the finite element method the Poisson's equation.

Step 7: Repeat steps (4)-(6) until the maximum mismatch between the last two estimates of the potential at each node, $\phi^{(m)}$ and $\phi^{(m+1)}$, is less than a pre-specified error δ_1 .

Step 8: Calculate the electric field magnitude at the ionisation/ drift-region interface and compare it to the value of the minimum ionisation field E_c . If sufficiently close, stop; otherwise, make a new guess for ρ_0 and return to step 4.

Step 9: Estimate the discrete charges

$$q(i) = \rho(i)_{\text{moy}} \cdot S_e, \quad i=1,2, \quad (7)$$

with:

$$\rho(i)_{\text{moy}} = \frac{\rho_{e(1)} + \rho_{e(2)} + \rho_{e(3)}}{3}$$

Where n is the number of finite elements in the drift region, S_e is the e^{th} triangular element surface and $\rho_e(i)$, ($i = 1, 2, 3$) is the charge density values on top of this triangular element.

Step 10: Reconstruct the orthogonal grid.

In this case, the mapped field lines and equipotential contours are not only due to the applied voltage, but also due to the discrete space charges estimated in step 9.

Step 11: Steps 3 to 10 are repeated until the difference value between the space charge densities of two consecutive grids is less than a pre-specified value δ_3 .

5. RESULTS AND DISCUSSION

The proposed numerical method is tested through application to wire-to-plane, for which experimental results are available [4]. We have used two wires for test with 0.200 and 0.400 mm radius. The ionic mobility is taken as constant in the drift region. This is a commonly used simplification, whose validity has been confirmed by recent experimental work [5]. Ion diffusion is neglected in comparison with migration. This assumption is generally valid for insulating fluids when the electric field strengths exceeding 10 kV/m [8].

The grid shown in figure 3 is used for all cases. It consist of $35 \times 27 = 980$ nodes (1836 elements). The results are shown for the wire radius of $R = 0.200$ mm in the following conditions: wire height $H=50$ mm; applied voltage $V=13$ kV; corona radius $R_c = 0.726$ mm; minimum ionisation field $E_c = 2.59$ MV/m; ionic mobility $\mu = 1.9 \cdot 10^{-4}$ m²/Vs; relative air density $\delta = 1$; absolute humidity $H_a = 9.5$ g/m³.

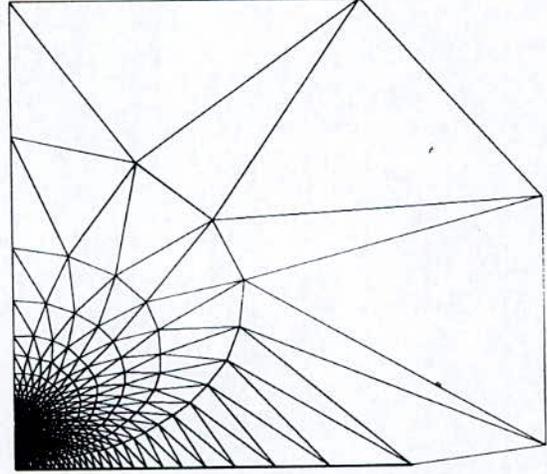


Fig 3: Generated grid for a wire-to-plane system.

Configuration of electrodes such as point-to-plane and wire-to-plane allow spatial variations of current and electric field on the passive electrodes. Warburg [9] first published the law that bears his name which is referred to as the \cos^5 and applied to corona current density in point-to-plane geometry. Other authors have reported attempts to derive the Warburg's law and they all give the current density and even the electric field distributions under the following forms :

$$J(\theta) = J(0) \cos^p(\theta) \quad (8)$$

$$E(\theta) = E(0) \cos^q(\theta) \quad (9)$$

with : $\theta = \tan^{-1}(x/H)$

The degrees p and q vary according to the configuration and dimensions of the electrodes. Figures 4 and 5 show respectively the current density distribution $J(\theta)$ and the electric field distribution $E(\theta)$ at the plane surface for the wire radius $R = 0.200$ mm. The present calculated of current and electric field agreed well with those measured [4]. Nevertheless, a small difference ΔE of 5 - 7 % between the measured and the calculated field at the plane surface is observed under the corona wire. This difference is also found by [10-11] where $\Delta E = 12$ %. This discrepancy can be attributed at the precision of the corona radius value determination.

To verify the Deutsch assumption, we have traced the Laplacian, dashed, and the Poissonian, solid, field lines, figure 5. The obtained result shows that this hypothesis is not verified in case of the wire-to-plane configuration. The ionic space charge distribution is not uniform, it is condensed beneath the corona wire and its effect is clearly significant.

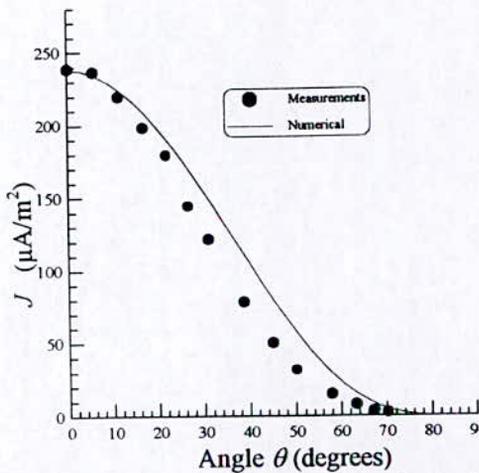


Fig.4: Current density distribution at the plane surface with the corona wire radius $R=0.2\text{mm}$

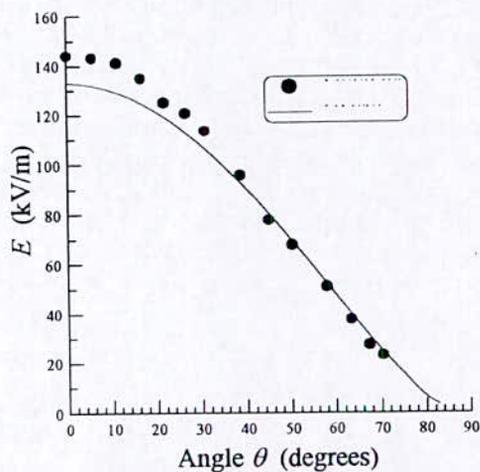


Fig.5: Electric field distribution at the plane surface with the corona wire radius $R=0.2\text{mm}$.

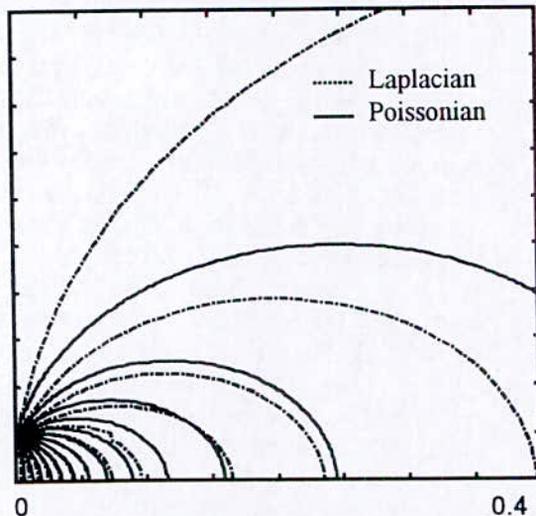


Fig.5: Field lines with and without space charge

6 CONCLUSION

The present study has developed an efficient iterative method for the solution of the ionised field problem in the wire-to-plane

system. The proposed method has used new boundary condition which take also into account the thickness of the ionisation region whereas in the previous works this region is disregarded. Application of the finite element technique to the computation of positive DC corona parameters in wire-to-plane system, as described in this paper, is appropriate to test the validity of the first Deutsch assumption by comparing the shapes of characteristic lines with and without a space charge. The results show that this assumption is a very rough approximation at best. A higher degree of agreement between the present finite element solution and experimental is-achieved.

REFERENCES

- [1] W. Deutsch, *Über die dichteverteilung unipolarer Ionenströme*, Ann. Phys. Vol. 5, 1933, pp 588 –612.
- [2] N.A. Kaptzov, *Elektricheskie Invalentii v Gazakh i Vakuume*, OGIZ Moscow (URSS), 1947, pp. 587 – 630.
- [3] Y. Zebboudj, R. Ikene, *Positive corona inception in HVDC configurations under variable air density and humidity conditions*, EPJ-Applied Physics, Vol. 10 N° 3, June 2000, pp. 211 – 218.
- [4] Y. Zebboudj, *Measurements of current and electric field distributions beneath a positive DC wire-to-plane corona using a linear biased probe*, IEE Proc. Meas. Technol., Vol. 147 N° 2, March 2000, pp. 74 – 80.
- [5] Y. Zebboudj, G. Hartmann, *Current and electric field measurements in coaxial system during the positive DC corona in humid air*, EPJ-Applied Physics, Vol 7 N° 2, August 1999, pp. 167 – 176.
- [6] G. Hartmann, *Theoretical evaluation of Peek law*, IEEE Trans. Ind. Appl. vol. IA-20 N° 6 (1984) p.1647 - 1651.
- [7] M. Abdel-Salam , Z. Al-Hamouz, *Analysis of monopolar ionized field as influenced by ion diffusion*, IEEE Transaction on Industry Application, Vol. 31 N°. 3, may/june 1995, pp 484 - 493.
- [8] J.R. Melcher, *Continuum Electromechanics*, Mit Press,1981.
- [9] E. Warburg, *Handbuch der Physik*, vol. 14. Springer, Berlin ,1927, pp. 154-155.
- [10] A.J. Medlin , C.A.J. Fletcher, R. Morrow, *Calculation of monopolar corona at a high voltage DC transmission line with crosswinds*, Journal of Electrostatics, Vol. 43, 1998, pp 61 – 78.
- [11] J.L. Davis, J.F. Hoburg, *HVDC transmission line computations using finite element and characteristics methods*, J. Electrostat., 18, 1986, pp. 1 – 22.

ANALYSIS OF ELECTRIC FIELD DURING THE POSITIVE DC CORONA IN COAXIAL SYSTEM

H. Yala*, A. Kasdi and Y. Zebboudj

Laboratoire de Génie Electrique, Université A. Mira de Béjaïa, 06000 Béjaïa, Algérie

Abstract.

A new iterative finite element technique is proposed as a numerical tool to solve Poisson's equation in a positive DC corona in coaxial system using new boundary conditions. We used the model which separates the corona in two distinct regions. This model allow to take into account in calculation the ionisation region thickness and to avoid the recourse to the classical Kaptzov's assumption, largely used in the literature. The effectiveness of the proposed method has been tested through application to the coaxial cylindrical geometry where the ionised field has been measured with the linear biased probe. The obtained results are in agreement with those obtained experimentally and semi-analytically.

1 INTRODUCTION

The analysis of ionised fields during the corona discharge in different geometrical electrode arrangements, such as electrostatic precipitator, ozonisers and spraying powders has an important area of research. One of the configuration mostly used for theoretical and experimental studies is the coaxial system because of its symmetry and the stable of the corona discharge.

The equations that constitute the mathematical description of the spacing gap are:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon_0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (2)$$

$$\vec{J} = \mu \rho \vec{E} - D \nabla \rho \quad (3)$$

$$\vec{E} = -\nabla \varphi \quad (4)$$

Where ϵ_0 is the permittivity of air, μ the ion mobility and D the diffusion coefficient.

These differential equations must be solved for the potential φ and the space charge density ρ , both being functions of the radial coordinate r . In reality, a complete solution of these equations is not straightforward due to their nonlinear nature. For engineering applications many authors [1 - 5] made some simplifying assumptions for the basic equations :

- The thickness of the ionisation region around the inner electrode is so small to be disregarded with respect to the interelectrode spacing.
- The entire electrode spacing is characterised mainly by the transport of positive ions to the passive electrode.
- The average mobility μ of positive ions is often assumed constant during the transit time from the ionisation region to the collecting electrode. It is also considered independent of electric field.
- The space charge affects only the magnitude and not the direction of the electric field, which is known as the first Deutsch's assumption [3].
- Diffusion of ions is neglected.
- The electric field at the corona electrode remains constant at the inception field E_i , which is known as Kaptzov's assumption [4]. E_i is given by the empirical Peek's law [5]:

A new iterative finite-element technique is proposed in this paper as a numerical tool to solve Poisson's equation in coaxial system using new boundary conditions for the spacing electrode. In a recent development Zebboudj et

al. [6 - 7] are analysed the stable positive corona discharge in coaxial system using a model which separates the corona in two distinct regions. A careful choice of boundary conditions in the drift region is needed. They show that the assumptions (a) and (f) are not verified.

2 PROBLEM DESCRIPTION

The iterative FET (finite-element technique) is proposed to solve the ionised field problem in coaxial system. A wire of radius R_0 forms the anode and a cylinder of radius R , surrounding the anode, forms the cathode as indicated in *fig. 1*. In the coaxial system of the positive DC corona the ratio R/R_0 is typically large, hence the corona discharge is characterised by a large range of electric field with decreasing density between anode and cathode. In this electrodes configuration, the low field region is labelled the drift region, it is separated from the ionisation region by a boundary of radius R_c . The electric field E_c at the ionisation-region/drift-region interface corresponds to a zero net ionisation coefficient ($\alpha - \eta = 0$) [8].

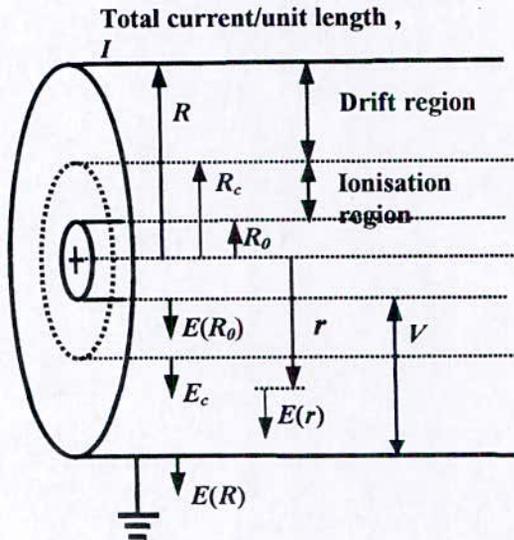


Fig. 1 : Representation of DC corona structure in coaxial system.

In the ionisation region, $R_0 \leq r \leq R_c$, it is assumed to the first order, that the electric field is described adequately by Laplace's equation. That is, within this region, the space charge field is assumed to be dominated by the geometric electric field associated with the large curvature of the anode. This assumption was previously used by Townsend [1] and Thompson [2] in their theoretical investigations of the variations of the

current with the potential difference between electrodes.

The drift region, $R_c \leq r \leq R$, surrounding the ionisation region, is characterised by the transport of positive ions to the cathode and within this region the electric field is significantly influenced by space charge. It is assumed that, to the first order, the space charge is formed by positive ions.

The minimum ionisation field E_c is calculated by Hartmann [8], the computed results are expressed by an analytic equation :

$$E_c(\delta, H_a) = E_c(1,0)\delta \cdot (1 + \alpha_h \sqrt{H_a}) \quad (5)$$

with:

$$\delta = \frac{P}{1013} \frac{293}{273 + \theta} \quad (6)$$

δ is the related air density ($\delta = 1$ for $P = 1013$ mbar and $\theta = 20$ °C) and H_a is the absolute humidity in g/m^3 . $E_c(1,0) = 2.468 \times 10^6$ V/m and $\alpha_h = 16,03 \times 10^{-3} (g/m^3)^{-1/2}$

The radius R_c of ionisation-region/drift-region interface is calculated by Zebboudj [6] from the generalised current-voltage law.

$$R_c = \frac{V}{2E_c \text{Log} \frac{R}{R_0}} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{I}{V^2} \frac{R^2 \text{Log} \frac{R}{R_0}}{2\pi\epsilon_0\mu}} \right] \quad (7)$$

Where I is the total current per unit length of the cylinders, V the applied corona voltage and μ is the ionic mobility.

The measurements of the modified electric field $E(r)$ over the collector electrode is recently measured by the same authors [7] with the linear biased probe. The authors are derived the ionic mobility μ , the radius R_c of the ionisation region and give then the electric field distributions:

$$E(r) = \frac{R_c E_c}{r} \quad 0 \leq r \leq R_c \quad (8)$$

$$E(r) = \sqrt{\frac{I}{2\pi\mu\epsilon_0} \left[1 - \left(\frac{R_c}{r} \right)^2 \right] + \left[\frac{R_c E_c}{r} \right]^2} \quad R_c \leq r \leq R \quad (9)$$

$$E(R_0) = \frac{R_c E_c}{R_0} \quad (10)$$

3 BOUNDARY CONDITION

In this paper the ionised field equations are solved in coaxial system where the assumptions (a) and (f) are waived. The new boundary condition proposed is the ionisation-region/drift region interface where $r = R_c$ and $E(R_c) = E_c$.

The minimum ionisation field E_c (equation (5)) depends only on the air physical parameters and the corona radius R_c (equation (7)) depends on the known parameters I , V , E_c and μ .

The solution of equations (1 – 4) requires the following boundary conditions:

- 1- The potential of the corona wire is equal to the applied voltage V .
- 2- The potential of the outer cylinder is zero.
- 3- The initial charge density value at the ionisation/drift region interface is equal to the ρ_c .

The last condition is not as straightforward as it may seem since ρ_c is not known a priori. Instead, we adjust ρ_c iteratively until an auxiliary boundary condition is satisfied. This last requires that the electric field at the interface R_c agrees with the minimum ionisation field E_c .

In the investigation the coaxial system is supposed to be of infinite length and consequently the system is reduced to 2D. Under the conditions of cylindrical symmetry one quarter of the cross-section area, is enough for the problem formulation (fig. 2). The method of analysis is described in [9] :

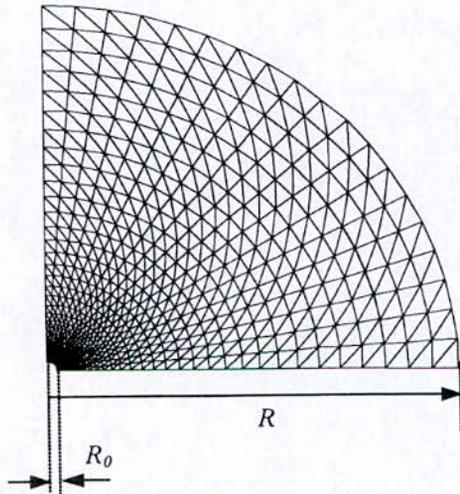


Fig. 2 : Generated grid for a coaxial system

4 RESULTS

The proposed method is tested through its application to coaxial cylindrical configuration, for which analytical solutions and experimental results have been reported [6 – 7]. The results are shown for the wire radius $R_0 = 0.0315$ mm; outer cylinder radius $R = 50$ mm; $V = 12$ kV, $\delta = 1$ and $H_a = 12.1$ g/m³.

4.1 ELECTRIC FIELD DISTRIBUTION

The calculated electric field distribution along the radial direction, with and without space charge, is compared with the semi-analytical solution given by equations 8 and 9! It can be seen that the Poissonian electric field in the ionisation region is lower and obeys a $1/r$ law as does the Laplacian field (fig. 3). The opposite situation occurs for the high value of r . The electric field near the outer cylinder assumes a higher value than the space charge free value.

In general, the calculated values are in good agreement with the experimental results.

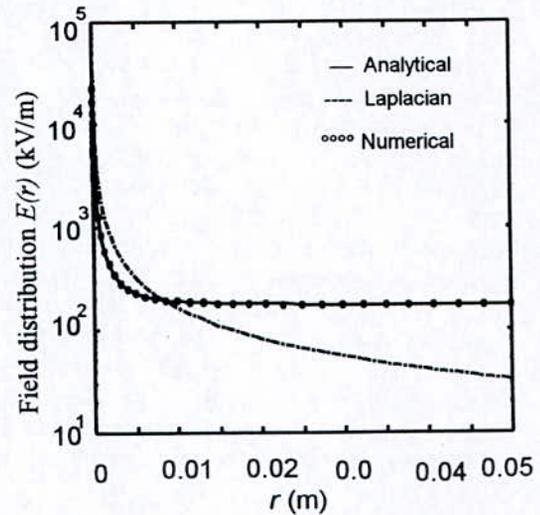


Fig. 3 : Electric field distribution.

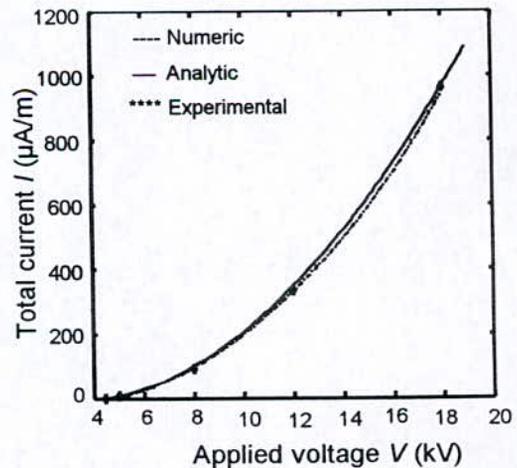


Fig. 4 : V - I characteristics for the investigated coaxial system

4.2 $V-I$ CHARACTERISTIC

A comparison of measured (data point), calculated (dashed line) and analytical (solid line) $V-I$ characteristics for the investigated coaxial system configuration is shown (fig. 4). At a given value of the applied voltage V , the current I per unit length is calculated at the surface of the ionisation layer where the electric field is equal to the minimum ionisation field E_c . The computational model agree well with the analytical one and measurements. The deviation of the calculated $V-I$ characteristic from this is less than 2%.

5 CONCLUSION

New boundary conditions has been used in an iterative finite element technique to solve Poisson's equation in a positive DC corona in coaxial system. The method takes also into account the thickness of the ionisation layer whereas in various models this region is disregarded. The ionisation-region/drift region interface is proposed as the new boundary condition for the electric field because on this frontier the field is known and its value is equal to the minimum ionisation field. Therefore, the classical Kaptzov's assumption, often used in the literature and which stipulate that the field at the anode diameter remains constant at the inception value, is waived.

The agreement between the calculated values (electric field and voltage - current characteristic) and those obtained experimentally

and semi-analytically is satisfactory. The accuracy of results is improved. The present analysis is under development for the wire-to-plane geometry where data experiments are also available.

REFERENCES

- [1] J.S. Townsend, Die ionisation der gase, in Bd. I des Handbuchs der radiologie von MARX. Leipzig, (1920).
- [2] J.J. Thomson, G.P. Thomson, Conduction of electricity through gases vol. 2, London CUP (1933).
- [3] W. Deutsch, Uber die dichtevertelung unipolarer ionenstrome, Ann. Phys. Vol. 5, 588 - 612, (1933)
- [4] N.A. Kaptzov, Elektricheskie Invlentia v Gazakh i Vakuumme, OGIZ Moscow, 587 - 630, (1947).
- [5] F.W. Peek, Dielectric phenomena in H. V. engineering, Mc Graw Hill, 52-80, (1929).
- [6] Y. Zebboudj, thèse de Doctorat, Octobre 1988, Université Paris 6 (France).
- [7] Y. Zebboudj, G. Hartmann, EPJ-Applied Physics, Vol 7 N° 2, 167 - 176, (August 1999).
- [8] Hartmann G., Theoretical evaluation of Peek law, IEEE Trans. Ind. Appl. vol. IA-20 N° 6, 1647 - 1651, (1984).
- [9] H. Yala, A. Kasdi, Y. Zebboudj, Current and electric field distributions during the positive DC corona in coaxial system, paper submitted for publication in the European Physical Journal-Applied Physics.

POSITIVE CORONA INCEPTION IN HVDC CONFIGURATIONS UNDER VARIABLE AIR DENSITY AND HUMIDITY CONDITIONS

Y. Zebboudj

Laboratoire de Génie Electrique de Béjaïa, Université A. Mira de Béjaïa, 06000 Béjaïa, Algérie.

Abstract.

The empirical Peek's law which yields the corona inception field is previously made in air for wire-cylinder geometry and used for many years. However, the generalisation of this law, which at present derives from Hartmann's physical-mathematical model, requires new measurements with varying air physical parameters. New measurement method of the positive DC corona-current voltage have been introduced in a wire-cylinder and wire-to-plane systems. Remarkable similarities between these basically different systems are shown in this paper. The normalisation factor at air density equals unity and the humidity function suggested by the model are also determined. The model values of the inception field at the wire surface agree with measured values in both wire-cylinder and wire-to-plane systems.

1 INTRODUCTION.

Corona discharge in such gap configurations as wire-cylinder, wire-to-plane systems and rod-plane gaps is employed in various electrostatic installations. One of the corona properties is the inception voltage which can be easily and accurately measured by different techniques. The configurations mostly used to study the corona discharge are the wire-cylinder and the wire-to-plane systems. A comparison of available data shows remarkable similarities between these basically different systems. *Fig. 1* is a schematic description of the positive DC corona discharge in both wire-cylinder and wire-to-plane systems. It consists of high-field active electrode

surrounded by ionisation region where free charges are produced, a low-field drift region where charged particles drift and low-field electrode acting as a charge collector. It should

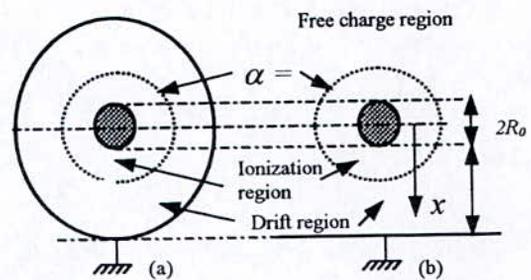


Fig. 1
Positive DC corona structure in air.

be noted that in the wire-to-plane configuration there is a free charge region.

The corona drift region is governed by the Poisson and current continuity equations. A complete solution of these equations is not straightforward. For practical applications, therefore, empirical and semi-empirical formulas have a useful function. For the inception field E_i at the wire surface, Peek [1] first published in 1929 the empirical law, that bears his name, which is applied in coaxial system for AC voltage. Other authors [2 - 4] have reported attempts to derive the Peek's law and they all give the field E_i under the following form :

$$E_i = F \left(1 + \frac{G}{z^B} \right) \quad (1)$$

Where F , G and B are constants and z the curvature radius of the anode.

The topical research on the corona discharge inception has reported attempts to elaborate a model for the Peek's law in non-uniform field where the air physical parameters such as pressure, temperature and humidity are associated. Hartmann [4] first has introduced in 1984 a physical-mathematical model for the corona discharge inception in wire-cylinder and point-to-plane systems. In this paper we will show that the present model can be improved by measurements in both wire-cylinder and wire-to-plane systems. A unique Peek's law, taking into account also the related air density and humidity, will be derived.

2 STRUCTURE OF THE APPLIED FIELD

In both the wire-cylinder and the wire-to-plane systems, the electric field $E(x)$ at a distance x from the surface of the wire is related to the maximum surface field E_s by:

$$E(x) = \frac{R_0}{R_0 + x} E_s \quad (2)$$

For positive corona inception the critical avalanche length L_c will be for $x = L_c$, where the applied field strength is $E(L_c)$ equal to the minimum ionisation field E_c . Then the inception field $E_i = E_s$ at the anode surface can be written from equation (2) as:

$$E_i = E_c \left(1 + \frac{L_c}{R_0} \right) \quad (3)$$

This is similar to the Peek's law. E_c and L_c are calculated by Hartmann [4]:

$$E_c(\delta, H_a) = E_c(1,0) \cdot \delta \cdot (1 + \alpha_h \cdot \sqrt{H_a}) \quad (4)$$

$$L_c(2R_0, \delta, H_a) = L_c(2R_0, 1, 0) \cdot \delta^{-B_0} \cdot f(H_a) \quad (5)$$

with:

$$L_c(2R_0, 1, 0) = \frac{A_0}{2} \left(2R_0 \cdot e^{(a_0/2R_0)} + z_0 \right)^{B_0} \quad (6)$$

$$\delta = \frac{P}{1013} \frac{293}{273 + \theta} \quad (7)$$

δ is the related air density, $E_c(1,0) = 2.468 \times 10^6$ V/m and $\alpha_h = 16,03 \times 10^{-3} (\text{g/m}^3)^{-1/2}$

From equations (3, 5 - 6), the inception field E_i can be written as:

$$E_i(2R_0, \delta, H_a) = E_c(\delta, H_a)$$

$$\times \left[1 + \frac{A_0}{2R_0} \left(\frac{2R_0 \cdot e^{(a_0/2R_0)} + z_0}{\delta} \right)^{B_0} f(H_a) \right] \quad (8)$$

with: $A_0 = 0.1088$, $B_0 = 0.59$, $a_0 = 3 \times 10^{-7}$ m and $z_0 = 17 \times 10^{-6}$ m. $f(H_a) = 1$ for $H_a = 0$

To determine the humidity function $f(H_a)$ it is reasonable to normalise the field E_i at the

related air density $\delta = 1$. The normalisation factor $NF(\delta)$ is determined from the inception corona voltage measurements in dry air. The experimental method is fully described in [5]

3 EXPERIMENTAL RESULTS

3300 characteristics current-voltage $I_m = f(V)$ are measured with the X-Y plotter for five tested electrodes of diameters 0.100, 0.200, 0.310, 0.400 and 0.800 mm. To illustrate the method, we show in **fig. 2** some characteristics measured with the electrode of 0.100 mm in wire-to-plane system and at various related air density δ . The humidity is fixed at $H_a \approx 1 \text{ g/m}^3$.

- The inception voltage V_i increase with δ . This result is in good agreement with those found in the literature [6].
- At $\delta > 0.04$ the dependence of the current upon applied voltage V follows the Townsend's law [7] and we remark that the range of the corona discharge is reduced when δ decreases.
- The characteristic slope decreases when δ increases. This can be explained by the decrease of the ionic mobility when the pressure increases because the positive ions are slowed down by the molecules.

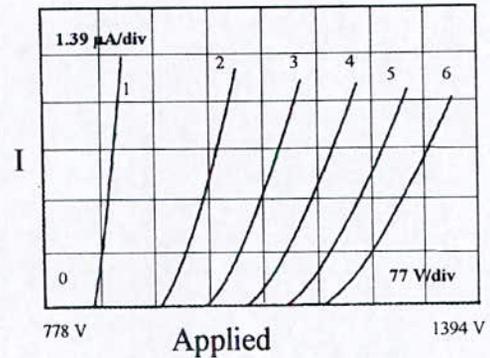


Fig. 2

V - I characteristics in wire-to-plane.

$2R_0 = 0.100$ mm. δ : (1) 0.0394; (2) 0.1928; (3) 0.3190; (4) 0.4477; (5)

To show the variations of the corona inception voltage V_i and the field inception E_i at the wire surface as a function of the absolute humidity H_a it is reasonable to normalise V_i and E_i at the related air density $\delta = 1$. The normalisation factor $NF(\delta)$, can be established in dry air ($H_a = 0$) from equations (4 - 6, 8) taking

$$\Delta(2R_0) = \frac{2 \cdot L_c(2R_0, 1, 0)}{2R_0}. \text{ We obtain :}$$

$$NF = \frac{E_i(2R_0, 1)}{E_i(2R_0, \delta)} = \frac{V_i(2R_0, 1)}{V_i(2R_0, \delta)} \quad (9)$$

$$= \delta^{-1} \frac{1 + \Delta(2R_0)}{1 + \Delta(2R_0) \cdot \delta^{-B_0}}$$

To compare the equation (9) with the experimental results we show in **fig. 3** the per unit inception voltage $E_i(2R_0, \delta)/E_i(2R_0, 1)$ measured in wire-to-plane and wire-cylinder systems. The profile is independent of the electrode configuration, it depends only on the diameter $2R_0$ of the wire. However, a deviation of the experimental values from equation (9) is observed. A unique law is obtained for the fitting curves under the following form :

$$\frac{V_i(2R_0, \delta)}{V_i(2R_0, 1)} = \delta^{1.15} \frac{1 + \Delta(2R_0) \cdot \delta^{-B_0}}{1 + \Delta(2R_0)} = \frac{1}{NF} \quad (10)$$

The normalisation factor NF (equation 9) deduced from the model is insufficient for $\delta < 0.9$ when compared with measurements. The model can be improved by replacing δ by $\delta^{1.15}$.

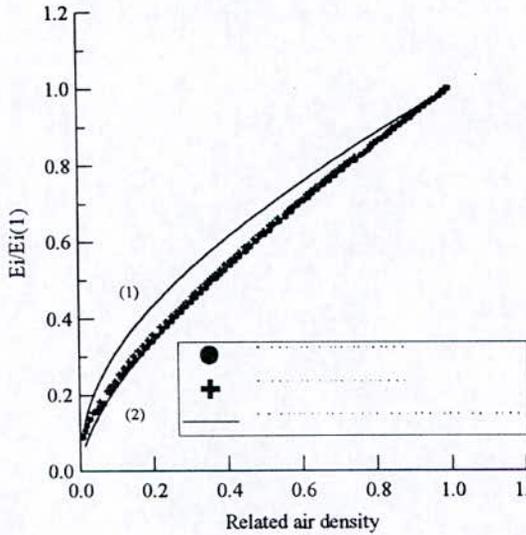


Fig. 3
Normalised corona inception field $E_i(2R_0, \delta)/E_i(2R_0, 1)$ at the wire surface.

The tests of the positive DC corona inception voltage V_i with varying humidity are carried out at the atmospheric pressure. The measured values of V_i are corrected for the related air density $\delta = 1$ in using the equation (10). The measured values of V_i and E_i increase when absolute humidity increases for the five tested electrodes, in wire-cylinder and wire-to-plane systems. The variations can be fitted by a polynomial law, the best approximation is :

$$V_i(2R_0, 1, H_a) = V_i(2R_0, 1, 0) \left(1 + \beta_H(2R_0) \sqrt{H_a} \right) \quad (11)$$

where $V_i(2R_0, 1, 0)$ is the inception voltage in dry air and $\beta_H(2R_0)$ a parameter. The inception field $E_i(2R_0, 1, H_a)$ at the wire surface can also be represented under the following form :

$$E_i(2R_0, 1, H_a) = E_i(2R_0, 1, 0) \left(1 + \beta_H(2R_0) \sqrt{H_a} \right) \quad (12)$$

Fig. 4 shows the experimental values of $E_i(2R_0, 1, 0)$ compared with those given by the model (equation 8). A difference of $\Delta E/E \approx 8\%$ between the measured values in wire-cylinder and wire-to-plane is observed. However, the values given by the model are included between the experimental values obtained with the two geometries. Corona discharges with these geometries show remarkable similarities in their characteristics, but there are important differences in their corona structure. It should be noted that in the wire-cylinder system the ionic space charge near the cathode surface is uniform and there is not a free charge region whereas in the wire-to-plane system this space charge is condensed beneath the corona wire.

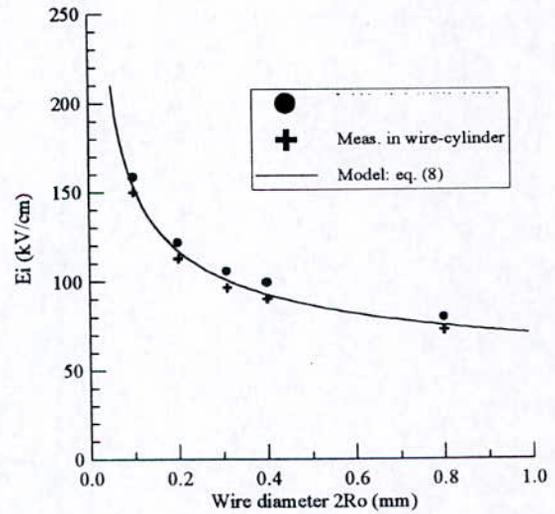


Fig. 4
Variation of the corona inception field strength

at the wire surface as a function of the wire diameter. $H \leq 1 \text{ g/m}^3$, $\delta = 1$. We also used the results of the parameter $\beta_H(2R_0)$ to determine the humidity function $f(H_a)$ of the model given by equation (8). $f(H_a)$ can be written as :

$$f(H_a) = 1 - \left[\left(1 + \frac{1}{\Delta(2R_0)} \right) (\alpha_h - \beta_h(2R_0)) \right] \sqrt{H_a} \quad (13)$$

In all cases, when humidity increase we observe an increase of the corona inception

voltage and field. This can be explained by the electronegative nature of water vapour ; adding water vapour to air would increase the attachment coefficient of the mixture, while the ionisation α would be constant. In other words the critical value of (E/P) , for which α equal η , increases with humidity.

4 CONCLUSION

Measurements of the inception voltage of the DC positive corona in 20 mm gap in wire-cylinder and wire-to-plane systems with varying pressure and humidity have shown remarkable similarities between these two configurations. The normalised corona inception field, which defines also the normalisation factor at the related air density equals unity, depends only on the corona wire diameter. The measurements have allowed us to improve the normalisation factor deduced from the mathematical physical model of the Peek's law.

The measurements show that the corona inception voltage and consequently the inception field increase linearly with the square root of the absolute humidity for all the tested wire

diameters. Finally, these results show that the $(\alpha-\eta)/P$ values of the humid air are always inferior to those of the dry air in the whole range of the reduced field E/P .

REFERENCES

- [1] F. W. Peek, Dielectric Phenomena in H. V. Engeneering, Mc Graw Hill, pp 52-80, (1929).
- [2] Gary C.H., Hutzler B.P. Schmidt J.P., IEEE Summer Meeting, Mac Graw Hill, paper C 72-549-4, (1972).
- [3] R. T. Waters, W. B. Stark, J. Phys. D, Vol. 8, pp. 416-426, (1975).
- [4] G. Hartmann, Theoretical evaluation of Peek's law, IEEE Trans. I. A. Vol. IA-20 N° 6 p. 1647 - 1651, (1984).
- [5] Y. Zebboudj, R. Ikene, European Physical Journal Applied Physics, Vol 10 N° 3, pp. 211 - 218, (2000).
- [6] E. Badareu, I. Popescu, Gaz ionisés (Décharges électriques dans les gaz), Editions Dunod Paris, (1965)
- [7] Townsend J.S., Die Ionisation der Gase in Bd.I des Handbuchs der Radiologie von Marx. Leipzig.,(1920).



A CRITIQUE OF THE KAPTZOV ASSUMPTION

H. Yala*, A. Kasdi, Y. Zebboudj

Laboratoire de Génie Electrique de Béjaïa – Université A. MIRA de Béjaïa

Abstract : This work aims to verify the validity of the Kaptzov assumption experimentally and numerically in terms of the diameter of the coronating conductor. In order to show the error which can be committed if we adopt the Kaptzov's assumption, an iterative FET is proposed to calculate the electric field with and without resorting to this assumption. The obtained results show that for large electrode diameters the Kaptzov assumption is always verified. However, for very thin electrodes, the disagreement with measurements values is very important.

Key words: Corona discharge, Onset electric field, Kaptzov's assumption

1 INTRODUCTION

The stable corona discharge is the basic principle of a large number of industrial and engineering applications. It has been the subject of many theoretical, experimental and numerical studies in gaps configurations such as coaxial system, wire-to-plane geometry and point-to-plane gaps [1-9]. A corona discharge system consists of high-field active electrode surrounded by ionisation region where the free charges are produced, a low-field drift region where particles drift and low-field electrode acting as charge collector. The ions created in the ionisation region drift to the passive collector electrode and their space charge modifies the original Laplacian applied field. The ion drift region is governed by Poisson's equation and current continuity condition. The determination of the electric field distribution and the space charge density in the inter-electrode space is a difficult problem to resolve despite modern advances in numerical and computational techniques. Various numerical methods, such as those involving the finite difference method [6], the method of characteristics [8], charge simulation method [9] and finite element techniques [7-8], have therefore been employed in the past to resolve the problem. However, all attempts in the literature were based on some simplifying assumptions for the basic equations. One of these, which is mostly used nowadays, is the

Kaptzov's assumption. This last stipulate that, if the corona electrode has a potential above a certain value, called the corona onset level, the magnitude of the electric field at the surface of the coronating conductor remains constant at the onset value E_s , which results from the empirical Peek's law. For the electric field measurements of the positive DC corona in coaxial system, in which the humidity and pressure of air are controlled, the linear biased probe, incorporated in the outer cylinder, is used. The electric field at the anode surface as a function of the applied voltage is obtained for different testing active electrodes. In order to show the error which can be commit if we adopted the Kaptzov's assumption, an iterative finite-element technique (FET) is proposed as a numerical tool to calculate the electric field in the inter-electrode space with and without resorting to this assumption. The ion mobility is assumed constant and independent of the electric field magnitude and we have used the model which incorporate the ionisation layer. Thus, we calculated the electric field at the active electrode surface and we compare it to the values given by the experience and the semi-analytical model.

2 EXPERIMENTAL METHODS

The objective of this work is to verify the Kaptzov assumption experimentally in terms of the corona electrode diameter by new

measurements of current and electric field for the positive DC corona in coaxial system and in which the humidity and pressure of air are controlled. A corona electrode is located along the axis of a cylinder with guard rings, figure 1. We used 4 active electrodes (1) for tests having the following diameters : 0.063, 0.224, 0.795 and 1.975 mm. The cylinder of measurements (C) and the guard rings (C') are made of stainless steel, their inner radius is $R = 50$ mm. The length of the cylinder is $L = 100$ mm and those of the guard rings is $L' = 25$ mm. The inner electrode and the cylinders are fixed with insulating props (2) and (3). The leakage current between the high voltage electrode and the cylinder (C) is evacuated to earth by guard rings (C'), and reinforced with the copper plate (4). An 0.5 mm air gap between the guard rings and the cylinder of measurements is necessary in order to obtain the continuity of current and field distributions at the ends of (C). The electrode

system and the measurement devices of temperature and humidity are placed into an enclosure (5) in perspex, of about 207 litres. The enclosure is provided with two flexible gloves for manipulations. The humidity control of the air supply, hydrating with water vapour or drying with selicagel, is made with the circuits (7) (8) (9). The air is filtered (10) and the ozone produced during the discharge is eliminated with a chemical substance (11). The inner electrode (1) is on-line to the high DC voltage source (12) delivering a voltage V from 0 to 30 kV. It's piloted by a low DC voltage source (13) delivering a voltage v_m . The high voltage supply is given by $V = m.v_m$, with $m = 5011 \pm 1$. The electric field at the inner surface of the earthed cylinder (C) is measured by means of a biased probe of linear form mounted half-way along the length of the cylinder.

The tests are done in a large range of the

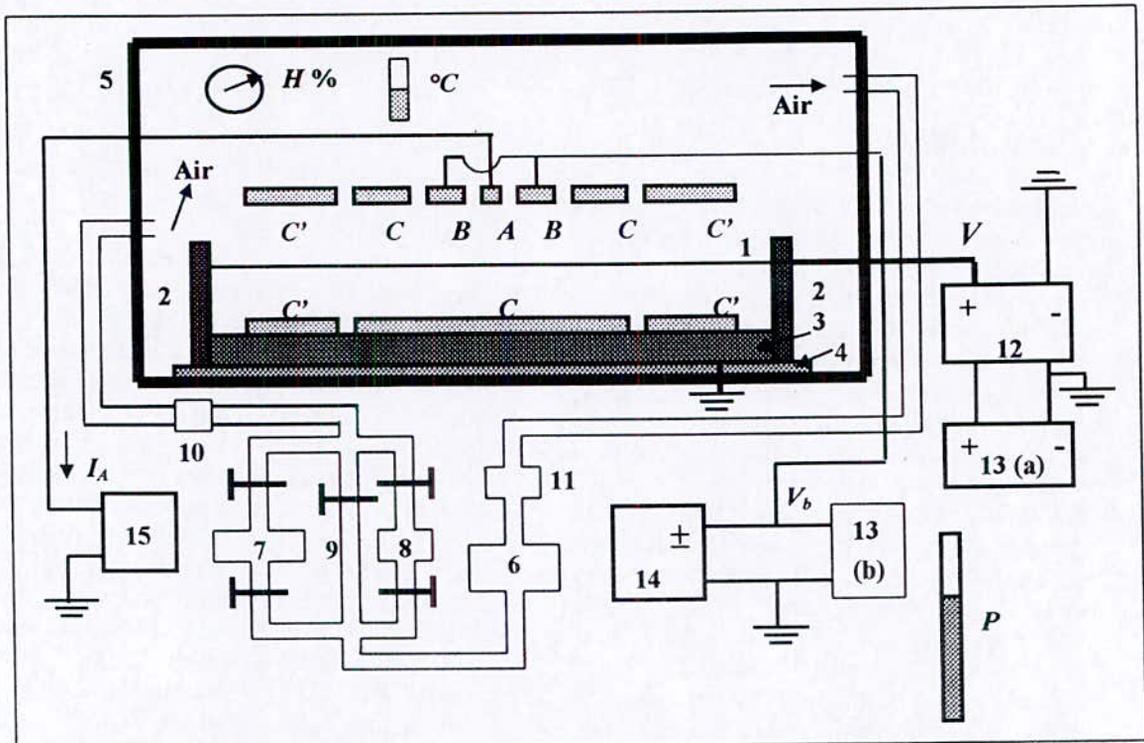


Figure (1) : Experimental assembly; 1: corona electrode (anode), A: probe collector, B: probe bias plates, C: outer cylinder of measurement (cathode), C': guard rings, 2: insulating props, 3: insulating plate prop, 4: copper plate, 5: glove box, 6: pump, 7, 8, 9: control of air humidity, 10: air filter, 11: substance for destroying the ozone, 12: DC high voltage source, 13: DC low voltage sources, 14: numeric voltmeter, 15: picoammeter, H%, °C and P: measurement devices.

positive corona voltage with varying humidity. The measured values of the electric field $E(R_o)$ at the corona electrode surface are reported in figure (2). This figure shows that the electric

field $E(R_o)$ increases linearly with the applied voltage V for electrodes with diameters $2R_o=0.063$ and $2R_o=0.224$ mm. However, for diameters $2R_o=0.795$ and $2R_o=1.975$ mm, the

field variations are almost constant (insignificant). We notice that the increase of E (R_o) is about 5% for the large corona electrode ($2R_o=1.975$ mm) and about 30% for the small corona electrode ($2R_o=0.063$ mm).

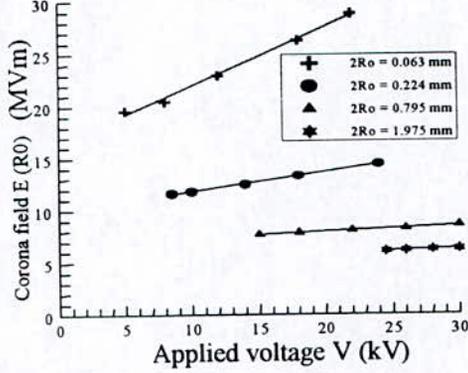


Figure (2): Electric field E (R_o) at the anode surface as function of the applied voltage V .

3 NUMERICAL METHODS

For numerical calculation of the electric field, we have used the finite element method (FEM). In our investigation, the coaxial system is considered to be of infinite length. This permit to reduce the problem to 2D. In addition, the revolution symmetry of the system reduces the computational domain to one quarter of the cross sectional area of the global geometry, figure (3). The grid is generated by N equally spaced field lines and M equipotential contours. Indeed, the nodes are the points of intersection between the field lines (radial lines) and equipotential contours (concentric circles). The simple triangular elements used are produced by division in two each quadrangle formed by two field lines and two equipotential contours, figure (3). We have used a model which separates the corona in two distinct regions (ionisation region and drift region) developed recently by Zebboudj and al. in coaxial electrode system [4]. These authors gives also a semi-analytical solution for electric field distribution for this configuration:

$$E(r) = \frac{RcEc}{r} \quad R_o \leq r \leq Rc \quad (1)$$

$$E(r) = \sqrt{\frac{I}{2\pi\mu\epsilon_o} \left[1 - \left(\frac{Rc}{r} \right)^2 \right] + \left[\frac{RcEc}{r} \right]^2} \quad Rc \leq r \leq R \quad (2)$$

Where R_o , R_c and R are the corona radius, the frontier ionisation-region/drift-region and outer cylinder radius respectively and I the corona current.

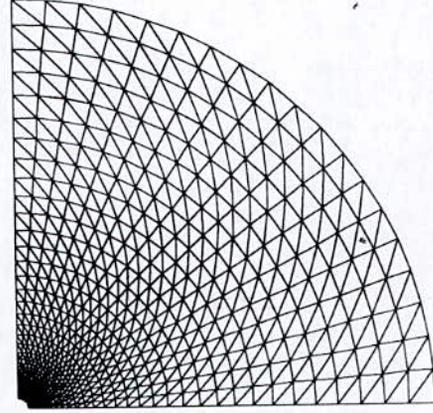


Figure (3): Proposed grid in the coaxial geometry

The equations that constitute the mathematical description of the monopolar ionised field in air are:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_o} \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (4)$$

$$\vec{J} = \mu\rho\vec{E} - D\vec{\nabla}\rho \quad (5)$$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi \quad (6)$$

Where ϵ_o is the permittivity of free space, μ is the ion mobility and D is the diffusion coefficient. Equations (3)-(6) are, respectively, Poisson's equation, the current continuity condition, the equation of the current density and the equation relating the electric field to the potential. These differential equations must be solved for the potential ϕ and the space-charge density ρ , both being functions of the space coordinates. The average mobility of positive ions is taken constant. Using equations (4) and (5) in absence of ion diffusion, along each field line we can

write:
$$\frac{d\rho}{dr} = -\mu \frac{\rho^2}{\epsilon_o} \quad (7)$$

The above equation is used to evaluate the space-charge density in the whole domain.

The solution to the equations describing the ionised field requires three boundary conditions:

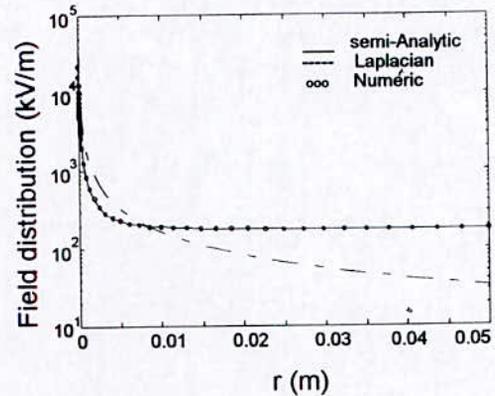
- 1- The potential on the corona wire surface is equal to the applied voltage.
- 2- The potential on the earthed cylinder is zero.
- 3- The magnitude of the electric field at the frontier R_c is constant at the value of the minimum ionisation field E_c (where the value is well known in air).

The value affected to R_c determines the choice of the use or not of the Kaptzov's assumption. At the onset level, the value of R_c is determined by the following relation:

$$R_c = R_{cs} = \frac{E_s}{E_c} R_o \quad (8)$$

where E_s is the inception field at the wire surface, given by the empirical Peek's law [3]. For the second case, we take the experimental value R_{cm} , relative to the measured electric field value at the corona electrode surface E_m . The obtained results from this method, compared with those of experience and the semi-analytical model, are summarised in table (I). It can be seen that the difference between this values increases with decreases of the active electrode diameter and vice versa. The figure (4) shows the

total field distribution, Laplacian and Poissonian, between electrodes.



Figure(4): Electric field distribution.

Table (I): Electric field values with and without Kaptzov's assumption.

2Ro (mm)	V (kV)	Rcs (mm)	Rcm (mm)	Es (MV/m)	Em (MV/m)	Numerical values of E (Ro) in MV/m				Ha (g/m ³)
						With Kaptzov's Assumption	$\frac{\Delta E}{E}$ (in %)	Without Kaptzov's assumption	$\frac{\Delta E}{E}$ (in %)	
0.063	22	0.232	0.348	19.34	28.8	18.33	36.35	27.06	6.04	12.1
0.224	24	0.495	0.620	11.44	14.4	11.82	20.20	14.23	1.18	12.0
0.795	30	1.176	1.299	7.650	8.51	7.82	8.11	8.54	0.35	12.0
1.975	30	2.327	2.392	6.097	6.29	6.23	0.95	6.40	1.71	10.4

4 CONCLUSION

In this paper, we have presented an experimental method and numerical one to verify the Kaptzov's assumption in terms of electrode diameter. In conclusion, this study has enabled to obtain a domain of the validation of this assumption. From the experimental results, it is clear that for very thin electrode diameters ($2.R_o < 1$ mm) the Kaptzov's assumption loses its validity. With a numerical method, it is possible to determine the error which can be committed if we adopt this assumption. However, for small diameter the error can reach a considerable value, but it's insignificant in other case (large diameter).

REFERENCES

- [1]: J.E. Jones, The theory of the drift of ions in a gas, J. Phys. D: Appl. Phys. 23(1990) 164-174.
- [2]: H. J. Wintele, Unipolar wire-to-plane corona: accuracy of simple approximations, Journal of Electrostatics, 28(1992) 149-159.
- [3]: Y. Zebboudj, R. Ikene, Positive corona inception in HVDC configuration under variable

air density and humidity conditions, EPJ-App. Phys., Vol. 10, 211-218.

- [4]: Y. Zebboudj, G. Hartmann, Current and electric field measurements in coaxial system during the positive DC corona in humid air, Eur. Phys. J. AP 7, (1999) 167-176.
- [5]: Y. Zebboudj, Measurements of current and electric field distributions beneath a positive DC wire-to-plane corona using a linear biased probe, IEE Proc. -Sci. Meas. Technol. Vol.147, No. 2, (2000) 74-80.
- [6]: C. Budd, Corona and space charge problem, Eur. J. Appl. Math. Vol.2,(1991) 43-81.
- [7]: M. M. Abdel-Salam, Z. M. Al-Hamouz, A new finite-element analysis of an ionized field in coaxial cylindrical geometry, J. Phys. D: Appl. Phys. 25 (1992) 1551-1555.
- [8]: J. L. Davis, J. F. Hoburg, HVDC transmission line computation using finite element and characteristics methods, Journal of Electrostatics, 18 (1986) 1-22.
- [9]: M. N. Horenstein, Computation of corona space charge, electric field and V-I characteristic using equipotential shells, IEEE Trans. Ind. Appl., Vol.20, No.6,(1984)1607-1612.

ETUDE EXPERIMENTALE DES PARAMETRES DE LA DECHARGE COURONNE EN GEOMETRIE NAPPE DE FILS-PLAN ET NAPPE DE FILS-DEUX PLANS

S. AIT AMAR*, Y. HAMI, Y. ZEBBOUDJ

Laboratoire de Génie Electrique de Béjaïa, Université A. MIRA Béjaïa 06000

Tel : 034-21-43-33/35, Fax : 034-21-43-32, e-mail : soni_chat@yahoo.fr

Abstract: An experimental study of the wires-two plates and the wires-plate geometry's types is presented in this paper. The principal running of these types of electrostatic precipitators is based on the corona discharge on which depend their performances. The aims of this investigation is to determinate the important parameters of the corona discharge, namely the onset voltage, the electric field and the discharge current density as a function of the wires number in the positive polarity. The current density and the electric field measurements are done by using the Tassicker's circular biased probe, which is incorporated in a same level of surface in the precipitator electrode collector. The obtained results show that the electric field and the current density remain constant as the wires number becomes relatively higher.

Mots clefs: Décharge couronne, tension seuil, champ électrique.

Introduction :

L'une des géométries la plus répandue dans la conception des précipitateurs électrostatiques d'aérosols est le système nappe de fils-plan et nappe de fils deux-plans. L'étude développée dans cet article porte sur la mesure des paramètres de la décharge couronne positive ce type de configuration d'électrodes.

La tension seuil d'apparition de décharge couronne est un paramètre primordial à connaître. Nous avons donc trouvé bon de la mesurer. La densité du courant et le champ électrique, mesurés au niveau du plan, sont d'autres paramètres importants de la décharge couronne à connaître. Le dispositif le plus adapté à ces mesures est la sonde polarisée circulaire de Tassicker [1]. Les essais sont effectués en fonction des paramètres géométriques de la nappe de fils (le nombre de fils, leur diamètre et l'espacement entre eux), en relevant systématiquement les paramètres physiques de l'air (température, humidité et pression).

Nous avons utilisé les fonctions de normalisation de la densité de l'air et de l'humidité absolue donnée par Zebboudj et Hartmann [2] afin de ramener les valeurs de la tension seuil mesurée à des mêmes conditions.

Pour chacun des paramètres mesurés, nous ferons une comparaison entre ceux de la

nappe de fils-plan et ceux de la nappe de fils-deux plans.

I. MESURE DE LA TENSION SEUIL:

I.1. Description du dispositif de mesure:

Le précipitateur électrostatique de géométrie nappe de fils-deux plans, est réalisé avec un rapport a/d , où a est l'espacement entre deux fils consécutifs et d , la distance de la nappe aux plans, supérieur à $\frac{3}{4}$ tel qu'il a été suggéré par Cooperman [3], c'est la condition pour laquelle les lignes équipotentielles à grande distance de la nappe de fils soient parallèle. Nous avons donc choisi pour notre réalisation : $a = 40$ mm et $d = 50$ mm.

Pour avoir une bonne marge de stabilité de la décharge couronne, nous avons choisi pour la réalisation de la nappe du précipitateur un diamètre des fils égal à 0,4 mm [4],[5]. Cette nappe (1) est tendue parallèlement par deux supports isolants en Plexiglas (2), à égale distance $d=50$ mm de deux plans mis à la terre (électrodes collectrices), Ces derniers sont polis en acier inoxydable.

Pour mesurer le courant de décharge, nous avons utilisé le dispositif illustré sur la figure(1).

Pour la mesure de la caractéristique courant-tension, nous avons connecté la résistance de mesure R_m en parallèle à l'entrée Y d'un enregistreur, et la résistance basse tension R_u du diviseur est reliée à l'entrée X. L'enregistreur permet de tracer la caractéristique $V(I)$ en fonction de la basse tension u , affichée par le voltmètre RFT. Sa résistance d'entrée est de $1\text{ M}\Omega$ sur chacune des entrées X et Y, cette valeur est de même ordre de grandeur que la résistance de mesure R_m et la résistance basse tension R_u du diviseur résistif. Durant les essais, l'étalonnage de l'enregistreur est effectué systématiquement à l'aide du voltmètre numérique RFT. Ce voltmètre nous sert également à fixer l'origine de la caractéristique courant-tension à tracer et à contrôler la tension appliquée U . L'évaluation de la tension U appliquée à l'électrode active et du courant de décharge I tient compte des résistances équivalentes.

$$U = k.u \quad (5)$$

I. 2. Présentation et discussion des résultats

Nous disposons de 14 fils de diamètres $2r = 0,4\text{ mm}$, pour réaliser la nappe de fils à expérimenter. Celle-ci est constituée d'un nombre $N \leq 8$ fils de même diamètre. Ces fils sont des conducteurs polis en constantan. Nous avons relevé cinq caractéristiques de $I = f(U)$ successives

Pour chaque nappe de N fils, dans les mêmes conditions de température, de pression et d'humidité. Deux études expérimentales ont été réalisées en polarité positive l'une pour la nappe de fils-plan et l'autre pour la nappe de fils-deux plans.

La détermination de la tension seuil U_s , d'apparition de l'effet couronne, s'effectue par l'extrapolation à $I = 0$, sur les caractéristiques $I = f(U)$, relevées par l'enregistreur X-Y.

Les valeurs de la tension seuil U_s sont représentées sur la figure 2, qui montre que cette dernière, augmente en fonction du nombre N de fils constituant la nappe, puis elle atteint une valeur de saturation pour les deux configurations. En effet, lorsque le nombre de fils croît, la configuration du champ interélectrode tend vers une configuration homogène, où la plage de stabilité de la décharge couronne est rétrécie. La différence remarquée est le fait que les valeurs de U_s que nous avons obtenues en géométrie nappe de fils-deux plans sont supérieures (fig. 2) à celles trouvées en géométrie nappe de fils-plan. Nous avons remarqué aussi que dans le cas de deux plans, la saturation a été atteinte à partir de $N=5$ fils, par contre dans le cas d'un seul plan, la saturation est atteinte pour le nombre de fils $N=7$.

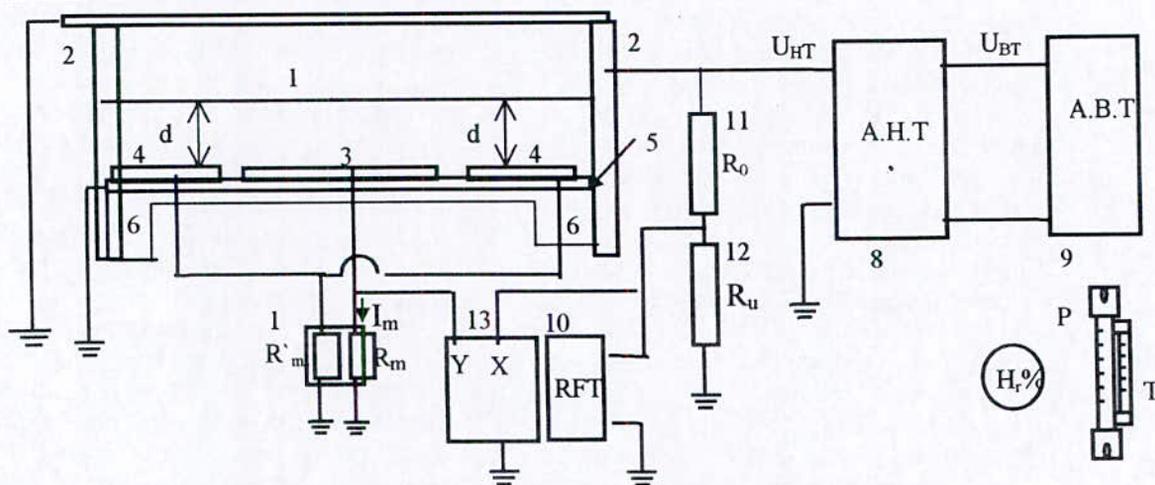


Fig. 1 : Le schéma complet du dispositif expérimental de la nappe de fils deux plans

- | | |
|--------------------------------------|---|
| 1- La nappe de fils | 9- Alimentation basse tension |
| 2- Support isolant | 10- Voltmètre numérique RFT |
| 3- Plan de mesure | 11- Résistance haute tension |
| 4- Plans de garde | 12- Résistance basse tension |
| 5- Plaque isolante en Bakélite | 13- Enregistreur X - Y |
| 6- Support en bois | 14- Résistance de mesure (R_m) et de mise à la terre (R_m) des plans de garde |
| 7- La deuxième électrode collectrice | T- Thermomètre à mercure |
| 8- Alimentation haute tension | P- Baromètre à mercure |
| H_r - Hygromètre à cheveux | |

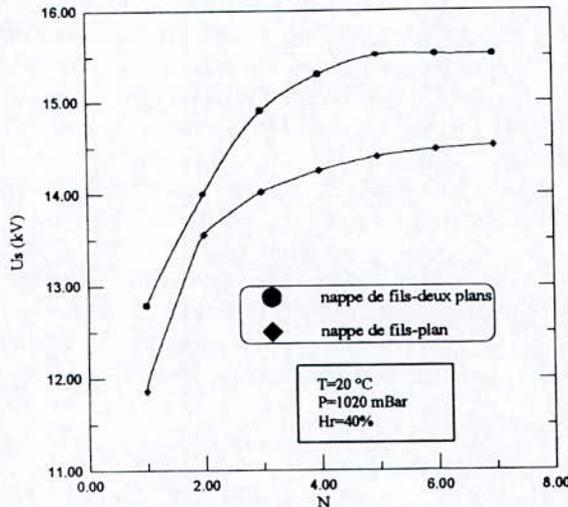


Fig. 2 : Variation de la tension seuil en fonction du nombre de fils

II. MESURE DU CHAMP ELECTRIQUE ET DE LA DENSITE DE COURANT AU NIVEAU DU PLAN

II.1. Description du dispositif de mesure:

Nous avons introduit la technique de la mesure du champ électrique, à l'aide de la sonde polarisée circulaire, dans le précipitateur électrostatique d'aérosols de géométrie plane. Nous avons réalisé un prototype composé d'une nappe de fils de diamètre $2r = 0,4$ mm et dont l'espacement entre les fils est $a = 40$ mm. Cette nappe est tendue parallèlement à égale distance $d=50$ mm entre deux plans mis à la terre, constituant les électrodes collectrices du précipitateur. Le rapport $d/a = 5/4$ est donc supérieur à $3/4$ comme il a été suggéré par Cooperman [3]. Afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux obtenus pour la géométrie nappe de fils-plan, nous avons veillé à garder ce même rapport.

La sonde circulaire (S) réalisée est incorporée dans un même niveau de surface dans un plan (E), muni de deux plans de garde. Cet ensemble forme ainsi l'une des électrodes collectrices du précipitateur, figure 3.

Le rayon de la sonde (S) est $r_s = 2,235$ mm, et le rayon intérieur du plan (E) est $r_e = 2,270$ mm, ce qui donne un intervalle d'air $g = 0,035$ mm, un rapport $r_s/g = 64$ et un rayon effectif de la sonde $r_m = 2,2525$ mm. Le plan (E) et les plans de garde (1) reposent sur une plaque en Bakélite (2) laquelle repose sur un support en bois (3). La nappe de fils (4) est tendue parallèlement par deux supports en PVC (5) à égale distance des deux électrodes collectrices mises à la terre. L'emplacement de la sonde vis à vis du plan (E) nécessite un grand soin. En effet,

des courants de fuite affectant la mesure du courant, peuvent provenir de la polarisation de la sonde ou de la nappe de fils mise sous haute tension, en empruntant les surfaces isolantes. La sonde (S) est ainsi fixée à l'ensemble par une plaque en PVC (6) et un écran en aluminium (7) qui permet l'évacuation à la terre des courants de fuite.

La deuxième électrode (13) est directement mise à la terre, dans le cas de la configuration nappe de fils deux plans. La nappe est reliée à une alimentation haute tension continue (8), délivrant une tension allant de 0 à 140 kV. La tension délivrée est mesurée à l'aide d'un diviseur résistif (9) et d'un voltmètre de crête (10). La sonde est reliée à un électromètre (11), d'une grande précision, pour mesurer le courant I_s provenant de la décharge couronne. Le plan (E) est connecté à une alimentation basse tension continue (12), muni d'un voltmètre numérique, pour mesurer la tension de polarisation V_b délivrée. Nous avons effectué les essais dans l'air ambiant, où la pression, la température et l'humidité sont systématiquement relevées.

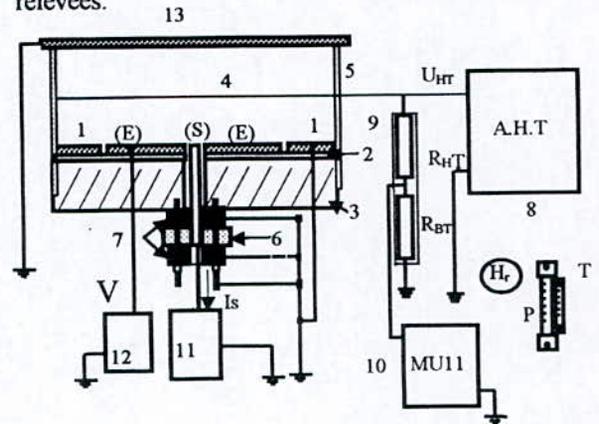


Fig. 3: Dispositif expérimental.

I. 2. Présentation et discussion des résultats

L'installation mise au point permet de mesurer la densité de courant J et le champ électrique E , à la surface de l'électrode collectrice du précipitateur, en fonction de la tension U appliquée à la nappe de fils et du nombre de fils constituant celle-ci. Les essais sont réalisés pour la polarité positive de la tension U .

A l'issue de ces divers résultats, nous avons constaté que les paramètres de la décharge couronne au plan, à savoir: le champ électrique, la densité du courant sont mieux répartis lorsque le nombre de fils, constituant la nappe, est élevé. Ils le sont encore plus dans le cas de la configuration nappe de fils deux plans. En effet, lorsque N augmente, la configuration du champ

électrique tend vers une configuration quasi-homogène, et celle-ci s'accroît en rajoutant un plan. Ceci explique l'indépendance de ces deux paramètres du nombre de fils de la nappe, au-delà d'une certaine valeur voisine de $N=7$. Cette répartition offre une meilleure utilisation de la décharge couronne dans ses applications, telles que la précipitation d'aérosols, le traitement de surface... etc. En fonction de la tension appliquée à la nappe, la variation du champ électrique est linéaire. Par contre, celle de la densité du courant est quadratique. Ce résultat est en bon accord avec ceux obtenus avec les systèmes d'électrodes fil-cylindre [2], pointe-plan [6] et fil-plan [7].

Les figures données ci-dessous font ressortir ces observations.

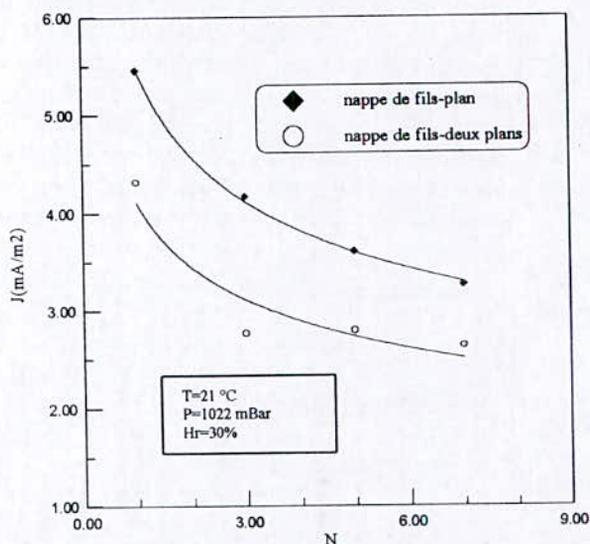


Fig. 4 : Variation de la densité de courant J en fonction du nombre de fils N pour une tension $U=25$ (kV)

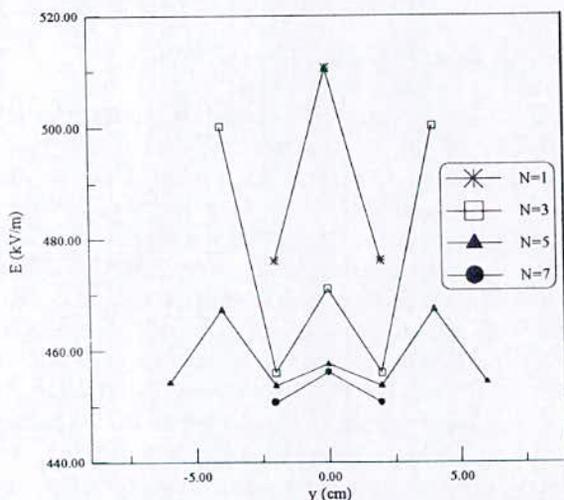


Fig. 5 Variation du champ E en fonction de distance y sur le plan et du nombre N de fils pour une tension appliquée $U = 25$ (kV) en nappe de fils-plan

Conclusion :

L'étude expérimentale réalisée montre que les paramètres de la décharge couronne à savoir la tension seuil, le champ électrique E et la densité de courant J demeurent constants lorsque le nombre de fils est relativement élevé. Ce qui signifie que la configuration du champ électrique est quasi homogène. Cette dernière est plus accentuée pour la configuration nappe de fils-deux plans, pour un nombre de fils plus petit. Ce résultat correspond à une meilleure utilisation du précipitateur. Il permet ainsi de déterminer la longueur (ou le nombre de fils) de la nappe.

Références :

- [1] Tassicker O.J. , 1974, Proc. IEE, Vol. 121, p.213-220.
- [2] Zebboudj Y. , 1988, Thèse de Doctorat, Uni. Paris IV.
- [3] Cooperman G. , 1981, IEEE Transactions on industry applications, Vol 1A-17, n°2.
- [4] Ait-Amar S. , 1997, Thèse de Magister, Uni. Béjaïa.
- [5] Hami Y. , 1999, Thèse de Magister, Uni. Béjaïa.
- [6] Selim E. O. , Waters R. T. , 1980 , IEEE Trans., Vol. IA-16, p. 485-463.
- [7] Mouhoubi S. , 1996, Thèse de Magister, Uni. de Béjaïa.

COURANTS ET EMISSIONS LUMINEUSES DES STREAMERS DANS LES DIELECTRIQUES LIQUIDES SOUS TENSION CONTINUE

H. MOULAI* et A. BEROUAL**

* U.S.T.H.B., Département ELT, I.T.S., BP 32 El Alia ALGER.

** CEGELY-CNRS- URA 829, Ecole Centrale de Lyon, BP 163, 69131 Ecully Cedex, France.

RESUME

Dans ce travail, nous présentons les résultats d'une étude relative aux courants et aux émissions lumineuses associés à la propagation des streamers positifs et négatifs dans l'huile minérale, le tétraester et le toluène sous tension continue. Nous montrons que les signaux de courant et d'émission lumineuse sont parfaitement corrélés et que la durée, l'amplitude et la fréquence de ces signaux augmentent avec la tension appliquée. Une estimation des vitesses de propagation des streamers à partir des signaux de courant est également donnée.

ABSTRACT

This work is devoted to the currents and emitted lights associated to the streamers propagating in three types of dielectric liquids namely tetraester, transformer oil and toluene, in a point-plane electrode arrangement under DC voltages. It is shown that the currents and emitted lights are well correlated in shape and amplitude. The amplitude, the duration and the frequency of the pulses constituting these signals increase with the applied voltage. The propagating streamer velocities are also evaluated from the current signals.

INTRODUCTION

Les phénomènes de préclaquage dans les diélectriques liquides ont fait l'objet de nombreux travaux [1-4]. Ceux-ci ont porté principalement sur la forme et la vitesse des streamers ainsi que sur les paramètres électriques (courants et charges), optiques (émission lumineuse) et acoustique [5] qui les accompagnent.

La forme, la durée et l'amplitude de ces courants (charges) et émissions lumineuses sont

d'une grande importance pour la compréhension des processus physico-chimiques impliqués dans la génération et la propagation des streamers.

Plusieurs travaux ont permis d'établir une corrélation entre la forme du streamer, sa vitesse et son mode de propagation (continu ou par sauts), d'une part, et entre sa forme et celle du courant (charge) et de l'émission lumineuse correspondante, d'autre part [1,6-8].

L'effet de la polarité de la tension a été également mis en évidence dans des configurations d'électrodes pointe-plan [8] et pointe-sphère [9].

Différents auteurs proposent des processus d'émission et d'ionisation de champ [10,11] suivis par des décharges partielles dans des bulles en expansion engendrant ainsi des impulsions de courant corrélées à une émission lumineuse [4]. Ces impulsions sont apparentées aux impulsions de Trichel observées dans les gaz [4].

Il ressort des nombreux travaux rapportés dans la littérature que les facteurs essentiels influant sur la forme du streamer, et par conséquent sur la forme du courant et de l'émission lumineuse correspondante, sont la polarité de la tension et la géométrie des électrodes (rayon de courbure et distance inter-électrodes), la nature du liquide, la pression [12] et la température [13].

Dans ce travail, nous présentons les résultats d'une étude systématique sur les courants et émissions lumineuses associés à la propagation des streamers positifs et négatifs, dans l'huile minérale de transformateur, le tétraester et le toluène soumis à une tension continue.

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental utilisé dans ce travail est identique à celui décrit par ailleurs [14]. Il est constitué essentiellement d'une source de tension continue (0÷150kV), d'un système d'électrodes pointe-plan placé verticalement à l'intérieur d'une

cellule cylindrique en Pyrex remplie du liquide testé (500ml). L'électrode plane, en laiton, de diamètre 40mm est recouverte d'une barrière isolante de 0,1mm d'épaisseur permettant d'éviter les claquages et l'endommagement de l'appareillage de mesure. L'électrode pointe, également en laiton, a un rayon de courbure de $10\mu\text{m}$ et une conicité de 25° . La distance inter-électrodes est variée de 2 à 20 mm.

Le courant est déduit de la tension mesuré aux bornes d'une résistance non inductive de $50\ \Omega$ placée en série dans le circuit d'essai. L'émission lumineuse est détectée au moyen d'un photomultiplicateur (type Hamamatsu). Les deux signaux (courant et émission lumineuse correspondante) sont enregistrés simultanément à l'aide d'un oscilloscope numérique à mémoire (type Lecroy 9450, 350 MHz de bande passante).

FORME DES COURANTS

Les courants associés aux streamers positifs et négatifs sont très similaires dans les trois liquides et ce pour les deux polarités. Ils sont constitués de pics discrets très brefs de durée de l'ordre de 20 à 40ns pour les premiers pics et de 50 à 200ns pour les derniers (fig. 1). L'amplitude de ces pics augmente généralement dans le temps. Il est cependant difficile d'établir les variations de l'amplitude de ces courants. Sur une série de 20 streamers obtenus successivement dans les mêmes conditions expérimentales, les courants obtenus, bien que similaires dans leur forme, ne présentent ni le même nombre de pics ni la même amplitude. La disposition des charges accumulées dans le liquide à la suite d'un précédent streamer, influencerait sur l'énergie nécessaire au développement du streamer suivant.

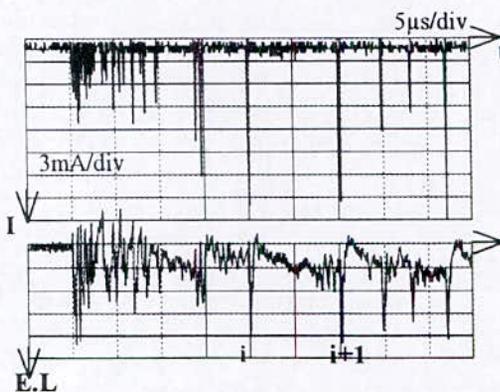


Figure 1: Courant (I) typique de streamer et émission lumineuse (EL) correspondante dans l'huile minérale. $U_- = 50\text{kV}$, $d = 10\text{mm}$, $r_p = 10\mu\text{m}$

Les tableaux 1 et 2 présentent les plages de variation du nombre de pics de courant 'N', de leur amplitude maximale 'Im' et de la durée totale du courant 'Tt' qui ont tendance à croître lorsque le niveau de tension appliqué augmente. Ils sont plus importants en polarité négative qu'en polarité positive.

Les streamers correspondant aux courants décrits précédemment sont relativement de faible énergie et aucun d'eux ne mène au claquage. Lorsqu'un claquage a lieu, le courant du streamer change fondamentalement de forme. Il présente une composante continue semblable à celles des courants relatifs aux streamers positifs rapides (Figure 2), observés sous tension alternative [14]. Quelle que soit la polarité de la pointe, la forme du courant, donc du streamer correspondant, change selon que ce dernier aboutisse ou non à un claquage. Sa vitesse, étant corrélée à sa forme, serait alors plus importante lorsqu'il est suivi d'un claquage.

Huile minérale			
U-(kV)	N pics	Im(mA)	Tt(µs)
46	17÷25	19 ÷23	25÷32
48	20÷27	22÷28	30÷43
50	25÷35	24÷29	34÷46
52	28÷37	25÷30	40÷47
54	28÷38	26÷32	42÷48
56	30÷40	29÷34	43÷50

Tetraester			
U-(kV)	N pics	Im(mA)	Tt(µs)
44	15÷20	17÷22	28÷38
46	17÷25	18÷23	30÷42
48	20÷27	19÷24	30÷44
50	25÷28	21÷25	32÷45
52	26÷29	23÷26	35÷48
54	27÷32	24÷27	38÷65

Toluène			
U-(kV)	N pics	Im(mA)	Tt(µs)
40	15÷22	10÷15	36÷55
42	17÷23	12÷18	38÷57
44	18÷25	18÷22	40÷58
46	20÷27	20÷24	42÷60
48	21÷29	20÷25	42÷63
50	23÷30	21÷26	45÷65

Tableau 1: Variation du nombre de pics de courant 'N', de leur amplitude maximale 'Im' et de la durée totale du courant 'Tt' en fonction du niveau de tension appliqué en polarité négative pour $d = 5\text{mm}$.

La fréquence des pics, leurs durées et leurs amplitudes varient dans le temps, avec l'évolution du streamer. K.L Stricklett *et al* [1] ont montré que dans le n-hexane, ces pics de courant correspondent à l'expansion d'une cavité, de

forme sphérique ou en "pagode", qui sera chassée de la pointe après avoir atteint une certaine dimension pour se désintégrer en petites bulles dans le liquide. Le niveau de tension appliqué à cet effet est relativement faible (15.5kV pour une distance inter-électrodes $d=3.2\text{mm}$); la cavité ainsi obtenue s'arrête de grossir après avoir atteint une valeur maximale de $60\mu\text{m}$ de diamètre avec une vitesse de l'ordre de 20m/s . Le courant correspondant est constitué de 5 pics dont l'amplitude est d'environ $20\mu\text{A}$.

Dans le même liquide, à des niveaux de tension plus élevés (32kV pour $d=4\text{mm}$), P.B. McGrath *et al* [2] ont observé l'apparition, à partir de la pointe, d'un chapelet de petites bulles qui avancent dans le liquide en prenant une forme en buisson dont la vitesse est d'environ 100m/s . Pour ces niveaux de tension, le streamer arrive à parcourir les 2/3 de l'intervalle inter-électrodes pour être ensuite détaché de la pointe et se désintégrer dans le liquide.

En admettant que le streamer atteint l'électrode plane lorsque le courant atteint sa valeur maximale, nous avons pu déduire, à partir des oscillogrammes de la figure 2, des vitesses moyennes de l'ordre de 150m/s pour $U=34\text{kV}$, 250m/s pour $U=44\text{kV}$ et 800m/s pour $U=48\text{kV}$. Ses vitesses sont du même ordre que celles rapportées dans la littérature concernant les streamers en buisson.

Huile minérale			
$U_+(\text{kV})$	N pics	$I_m(\text{mA})$	$Tt(\mu\text{s})$
34	10÷14	2÷6	10÷27
36	11÷17	3÷10	13÷30
38	13÷18	4÷12	15÷32
42	15÷22	6÷15	20÷35
44	18÷25	8÷17	30÷40
48	24÷32	9÷20	35÷45

Tetraester			
$U_+(\text{kV})$	N pics	$I_m(\text{mA})$	$Tt(\mu\text{s})$
36	6÷16	1÷5	10÷25
38	7÷18	2÷8	13÷30
40	10÷20	3÷10	15÷32
42	12÷22	5÷12	17÷35

Toluène			
$U_+(\text{kV})$	N pics	$I_m(\text{mA})$	$Tt(\mu\text{s})$
36	10÷15	1÷3	10÷25
38	14÷20	2÷5	15÷30
40	18÷25	3÷8	20÷35

Tableau 2: Variation du nombre de pics de courant 'N', de leur amplitude maximale ' I_m ' et de la durée totale du courant ' Tt ' en fonction du niveau de tension appliqué en polarité positive pour $d=5\text{mm}$.

INFLUENCE DE LA NATURE DU LIQUIDE

Dans l'huile minérale et le tétraester, l'émission lumineuse apparaît sous forme de pics discrets de fréquence régulière et relativement élevée, pendant une durée allant de 10 à $20\mu\text{s}$. Elle tend ensuite à évoluer sous forme d'une composante continue sur laquelle sont superposés d'autres pics de fréquence moins régulière et plus faible que celle des pics précédents. Cette composante continue est d'amplitude assez faible mais tend néanmoins à augmenter avec la tension appliquée. Sa durée est de l'ordre de 80 à $100\mu\text{s}$. Notons que dans la limite de l'intervalle de tensions d'étude, aucune composante continue de courant n'a été enregistrée.

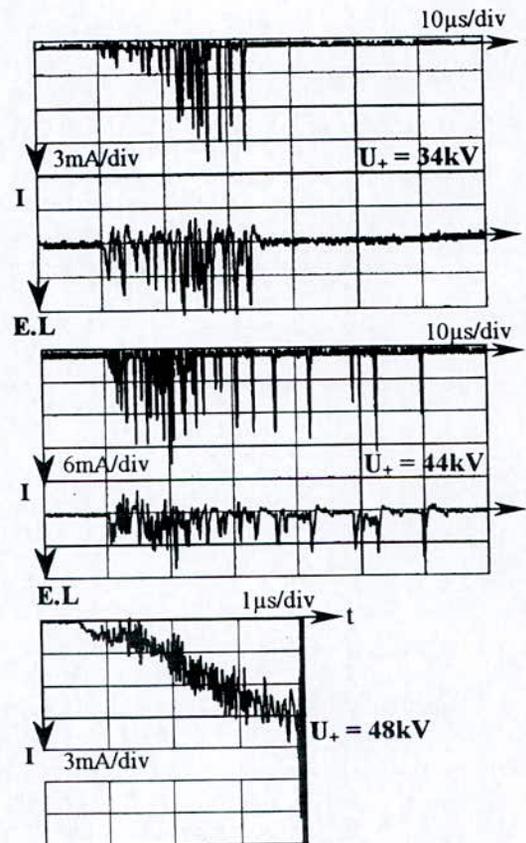


Fig. 2: Variation du courant (I) et de l'émission lumineuse (E.L.) avec la tension dans l'huile minérale. Tension continue positive, $d=2.5\text{mm}$, $r_p=10\mu\text{m}$.

CORRELATION COURANT - LUMIERE

En général, les courants des streamers positifs et négatifs ainsi que les émissions lumineuses associées sont parfaitement corrélés en forme et en amplitude. Cependant, dans l'huile minérale et le tétraester en polarité négative, si le courant est nul (non détectable) entre deux pics successifs, la lumière correspondante présente une composante

continue croissante dans le temps en allant d'un pic (i) à l'autre (i+1) (Figure 1). Ceci n'a cependant pas été observé dans le toluène. Dans les trois liquides et notamment en polarité négative, nous avons observé que certains pics de lumière n'étaient pas accompagnés de pics de courant (Figure 3). Ceci est d'autant plus fréquent que la distance inter-électrodes est grande. Des pics de courant non accompagnés de pics de lumière ont été également enregistrés dans l'huile minérale et le tétraester lorsque la tension est relativement faible. D'autre part, la durée totale de l'émission lumineuse est assez souvent plus importante que celle du courant correspondant.

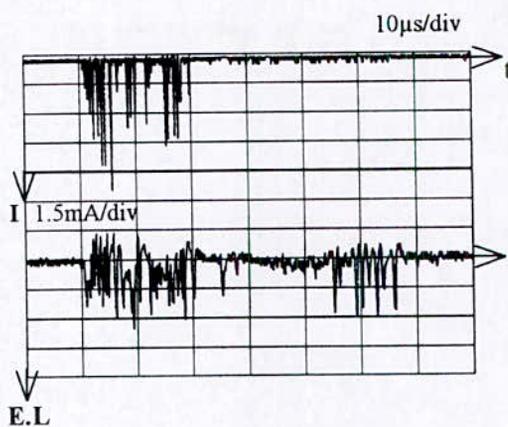


Fig.3: Courant (I) et émission lumineuse (EL) avec des pics de lumière sans pics de courant correspondants dans l'huile minérale. $U_+ = 56\text{kV}$ $d = 18\text{mm}$; $r_p = 10\mu\text{m}$.

CONCLUSION

Contrairement à ce qui a été rapporté sous tensions alternative [14] et impulsionnelle [6], les courants positifs et négatifs sous tension continue sont très semblables dans leur forme et assez proches en amplitude sur une large gamme de tension. Ils ressemblent à ceux observés en polarité négative sous tensions alternative et impulsionnelle et sont tous deux constitués de pics discrets dont la durée et l'amplitude augmentent avec le niveau de tension appliqué. Le fait qu'il y ait des impulsions de courant non accompagnées d'émissions lumineuses indiquerait que des phénomènes électrohydrodynamiques (EHD) sont impliqués dans l'expansion du streamer; il y a progression du streamer (région de faible densité) sans qu'il y ait de décharge à l'intérieur de cette phase. Les émissions d'impulsions lumineuses non associées à des impulsions de courant seraient dues à des impuretés fluorescentes présentes dans le milieu liquide.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] K.L. Stricklett et al., "Observation of partial discharge in Hexane under high magnification", IEEE Trans. on Elect. Ins., Vol.26 No.4, August 1991.
- [2] P.B. Mc Grath and H.I. Marsden, "DC-induced prebreakdown events in n-hexane", IEEE Trans. on Elect. Ins. Vol.EI-21 No.4, August 1986.
- [3] A.L. Wintenberg et al., "Prebreakdown current pulses in n-hexane and other dielectric fluids", IEEE Trans. on Elect. Ins., Vol.24 No.1, February 1989.
- [4] A.C.T. Briggs et al, "The dynamics of dc predisruption in liquid insulating media", IEEE Trans. on Diel. and Elect. Ins., Vol.1 No.3, June 1994.
- [5] J.K. Nelson and P.B. McGrath "Evidence for transitions in the prebreakdown mechanism of liquid dielectrics", Proc. IEE, Vol.112, pp.1439-1442, 1975.
- [6] A. Beroual and R. Tobazeon "Prebreakdown phenomena in liquid dielectrics", IEEE Trans. Elect. Ins., Vol. 21, pp. 613-627, 1986.
- [7] A. Beroual "Electronic processes and streamer propagation phenomena in liquid dielectrics", Arch. Of Elect. Eng., Vol.XLIV No.4, pp.579-592, 1995.
- [8] A. Beroual "Electronic and gaseous processes in the prebreakdown phenomena of dielectric liquids", Am. J. of Appl. Phys., Vol.73 No.9, pp. 4528-4533, 1993.
- [9] K.C. Kao and M.M. Rashwan "Pressure dependence of electroluminescence in dielectric liquids", Proc. IEEE, Vol.62, pp.856-858, 1974.
- [10] B. Halpern and R. Gomer "Field emission in liquids", J. of Chem. Phys., Vol.51, No.3, pp.1031-1047. 1969.
- [11] B. Halpern and R. Gomer "Field ionisation in liquids", J. of Chem. Phys., Vol.51, No.3, pp.1048-1056. 1969.
- [12] A. Beroual and R. Tobazeon "Effects of hydrostatic pressure on the prebreakdown phenomena in dielectric liquids", IEEE Ann. Rep., CEIDP, Buffalo, NY, pp.44-49, 1985.
- [13] A. Beroual and R. Tobazeon "Prebreakdown phenomena in liquid and solid cyclohexane with point-plane electrodes subjected to voltage steps", J. Phys. D : Appl. Phys., Vol.22, pp. 1568-1568, 1989.
- [14] H. Moulai et A. Beroual "Courants de streamers dans l'huile minérale pour transformateurs sous tension alternative - Transition au claquage", 3^{ème} Conf. Nat. sur la H.T., pp.45-48, Guelma 1999.

MODELISATION TRIDIMENSIONNELLE DE LA CONDUCTION DANS LES DIELECTRIQUES LIQUIDES EN PRESENCE DE PHENOMENES ELECTROHYDRODYNAMIQUES

I. BOUTANA* M. R. MEKIDECHE**

Laboratoire d'études et de modélisation en électrotechnique de Jijel
Centre Universitaire de Jijel
BP 98 Ouled Aissa Jijel

RESUME: Un modèle tridimensionnel de la conduction électrique par injection dans les diélectriques liquides a été développé. Ce modèle tient compte à la fois de l'influence des phénomènes électrohydrodynamiques (EHD) ainsi que de la gravité sur la conduction. La méthode des éléments finis a été appliquée pour résoudre l'équation électrique couplée à l'équation de Navier-stokes. La conduction électrique est régie par l'injection unipolaire pour laquelle les ions sont produits à l'interface électrode-liquide par processus électrochimique. Il est montré qu'en fonction du liquide, l'effet de la gravité peut ne pas être négligeable. Les influences positive de l'EHD et négative de la gravité sur la conduction par injection sont mises en évidence.

MOTS CLES:

Modélisation tridimensionnelle - Conduction électrique - Injection unipolaire - Diélectrique liquide - Phénomènes électrohydrodynamiques - Éléments finis.

INTRODUCTION

Dans des travaux précédents [1], nous avons commencé par étudier et modéliser la conduction électrique dans un isolant liquide en nous limitant à l'injection unipolaire pure dans un diélectrique liquide au repos [1][2].

Dans un deuxième temps, nous avons étudié le régime stationnaire et le régime transitoire du phénomène de conduction pour un liquide en

mouvement[3][4]. Dans tous ces travaux le système d'étude était bidimensionnel. L'objet de ce travail consiste en l'étude du régime stationnaire de la conduction (modèle de l'injection) dans les diélectriques liquides en y ajoutant l'effet de la gravité. La modélisation doit être alors tridimensionnelle et ce, en raison de la direction de la force de pesanteur. Numériquement, le modèle consiste à coupler l'équation électrique régissant l'injection pure avec l'équation de Navier-stokes qui exprime le mouvement (EHD) du liquide.

I. MODELE GEOMETRIQUE

Notre système d'étude (fig. 1) est de géométrie tridimensionnelle: le diélectrique liquide est dans une cellule parallélépipédique, entre deux électrodes planes parallèles dont l'une est injectrice (injection unipolaire), soumis à un champ électrique continu.

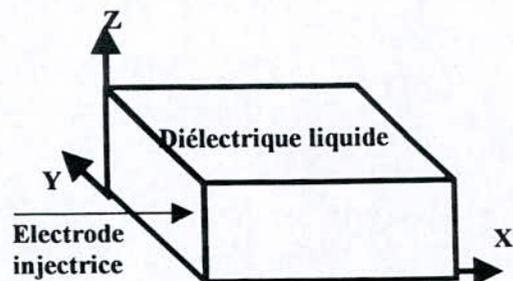


Fig. 1 : Modèle géométrique

* boutana@mail.univ-jijel.dz

** mek_moh@mail.univ-jijel.dz

I. MODELES MATHEMATIQUES

La conduction électrique dans les diélectriques liquides peut avoir lieu suivant deux modes: le mode de conduction volumique[4][5] et celui de l'injection[1] [2]. Dans ce travail, on se limitera à l'étude de l'injection unipolaire dans un liquide isolant parfait.

EQUATION ELECTRIQUE

Le phénomène d'injection peut être régi par le système:

$$\text{div } \vec{j} + \frac{dq}{dt} = 0 \quad (\text{III-1})$$

1)

En régime stationnaire et dans le cas d'un liquide isolant parfait, le système précédent peut être reformulé sous:

$$\text{div} \left[\epsilon \text{div } \vec{E} \left(\vec{V} + k \vec{E} \right) \right] = 0 \quad (\text{III-2})$$

2)

Le champ électrique ne possédant qu'une seule composante perpendiculaire aux électrodes et, tenant compte des trois composantes V_x , V_y et V_z de vitesse, la formulation tridimensionnelle de l'équation précédente est:

$$\frac{d^2 E_x}{dx^2} (V_x + k E_x) + \frac{dE_x}{dx} \left(\frac{dV_x}{dx} + k \frac{dE_x}{dx} \right) + V_y \frac{d^2 E_x}{dy^2} \quad (\text{III-3})$$

$$+ \frac{dE_x}{dx} \frac{dV_y}{dy} + V_z \frac{d^2 E_x}{dx dz} + \frac{dE_x}{dx} \frac{dV_z}{dz} = 0$$

EQUATION D'ECOULEMENT

En régime stationnaire, et dans le cas d'un fluide incompressible, l'équation de Navier-Stokes qui régit le mouvement du liquide est donnée par le système (II-4) qui est formé par l'équation de continuité et celle de conservation de la quantité de mouvement:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \left(\vec{V} \cdot \text{grad} \right) \vec{V} = \vec{F} - \text{grad } P + \eta \Delta \vec{V} + \\ \frac{1}{3} \eta \text{grad} \left(\text{div } \vec{V} \right) \\ \rho \text{div } \vec{V} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III-4})$$

III. MODELES NUMERIQUES

Les équations précédentes ne peuvent être résolues d'une manière générale par les méthodes analytiques. Nous avons utilisé comme méthode d'approximation numérique, la méthode des éléments finis, qui consiste à résoudre toute équation aux dérivées partielles

en la ramenant, par un principe variationnel, sous forme intégrale et le système matriciel obtenu après discrétisation sera résolu en considérant les conditions aux limites imposées.

EQUATION ELECTRIQUE

En appliquant la méthode des résidus pondérés en particulier celle de Galerkin à l'équation électrique et après intégrations par parties et discrétisation, la fonctionnelle obtenue (III-5) sera réécrite sous forme matricielle(III-6).

$$\iiint_{\Omega} \left[\frac{dN}{dx} (V_x + k E_x) \frac{dE_x}{dx} + \frac{dN}{dy} \frac{dE_x}{dx} V_y + \frac{dN}{dz} \frac{dE_x}{dx} V_z \right] d\Omega = 0 \quad (\text{III-5})$$

$$[M][E] = 0 \quad (\text{III-6})$$

6)

Le contact électrode - liquide étant supposé ohmique parfait, nous prenons comme conditions aux limites: le champ nul au niveau de l'électrode injectrice.

Le système obtenu (III-5) est intrinsèquement non linéaire résolu par la méthode de Newton Raphson en tenant compte des conditions aux limites.

EQUATION D'ECOULEMENT

En formulant le système (III-4), par éléments finis et après application du théorème du gradient ainsi que la formule de Green, on obtient le système (III-6).

Selon le modèle géométrique(fig. 1) , on applique la condition exprimant l'adhérence au niveau des parois: $V_x = V_y = V_z = 0$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \iiint_{\Omega} \left[N_i \left(\rho \cdot \vec{V} \cdot \text{grad} \right) \vec{V} - \eta \cdot \text{grad} \vec{V} \cdot \text{grad} N_i - P \cdot \text{div} N_i \right] d\Omega \\ + \iint_{\Gamma} \left(P \cdot N_i \cdot \vec{n} - \eta \frac{dV}{dn} \right) d\Gamma = \iiint_{\Omega} N_i \cdot \vec{F} \cdot d\Omega \\ \iiint_{\Omega} M_k \cdot \text{div} \vec{V} \cdot d\Omega = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III-7})$$

COUPLAGE

Ces deux modèles : L'équation électrostatique et l'équation de Navier-Stocks ont été résolues par la méthode des éléments finis puis, ont été couplés pour une modélisation complète du phénomène.

IV. RESULTATS

REPARTITION DU CHAMP ET DE LA DENSITE DE CHARGES

Le modèle a été appliqué dans le cas d'une injection unipolaire limitée par la charge

Le modèle a été appliqué dans le cas d'une injection unipolaire limitée par la charge d'espace (contact ohmique parfait), à une cellule dont deux faces opposées forment les deux électrodes et contenant un liquide supposé isolant parfait: le Nitrobenzène.

La distribution du champ entre les électrodes est linéaire et non parabolique, comme pour un liquide au repos (fig. 2). D'autre part, la distribution de la densité de charges le long du liquide (fig. 3) est hyperbolique selon $x^{1/2}$ au repos, dans le cas contraire, le mouvement uniformise la charge spatiale.

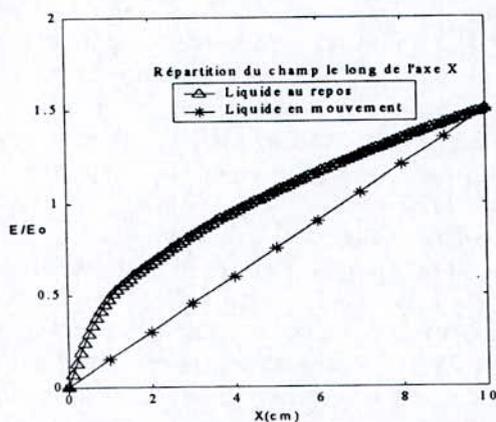


Fig. 2: Répartition du champ électrique entre les électrodes.

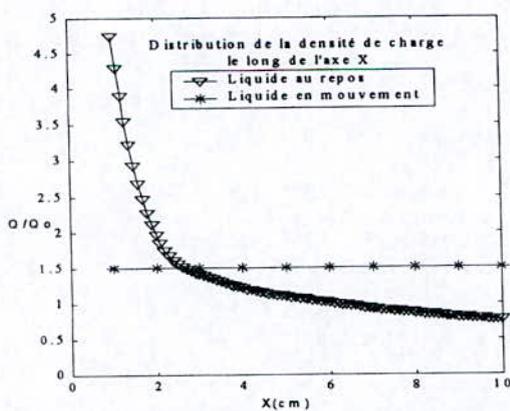


Fig. 3: Distribution de la densité de charges

MOUVEMENT DU LIQUIDE

La résolution de l'équation d'écoulement permet de déterminer la vitesse du liquide en tout point du maillage, la (fig. 4) montre un mouvement du liquide régulier dans le volume inter-électrodes.

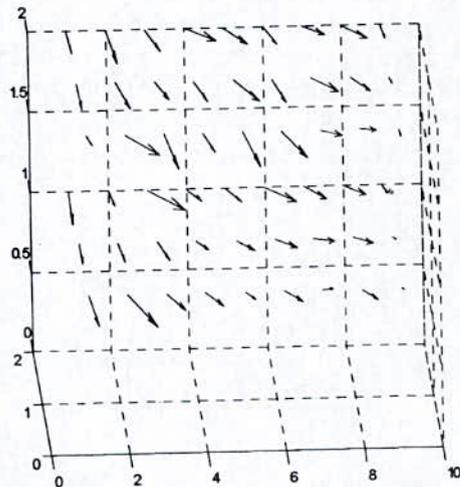


Fig. 4 : Visualisation du vecteur vitesse en tout point du dispositif

En négligeant la force de gravité devant la force électrique, nous avons obtenu un mouvement du liquide différent du précédent (fig. 5), c'est un mouvement moins descendant que dans le cas précédent.

Cela nous permet de conclure que ce cas précis, l'effet de la gravité sur la conduction électrique du liquide n'est pas du tout négligeable.

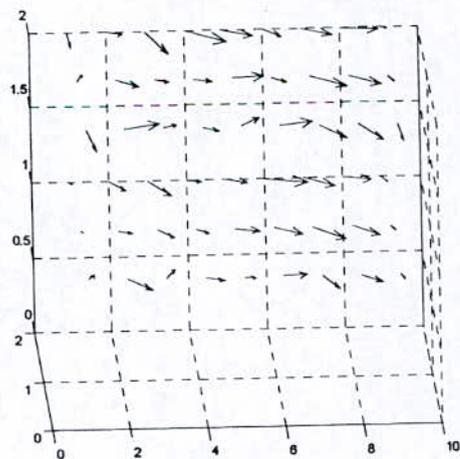


Fig. 5 : représentation du vecteur vitesse en différents points de calcul en négligeant la force de gravité.

Dans le cas d'un isolant liquide autre que le

Nitrobenzène, dont la densité est de 6, nous avons obtenu une distribution de la densité de charges (fig. 7) et une répartition du champ électrique (fig. 6) différentes de celles obtenues dans le cas précédent.

Cela peut être interprété par le fait que le mouvement du diélectrique liquide est d'autant plus faible que celui-ci est dense, la répartition du champ est moins linéaire et la densité de charges n'est pas complètement uniforme donc le mouvement du liquide favorise la conduction électrique et uniformise la charge spatiale.

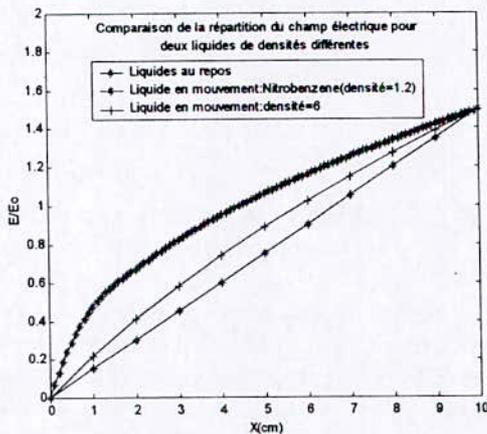


Fig. 6: Comparaison de la répartition du champ pour deux liquides de densités différentes.

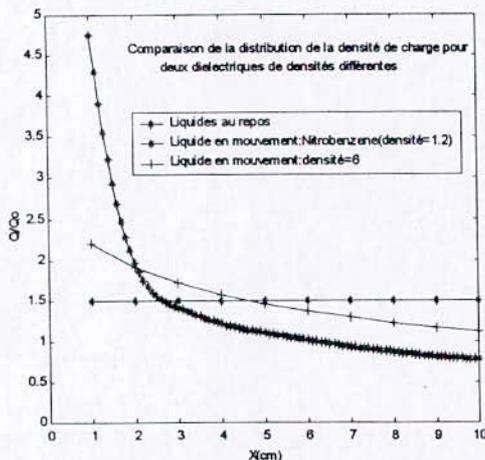


Fig. 7 : Comparaison de la distribution de la densité de charges pour deux liquides de densités différentes.

V. CONCLUSION

Ce travail a permis de réaliser le couplage numérique dans le cadre de la modélisation tridimensionnelle par éléments finis de la conduction dans les diélectriques liquides.

Ce modèle développé, qui tient compte de l'effet des phénomènes électrohydrodynamiques et de la densité, permet l'étude de l'injection unipolaire dans un isolant liquide et de l'écoulement du liquide soumis à un champ électrique continu.

Les résultats obtenus concordent bien avec les résultats expérimentaux [4][5] et ceux déjà trouvés dans la modélisation bidimensionnelle [2][3]. De plus, à partir de la répartition du champ et la distribution de la densité de charges, nous avons pu mettre en évidence l'influence des phénomènes EHD sur le comportement électrique du liquide en mouvement en régime stationnaire.

En outre, ce modèle nous a permis de conclure sur l'effet de la force de gravité du liquide : Celle ci ne peut être négligée.

D'autre part, l'effet de la densité du diélectrique liquide est important puisqu'elle influe sur son mouvement et par conséquent son comportement électrique.

L'étude du régime stationnaire de l'injection unipolaire dans un liquide en mouvement s'avère donc importante puisqu'elle nous renseigne sur le comportement de tout diélectrique et permet d'étudier l'influence des phénomènes EHD qui favorisent la conduction électrique et celle de la densité qui a un effet contraire.

REFERENCES

- [1] I. Boutana M. R. Mekidèche " Application de la méthode des éléments finis à l'étude de la conduction dans les diélectriques liquides", CNHT, Bejaia, 1995.
- [2] I. Boutana M. R. Mekidèche " Modélisation de la conduction électrique dans les diélectriques liquides en tenant compte des phénomènes EHD", COMAEI, Tlemcen, 1996.
- [3] I. Boutana M. R. Mekidèche " Un modèle par éléments finis de la conduction dans les diélectriques liquides en présence de phénomènes EHD ", COMAEI, Bejaia, 1998.
- [4] R. Tobazeon, "Etude des phénomènes d'interface au contact d'un liquide isolant", Thèse d'état, Grenoble, 1973.
- [5] A. Denat, "Etude de la conduction électrique dans les solvants non polaires", Thèse d'état, Grenoble, 1982.
- [6] A. Belevtsev "Domain electrical instability in liquid dielectrics", IEEE 11th international conference on conduction and breakdown in dielectric liquids, Baden-Dattwil, Switzerland, July 19-23, 1993.

Etude des Décharges Glissantes sur des Interfaces Solide/Liquide Isolantes sous Tension Continue

N. K. Bedoui, A. Bérroual et F. Chapuis

CEGELY - Ecole Centrale de Lyon, BP 163, 69131 ECULLY Cedex, France

Résumé

Ce travail traite des phénomènes de propagation des décharges électriques se développant sur des interfaces huile minérale - solide isolant dans une géométrie pointe - plan sous tension continue. Nous montrons que la longueur finale de la décharge augmente avec la tension et diminue lorsque la pression hydrostatique appliquée à la structure isolante augmente. Le nombre des branches de la décharge surfacique ainsi que les impulsions de courants et d'émission lumineuse associées sont également réduits lorsque la pression appliquée augmente, indiquant ainsi que les décharges surfaciques sont de nature gazeuse.

Abstract

This paper deals with the propagation of discharges on liquid/solid interface under dc voltages using a point-plane electrode arrangement. It is shown that the final discharge length increases with the voltage and decreases when a hydrostatic pressure is applied on the insulating structure. The number of the surface discharge branches, the associated current pulses and emitted light are also reduced when the pressure is increased indicating the gaseous nature of the surface discharges.

Introduction

Les structures isolantes solide-liquide sont largement utilisées dans l'appareillage haute et moyenne tensions des lignes de transport et de distribution de l'énergie électrique. Ces structures isolantes mixtes permettent d'améliorer la tenue diélectrique des systèmes dans lesquels elles sont intégrés et plus particulièrement dans le cas des géométries d'électrodes divergentes [1-6] où l'isolant solide a pour rôle de rallonger la ligne de

fuite; il constitue ainsi un obstacle au développement des décharges [3, 5].

Par conséquent, la connaissance des paramètres caractéristiques des décharges surfaciques dans les structures isolantes composées est d'un grand intérêt tant au niveau fondamental qu'au niveau industriel. Elle permettrait de progresser dans la compréhension des mécanismes responsables de la génération et de la propagation des décharges surfaciques ainsi qu'un meilleur dimensionnement et une optimisation de l'appareillage haute et moyenne tensions (condensateurs et transformateurs de puissance,...).

Le présent travail porte sur l'étude du développement des décharges sur une interface plaque isolante de Bakélite/huile de transformateur, avec un système d'électrodes pointe - plan, sous tension continue. Nous considérons plus particulièrement l'influence de la forme et de la polarité de la tension ainsi que l'effet de la pression hydrostatique sur la structure et la longueur des décharges, et les signaux de courants correspondants.

Technique expérimentale

Le dispositif expérimental comporte une source de tension, une cellule d'essai contenant un système d'électrode pointe - plan, dans lequel est insérée la structure isolante liquide - solide étudiée, ainsi que des systèmes de mesure, de visualisation et d'enregistrement des différents signaux. La tension appliquée au système est délivrée par un générateur de tension continue (200kV-2 mA). La cellule d'essai est constituée d'une cuve cylindrique en Téflon de 90 mm de hauteur et de 110 mm de diamètre interne, et de deux couvercles dont l'un en Plexiglas sert à la fixation de l'électrode pointe et l'autre en cuivre constitue l'électrode masse. L'électrode pointe

est en Tungstène; son rayon de courbure est de 1 μ m. L'isolant solide est un disque de papier bakérisé de 100 mm de diamètre et de 8 mm d'épaisseur. Il est au contact avec l'électrode pointe et l'électrode plane. Les disques isolants sont remplacés par des nouveaux disques à chaque claquage et chaque fois que des traces de décharge sont observées. Le liquide isolant est de l'huile minérale de transformateur de type naphthénique, dégazée et filtrée après chaque série de décharges. Une pompe à piston permet d'appliquer une pression hydrostatique au système. Le courant associé aux décharges est mesuré à travers une résistance non inductive de 50 ohm reliée à un oscilloscope numérique (Tektronix DSA 601A). Une caméra CCD, un moniteur et un système d'enregistrement permettent de visualiser les décharges ainsi que leur progression.

Résultats et discussion

1. Influence de polarité de la tension

La figure ci-dessous (Fig1) présente des exemples typiques de décharges se propageant sur des interfaces de papier bakérisé et d'huile minérale de transformateur obtenues sous tension continue négative et positive. Les décharges ont une forme arborescente composée de canaux principaux et de ramifications secondaires.

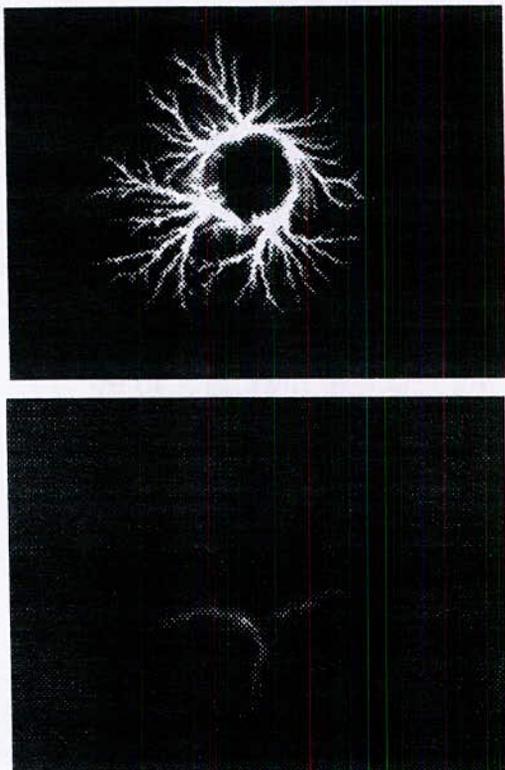


Fig.1 : Forme typique de décharges surfaciques respectivement négative et positive.

La forme des décharges dépend de la polarité de la tension; leurs longueurs finales augmentent avec la tension. Lorsque la pointe est négative, les streamers sont ramifiés et lumineux, ils le sont moins lorsque celle-ci est positive. Ceci est également confirmé par la forme des courants. L'amplitude des courants associés aux décharges négatives est beaucoup plus importante que celle des courants accompagnant les décharges positives (Fig.2).

Cependant, les charges électriques sont du même ordre, toute chose égale par ailleurs, ce qui explique le fait que la longueur finale des décharges est pratiquement la même pour les deux polarités; les énergies injectées dans le système étant du même ordre.

En général, les courants des décharges négatives sont constitués de pics plus ou moins discrets alors que ceux des décharges positives en comportent moins. Aussi, plus la tension est élevée et plus la probabilité d'apparition des courants comportant une composante continue est importante, et plus rapide sera la décharge et moins important sera le nombre de pics de courant.

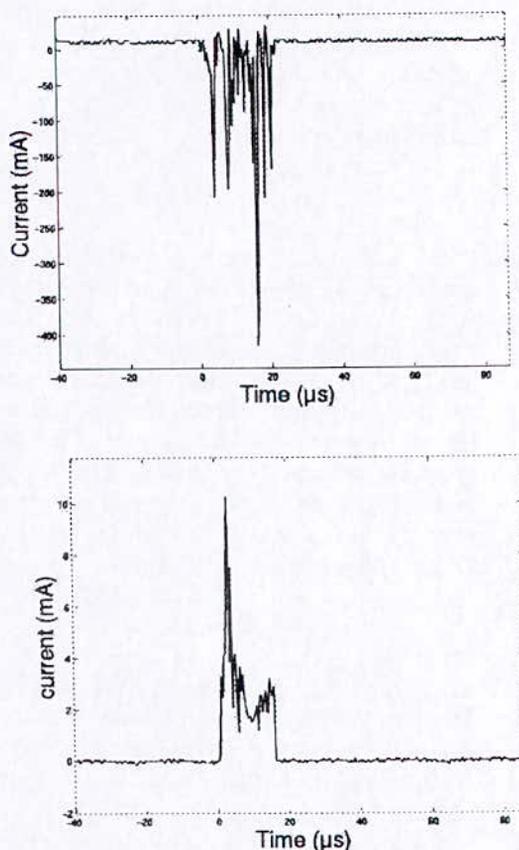


Fig.2 : Impulsions typiques de courant négatif et positif associés aux décharges.

D'autre part, différents modes de propagation peuvent prendre naissance. Ceci est également observé sur la forme des courants. En effet, on peut observer des courants soit avec une composante continue ou constitués de pics discrets ou encore avec des formes mixtes; des impulsions de courant très brèves et d'amplitude très élevée peuvent également être générées.

2. Influence de la pression

La forme des décharges est très affectée par l'application d'une pression hydrostatatique. En effet, le nombre de branches de la décharge ainsi que leurs longueurs diminuent au fur et à mesure que la pression augmente (Fig.3). Ce qui prouve que les décharges sont de nature gazeuse.

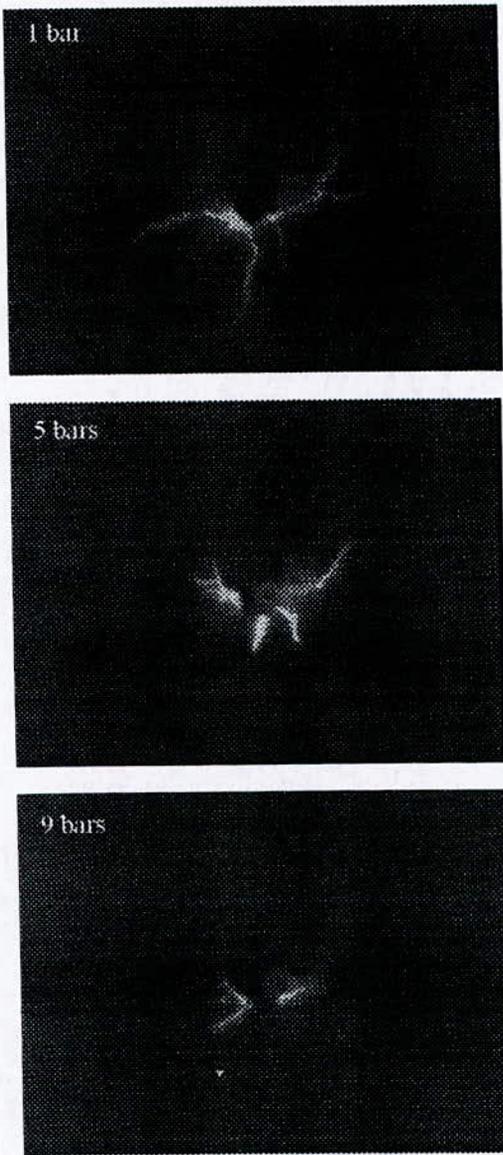


Fig3 : Influence de la pression sur la forme des décharges. La tension est 70kV DC positif.

La longueur finale de la décharge augmente linéairement avec la tension. Par contre elle diminue lorsque la pression augmente (Fig.4). Le courant et la charge associés augmentent avec la tension (Fig.5) et diminuent lorsque la pression augmente(Fig.6). La durée des courants ainsi que le nombre de pics diminuent également.

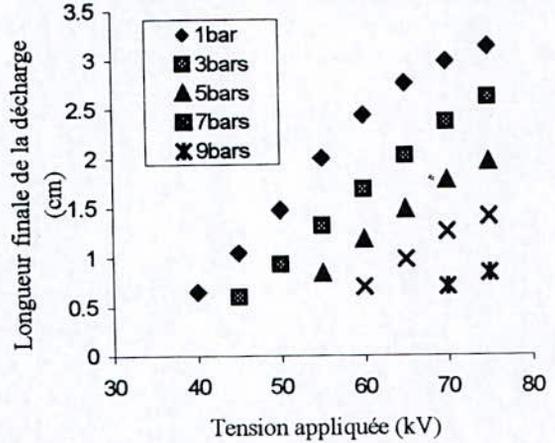


Fig.4 : Variation de la longueur finale de la décharge en fonction de la tension appliquée pour différentes pressions sous tension continue positive.

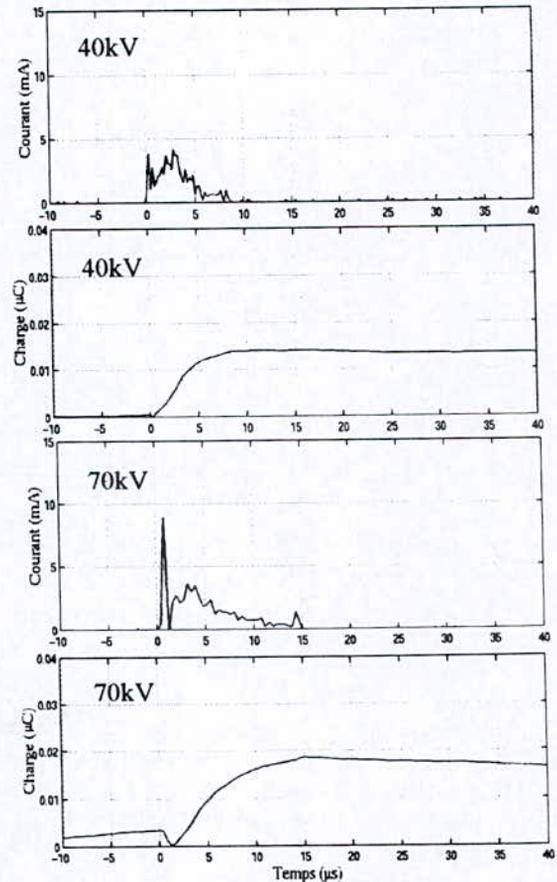


Fig.5 : Courant et charge à 40 et 70 kV, à 0 bar.

L'effet de la pression sur le volume et la longueur des décharges ainsi que sur le nombre de branches constituant cette décharge prouve d'une manière incontestable l'implication des phénomènes gazeux dans les mécanismes de propagation. Des phénomènes similaires ont été observés sous tension alternative 50 Hz [7]. Par conséquent, dans une structure isolante solide/liquide, la propagation de la décharge s'effectue principalement dans le liquide.

ses branches, le courant ainsi que la charge associée diminuent lorsque la pression augmente. Ceci indique que les décharges électriques sont de nature gazeuse.

Référence

- [1] S.A. Studniarz, "The effect of barriers in the low field regions of non-uniform fields on oil breakdown", IEEE Trans. Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-100, N°4, pp.1568-1573, 1981.
- [2] Y. Yamano, Y. Takahashi and S. Kobayashi, "Improving insulator reliability with insulating barriers", IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.25, No.6, December 1990, pp.1174-1179.
- [3] O.S. Gefle and S.M. Lebedev, "Barrier effect in solid dielectrics", 9th ISH, Graz, Austria, paper 1070, 1995.
- [4] F. Derler, J. Kirch, Ch. Krause and E. Schneider, "Development of a design method for insulating structures exposed to electric stress in long oil gaps and along oil/transformerboard interfaces", 7-th International Symposium on High Voltage Engineering, Dresden, Germany, paper 21.16, pp. 73-76, 1991.
- [5] A. Beroual and I. Zouaghi, "Barrier effect on the dielectric strength of long oil gaps under lightning impulse voltages", Archives of Electrical Engineering, 1999, N° 3, pp. 305-321.
- [6] J. C. Devins and S. J. Rzaad, "Streamer propagation in liquids and over liquid-solid interfaces", CEIDP, 1982, pp. 383-394.
- [7] N. K. Bedoui, A. Beroual and F. Chapuis, "Creeping Discharge on Solid/Liquid Insulating Interface under AC and DC Voltages", CEIDP'2000, Vancouver, Canada, pp. 784-787.

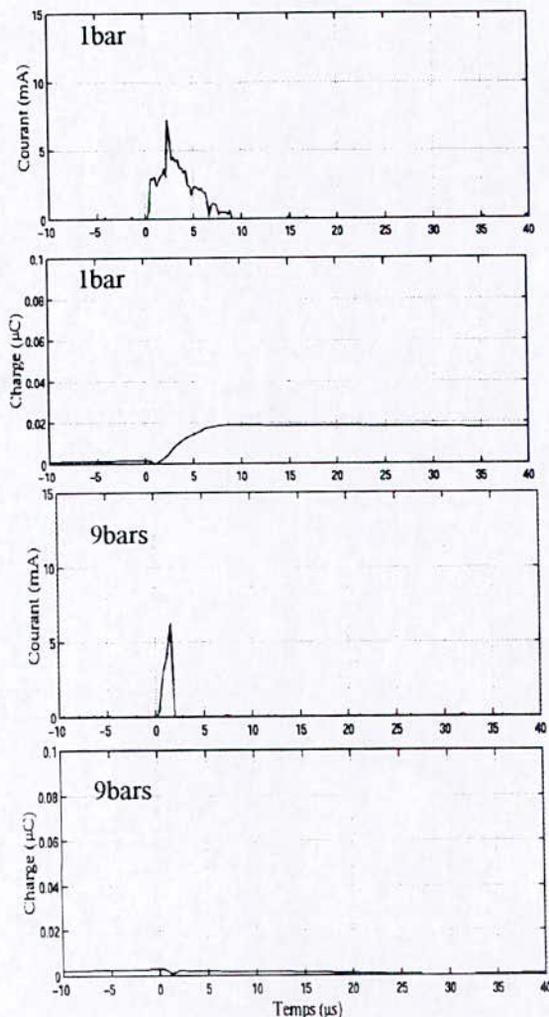


Fig6 : Courant et charge à 1 et 9bars. La tension est $U=50kV$.

Conclusion

Il apparaît de cette étude que les différentes formes de décharges et de courants qui leur sont associés indiquent l'existence de différents modes de propagation. La longueur finale de la décharge croît quasi-linéairement avec la tension appliquée quelle que soit sa polarité (DC ou AC). La longueur finale de la décharge, le nombre de

APPLICATION OF NEURAL NETWORKS IN THE DIAGNOSIS OF TRANSFORMER OIL USED BY SONELGAZ

L.Mokhnache (*), A.Boubakeur (**),N.Nait Said (*)

(*) University of Batna- Faculty of Engineering- Dept. of Electrical Engineering, Batna, Algeria

(**) Ecole Nationale Polytechnique- High Voltage Laboratory, BP 182 EL-Harrach, Algiers, Algeria

Key words: neural networks, back propagation, transformer oil diagnosis.

1. Introduction

Several experts have expressed their concern that diagnostic of transformer oil software is too simplistic, inflexible, and prone to being used uncritically. Sharing that concern, many analysts are striving to avoid the pitfalls and create software which serves as a genuinely useful "power assist" for knowledgeable users. Done thoroughly the oil diagnosis is also a lot of work. The main role of the analyst is to ease the work and record keeping burdens. It can make many of the routine policy-level and technical judgements while providing the human expert with the means to investigate farther [1].

In the Quality, Control and Measurements laboratories of SONELGAZ, the used diagnosis of the transformer oil is physico-chemical. The realised tests are: colour, oil cinematic viscosity, total acidity, dielectric strength, dielectric losses, and water content. The used oil is for the medium and high voltage (MV and HV respectively), it is named BORAK22 and the used standards are those recommended by IEC (International Electro technical Commission).

The demand of a good functioning quality of the electric networks had imposed to analysts to accelerate the transformer oil sampling periods to analyse the oil dielectric and

cooling state. It is a hard task especially that the diagnosis takes a long time to analyse and to give its judgement while oil sampling sets of the next period are planned to be analysed. The step of judgement is a lot of work for non-experienced engineers.

From the above, we have started to develop a neural network simulation system to be applied to the electrical insulation and cooling diagnosis using physico-chemical tests data-base of the sampled oil from different kinds of used transformers (MV and HV) in the Algerian electric network.

The developed neural network uses the Back-Propagation (BP) algorithm trained by the Levenberg-Marquard technique. We have used a three hidden layers network (one hidden layer).

The aim of the output layer is to classify the transformer oil dielectric and cooling state and so decide what to do: change the oil, regenerate it, filter it, keep it.

This neural network has used for the learning phase a set of data from the physico-chemical laboratory tests and correspondent set of analyst's decisions of the laboratory.

This shows promise for the near future; it enables inexperienced engineers to diagnose easily.

2. Degradation of the oil characteristics

Oil-filled power apparatus may degrade in its insulation capability with time during service. Such a degradation may be caused by, for example, absorption of water from the air, impurities in the oil. Most of the degradation is caused by air in contact with the heated oil in the apparatus, namely, by oxidation of the oil. Such oxidation is accelerated by various other co-existing materials such as copper, steel and varnish. Besides, insoluble materials formed by chemical reactions may deposit on the ferrous core, coil, wall and bottom of the tank in the form of sludge. This sludge, if formed, will lower the oil breakdown voltage. Even if it is deposited, it will reduce transformer cooling and may contribute to the heating of oil, resulting in further degradation on the oil. If bubbles exist in the oil, electrical discharge may occur. This can occur especially at a highly stressed area, such as the area around the coil. Such a discharge may cause oil degradation [2].

If a solid insulation part is exposed to arc during switching, it may suffer from thermal decomposition, melting of the material or formation of carbonised tracks on the material surface. To know the oil life duration or other information about its future dielectric state, the test took a long duration and the diagnostic of the oil requires a thorough compilation work [2]. The use of intelligent methods allows us essentially to gain time which will reduce the test cost.

3. Diagnostic method used by SONELGAZ

Six physico-chemical tests are effectuated in SONELGAZ's laboratories to analyse the oil as :

1/ Colour of the oil: it is expressed by an indice, ex: (1) for a pure white colour, (3) for a pale yellow.

2/ Viscosity: it gives the cool state of the oil. If its value is high, we foresee a retreatment of the oil by drying it

3/ Acidity: it is an important parameter in diagnostic, it increases with the thermal ageing duration and affects all the other parameters.

4/ Water content : we must check its origin.

5/ Dielectric strength: it is the most important parameter, it depends on the transformer voltage.

6/ Dielectric losses ($\text{tg}\delta$): if the acidity has a big value, it induces a big value of $\text{tg}\delta$, but the opposite is not verified.

We can give a set of norms recommended by CEI for the six tests cited above, in the following table and for a category of transformers having the voltage between 72-170 kV.

	Norm
Colour	≤ 2
$\text{tg}\delta$	$< 0,9$
Acidity [mgKOH/g]	$< 0,1$
Viscosity [CST]	$\geq 12,5$
Dielectric strength [Kv]	≥ 50
Water content [ppm]	< 40

Tab.1

The sampling cycles depend on the transformer category ; they are more frequent for HV transformers. To make this diagnostic procedure automatic easier and faster, we have started to develop a neural network NN simulation system to be applied to electrical insulation diagnosis. The diagnosis uses physico-chemical tests of the insulating oil sampled from the apparatus in question and its electrical properties. We have constructed a NN in the aim to collect the experience and memorise it in an intelligent system which is a neural network in this work to help new analysts in the decision phase of diagnosis.

4. Network architecture

The used NN can be represented as shown in Figure 1.

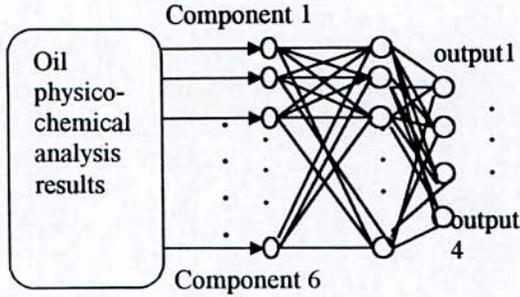


Fig.1 General scheme of the used multi-layer NN

Each attached connection line has an assigned weight w_j and total input in a processing element, it is given by:

$$I_j = \sum_i w_j x_i \quad (1)$$

x_i : the i^{th} input.

The output value is given by $f(I_j)$. The present NN uses the sigmoid function in the first layer (input-hidden layer) and the pureline function in the second layer (hidden layer output –network output). The assigned weights on the connecting lines are calculated by means of the Backpropagation (BP) algorithm. The input layer has 6 neurons, the hidden layer has 6 units and the output has 4 units.

The network output produces real numbers between 0 and 1 indicating the probability of the different decisions which may be taken after analysing the physico-chemical tests: change the oil, regenerate it, filter it, or to keep it without any treatment. In order to make the weights initialisation, we have used the Levenberg-Marquard BP initialisation technique. It is used to give a much faster learning time with the smaller error.

A. Levenberg-Marquard algorithm

In this method we consider the quadratic error shape of the network output; which we must optimise. F_i^L are vectors of derivatives in regard to weights w_i^L . They are given by:

$$F_i^L = \sum_{p=1}^k \sum_{i=1}^{n_L} (d_i^p - y_i^L) \left[\frac{\partial y_i^p}{\partial w_i^L} \right] \quad (2)$$

d and y are the target and the output net respectively.

k represents the number of training examples. n_L represents the number of neurones in the last layer; l is the layer number.

w_i are the connections weights.

F is defined as the jacobian of error in regard to w_i [3].

To find the error optimum, we obtain the following equation from the minimisation of the energy function which uses the second order gradient method as:

$$H \Delta W = F \quad (3)$$

H is the hessian matrix.

Δw is the adaptation term of w .

The Levenberg-Marquard method replaces the calculation of H by a numerical approximation:

$$H = FF^T + \lambda \Omega \quad (4)$$

λ is a positive coefficient less than 1.

F^T is the transposite of F .

Ω is a diagonal matrix having its diagonal elements equal to diagonal elements of FF^T . We can use also an identity matrix.

This training method is fast to converge. It is sensible to noise if the learning phase is done by individual examples, that's why we have used the Batch learning technique in presenting inputs.

5. Learning phase

Each test parameter is important in making decisions in the oil diagnosis, but the most important parameter is the dielectric strength. If it is under norm, we have to know the cause of this dielectric state deterioration which leads to decide what to do with the oil. We give here a table showing some analysis results, and decisions taken by analysts in SONELGAZ laboratory.

The NN input vectors are given as:

$$P [P_1, P_2, \dots, P_6]$$

The NN output vectors are given as:

$$T [T_1, \dots, T_4]$$

The vectors are respectively as :

$P = [\text{colour, cinemantic viscosity, total acidity, breakdown voltage, dielectric losses factor, water content}]$

$T = [\text{change, regenerate, filter, keep}]$

We present an example of 5 oil samples giving the NN inputs and outputs and the real decision made by the analyst in the laboratory.

	N° of the oil sample				
	1	2	3	4	5
P_1	1	2	2	4	4
$P_2(\text{CST})$	12,45	10	12,3	12	12
P_3 (mgKOH/g)	0,046	0,106	0,062	0,08	0,3
$P_4(\text{kV})$	56	50	52	48	30
P_5	0,15	0,025	0,020	0,022	0,6
$P_6(\text{ppm})$	31	35	32	37	42
T_1	0	0	0	0	1
T_2	0	0	0	1	0
T_3	0	1	0	0	0
T_4	1	0	1	0	0
Lab. Decision	keep	filter	keep	regenerate	change

Tab. 2

We note that we can attribute:

“0” to an output having a value 0-0,15 and
“1” to an output having a value 0,85-1

After training the network converges completely with 0% error in the learning phase.

The NN can be executed for different categories of transformers, for each transformer category, the norms change.

Table (2) shows an example of the NN output after a normal recognition process in the learning phase. This result can be interpreted as follows: the first sample power transformer oil being analysed has a probability equal to 0 to be changed and 0 to be regenerated, 0 to be filtered and 1 to be kept.

6. Generalization phase

In order to test the NN system efficiency, 5 real samples were applied, obtained for actual apparatus, with a known decision taken by the laboratory. Table 3 shows the simulation

diagnostic results. The system made a correct diagnosis in all the five cases.

We note P_G, Y_G the input and the output vectors respectively for the generalisation phase

	N° of the oil sample				
	1	2	3	4	5
P_{G1}	4	4	3	2	3
$P_{G2}(\text{CST})$	11	12	10	12,5	11
P_{G3} (mgKOH/g)	0,4	0,04	0,08	0,02	0,1
$P_{G4}(\text{kV})$	30	60	35	56	47
P_{G5}	0,5	0,04	0,02	0,02	0,1
$P_{G6}(\text{ppm})$	40	33	35	32	37
Y_{G1}	0,999	-0,0004	-0,002	0,0001	-0,0008
Y_{G2}	-0,0001	0,0001	0,003	-0,0001	0,9333
Y_{G3}	0,0007	0,0006	0,9777	0,0002	0,0001
Y_{G4}	-0,0005	0,9555	0,0005	0,9999	-0,0003

Tab 3

We have fixed a goal error to 10^{-10} .

7. Conclusion

We have developed a NN system as a tool for the diagnosis of oil-insulated power transformers by using an array of results from the oil physico-chemical analysis. These analysis are done at the laboratories of SONELGAZ. The application of NN is found to be very effective to the diagnosis of insulation capability of oil-insulated power transformer. The developed NN enables the inexperienced engineers to do the diagnosis it keep the experiences of expert analysts in an intelligent system to be used efficiently by others.

References

- [1] J.J. Dukarm, ‘Transformer oil analyst™ DGA rules and standards’, Delta-X Research document, Victoria (BC), Canada, 1996.
- [2] O.Vanegas, Y.Mizuno, K.Naito, "Diagnostic of oil-insulated power apparatus by using neural networks simulation", IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation, Vol.4, N° 3, June 1997.
- [3] Y.M.Yeddou, “Etude de synthèse sur les réseaux de neurones et leurs applications”, Thèse de Magister (Master thesis) , ENP, Algiers, June 1998.

COMPORTEMENT DIÉLECTRIQUE ET MÉCANIQUE DU POLYÉTHYLÈNE RÉTICULÉ CHIMIQUEMENT SOUMIS A UN VIEILLISSEMENT THERMIQUE CONTINU

Y. MECHERI⁽¹⁾, A. BOUBAKEUR⁽²⁾, M. BOUMERZOUG⁽³⁾

- (1) Laboratoire de Haute Tension- Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université de Mouloud Mammeri, Tizi-ouzou.
(2) Laboratoire de Haute Tension -École Nationale Polytechnique, B.P 182, El Harrach, Alger.
(3) Laboratoire de Contrôle Qualité - Câblerie ENICAB, Zone Industrielle, Biskra.

Résumé - Dans cet article, nous présentons le comportement diélectrique et mécanique du Polyéthylène Réticulé Chimiquement (PRC) utilisé dans l'isolation des câbles électriques de moyenne tension, vieilli thermiquement. Des essais accélérés de vieillissement thermique continu ont été effectués sur des échantillons de câbles 18/30kV isolés au PRC à quatre températures de vieillissement variant de 80°C à 140°C pendant 2000 heures. Des résultats montrant l'évolution de la tension seuil d'apparition de décharges partielles dans le câble en fonction du temps de vieillissement sont présentés. Les propriétés mécaniques du PRC sont également étudiées.

Mots clés : Vieillissement thermique, PRC, Décharges partielles, Propriétés mécaniques.

1. INTRODUCTION

Le Polyéthylène Réticulé Chimiquement (PRC) à cause ses excellentes qualités diélectriques et mécaniques et par suite de son bon comportement aux contraintes thermiques, est devenu un produit de remplacement du Polyéthylène (PE) dans la fabrication des câbles de transport d'énergie électrique. Cependant et malgré toutes les précautions prises lors de leur mise en œuvre, les câbles isolés au PRC connaissent, à travers le monde, certaines difficultés en termes de durée de vie [1]. Les principales causes de leur vieillissement prématuré sont souvent associées au processus de fabrication. L'existence, dans

l'isolation de vacuoles sièges de décharges partielles, d'impuretés et de l'humidité pourrait contribuer à la dérive des propriétés diélectriques et mécaniques du matériau en fonction du temps de vieillissement. Les décharges partielles peuvent contribuer à l'augmentation des pertes diélectriques dans une isolation vieillie thermiquement. De nombreux travaux [2] ont montré, dans une étude qualitative, que le PRC devient très sensible à la dégradation sous décharges partielles, pour des températures supérieures à celle du fonctionnement en service normal. La contrainte thermique constitue une des plus sévères contraintes de service pouvant conduire à la réduction de la durée de vie des matériaux isolants solides. L'influence de la contrainte thermique sur la tenue à long terme du PRC a fait l'objet de nombreuses investigations [2,3]. Le vieillissement thermique peut conduire à la modification de la composition chimique [4], de la morphologie [5] et des propriétés diélectriques du matériau. Pour mieux comprendre et cerner les mécanismes de dégradation accompagnant le vieillissement thermique du PRC, des essais d'endurance thermique suivis des essais de diagnostic (mesures diélectriques et analyses physico-chimiques) sont utilisés. Les essais d'endurance sont destinés à déterminer les changements irréversibles d'importantes propriétés des matériaux isolants en fonction de la contrainte thermique et du temps de vieillissement. Ils doivent simuler de façon aussi précise que possible la fonction du matériau en service réel. Le présent article examine l'influence du vieillissement thermique continu sur la tension

seuil d'apparition de décharges partielles et les propriétés mécaniques du PRC utilisé dans l'isolation des câbles de moyenne tension fabriqués par la câblerie ENICAB Biskra.

2. TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES

Nous avons soumis à un vieillissement thermique continu accéléré, pendant 2000 heures, quatre échantillons de câbles 18/30kV isolés au PRC (figure.1), à quatre températures de vieillissement différentes : 80°C, 100°C, 120°C et 140°C, choisies conformément aux recommandations de la CEI 216.1[6]. Les câbles ont été fournis par la câblerie ENICAB Biskra. La technique de vieillissement utilisée est celle du chauffage par induction au moyen d'un transformateur de type ET 250FL, 250kVA. Ce dernier alimente deux spires (câbles) en court-circuit, l'une formée par l'échantillon de mesure et l'autre par un échantillon témoin. Les deux échantillons sont identiques et sont portés à la même température. L'échantillon témoin sert à prélever la température de vieillissement au moyen d'un thermocouple relié à un régulateur de température. Le chauffage est interrompu toutes les 200 heures pour effectuer la mesure de la tension seuil d'apparition de décharges partielles U_i . Les essais mécaniques ont été faits avant et après vieillissement. Les essais de décharges partielles ont été faits en augmentant progressivement la tension alternative 50Hz jusqu'à l'apparition des décharges partielles ayant une charge apparente de

1pC (figure.2), conformément aux recommandations de la CEI 270 [7]. Les essais mécaniques ont été effectués sur des éprouvettes sous forme d'haltère de dimensions normalisées [8], prélevées à des endroits différents et à une même profondeur du chaque câble. L'appareil utilisé pour les essais mécaniques correspond à un dynamomètre muni de deux mâchoires exerçant un effort de traction croissant. On mesure simultanément l'allongement à la rupture et la résistance à la traction sur la même éprouvette.

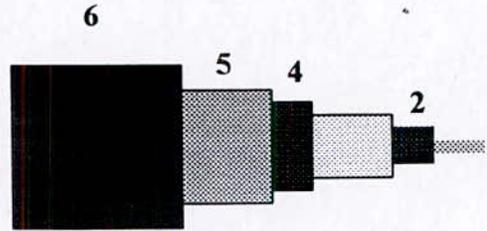
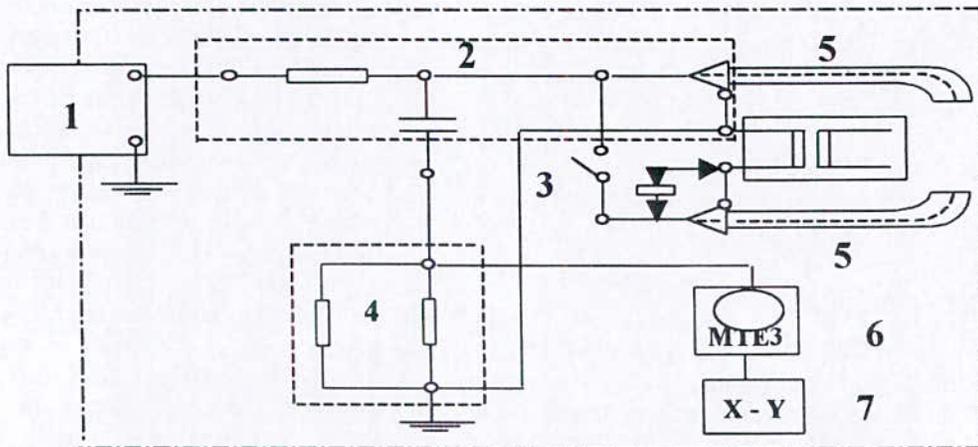


Figure 1. Schéma du câble 18/30kV isolé au PRC.

- 1-Ame conductrice en Aluminium.
- 2-Ecran semi-conducteur interne extrudé sur âme.
- 3-Enveloppe isolante en PRC.
- 4-Ecran semi-conducteur externe extrudé sur isolant.
- 5-Ecran métallique en cuivre.
- 6-Gaine de protection en PVC.



- | | |
|-----------------------------------|---------------------------------------|
| 1 Transformateur de haute tension | 5 Boîtes d'extrémités |
| 2 Condensateur de couplage | 6 Détecteur d'impulsions de décharges |
| 3 Interrupteur de court-circuit | 7 Oscilloscope à deux voies |

Figure 2. Schéma de principe pour la mesure des décharges partielles.

3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

3.1 Influence du vieillissement thermique sur la tension seuil d'apparition de décharges partielles

En fonction du temps et de la température de vieillissement, nous avons obtenu une diminution de la tension seuil d'apparition de décharges partielles (figure 3). Ce résultat est similaire à celui obtenu par Shuppe et al. [9] sur des plaques de PR découpées dans des câbles vieillis en service pendant environ 10 ans. Cette diminution est attribuée à la variation des concentrations dans le temps, des produits de décomposition du peroxyde et de l'antioxydant sous l'effet combiné de la tension et de la température.

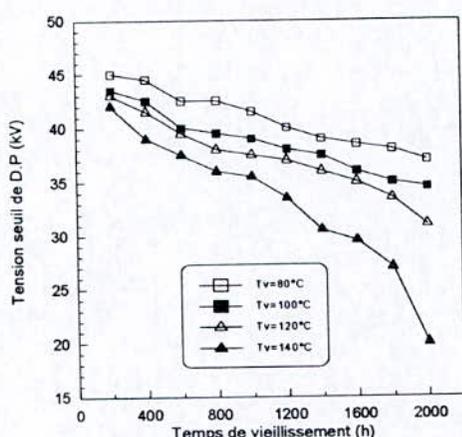


Figure 3. Tension seuil de décharges partielles en fonction du temps de vieillissement.

La diminution de la tension seuil d'apparition de décharges partielles marque une dégradation de l'isolant qui au cours du temps, provoque le changement des propriétés aussi bien mécaniques, électriques que physico-chimiques du matériau. La dégradation des propriétés diélectriques sous l'effet de décharges partielles peut trouver son

origine en des réactions chimiques telles que l'oxydation des parois des vacuoles incluses dans le matériau [10,11].

3.2 Influence du vieillissement thermique sur les propriétés mécaniques du PRC

Pour vérifier les propriétés mécaniques du PRC (Allongement à la rupture et Résistance à la traction), nous avons effectué des essais de traction sur des éprouvettes prélevées sur des échantillons de câble et cela avant et après 2000 heures de vieillissement thermique. Les résultats de mesures avant et après vieillissement de l'allongement à la rupture et de la résistance à la traction sont donnés au tableau 1. L'allongement à la rupture et la résistance à la traction du PRC diminuent en fonction de l'augmentation de la température de vieillissement. Cette diminution des propriétés mécaniques est d'autant plus accentuée que la température de vieillissement est plus élevée. La réduction des propriétés mécaniques est directement liée à la dégradation thermo-oxydante du matériau qui s'accompagne de coupures de chaînes et dont la vitesse augmente avec l'élévation de la température [3]. Les coupures de chaînes provoquent une diminution de la masse moléculaire moyenne et du taux de réticulation, engendrant ainsi une fragilisation du matériau. Dans le cas réel de vieillissement, le PRC subit simultanément des coupures de chaînes et une réticulation. Ses propriétés mécaniques évoluent alors en fonction de la part prise par chacun de ces processus. Mais souvent la présence d'oxygène (oxydation) entraîne une prédominance des coupures du squelette par rapport aux réticulations [12]. Toutefois les variations des propriétés mécaniques sont inférieures aux valeurs prescrites par la CEI 502 [13] et répondent ainsi aux recommandations de la même norme.

	Allongement à la rupture (L %)	Résistance à la traction (R N/ mm ²)	$-\frac{\Delta L}{L}$ (%)	$-\frac{\Delta R}{R}$ (%)
Avant vieillissement	475	17,5		
Après Vieillissement à 80°C	440	15,65	7,36	10,57
Après vieillissement à 100°C	425,5	14,9	10,42	14,85
Après vieillissement à 120°C	413	14,3	13,05	18,28
Après vieillissement à 140°C	388,5	13,5	18,21	22,5

Tableau 1. Propriétés mécaniques du PRC en fonction de la température de vieillissement.

4. CONCLUSION

Les résultats obtenus montrent que le vieillissement thermique influe considérablement sur les propriétés diélectriques et mécaniques du PRC. Il a été aussi montré que la dégradation est d'autant plus accentuée que la température de vieillissement est élevée. En effet, nous avons obtenu une diminution de la tension seuil d'apparition de décharges partielles en fonction du temps et de la température de vieillissement. Cette diminution marque une dégradation du matériau, qui risque au cours du temps de provoquer le changement des propriétés aussi bien mécaniques, électriques que physico-chimiques de l'isolant. Les propriétés mécaniques du PRC diminuent en fonction de la durée et de la température de vieillissement. Toutefois les variations des propriétés mécaniques sont inférieures aux valeurs limites fixées, conformément à la norme CEI 502. D'après nos résultats, le PRC étudié présente un bon vieillissement thermique à la température de 80°C et ses propriétés sont pratiquement conservées, tandis que pour la température de 140°C, la dégradation de l'isolant a été atteinte en un temps relativement court.

5. BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.D. Mintz, Failure analysis of polymeric insulated cables, IEEE. Trans.on Pow APP and syst, PAS.103, December 1984, pp. 3448-3453.
- [2] H. St-Onge, R. Bartnikas, M. Braunovic, C.H. de Toureil, M. Duval, Research to determine the acceptable emergency operating temperatures for extruded dielectric cables, EPRI, EL-938 Project 933-1, 1978.
- [3] V. Langlois, L. Audouin, J. Verdu, M. Meyer, Vieillessement thermique du Polyéthylène Réticulé, Journées d'études des polymères, JEPO 18, Groupe Français d'études et d'applications des polymères, 1990.
- [4] L. Reich, S.A. Stivala, Elements of polymer degradation, Mc Graw-Hill, New York, 1971.
- [5] L.C.E. Struik, Physical ageing in amorphous polymer and other materials, Elsevier Press, Amsterdam, 1978.
- [6] CEI 216.1, Méthodes générales pour la détermination des propriétés d'endurance thermique, des indices de températures et des profils d'endurance thermique, Édition CEI, 1983.
- [7] CEI 270, Mesure des décharges partielles, Édition CEI (1981).
- [8] CEI 540, Méthodes d'essai pour les enveloppes isolantes et les gaines électriques rigides et souples (Mélange élastomères et thermoplastiques), Édition CEI, 1983.
- [9] W. D. Schuppe, M. Saure, H. Andress, K. Möller, D. Meurer, K. Krause, Méthodes analytiques et physiques pour les modifications d'état dans des plaques ou des isolants de câbles en Polyoléfines, CIGRE Rapport 15-03, 1988, pp.1-10.
- [10] I. Sakai, Y. Torayama, Temperature rise of insulator exposed to partial discharges between rod to plane electrodes, Elect. Eng. In Japan.90, June 1970.
- [11] Y. Tsuki, Y. Koho, Deterioration of insulation materials due to partial discharges in nitrogen gas, Elec. Eng. In Japan.92, April 1972.
- [12] J. Verdu, Vieillessement des plastiques, Afnor Technique Edition Eyrolles, Paris 1984.
- [13] CEI 502, Câbles de transport d'énergie isolés par diélectriques massifs pour des tensions assignées de 1kV à 30kV, Édition CEI, 1983.



LE COMPORTEMENT ELECTRIQUE DU POLYETHYLENE RETICULE CHIMIQUEMENT PRC SOUS LA CONTRAINTE THERMIQUE

L. Boukezzi

Ecole Nationale Polytechnique
10 avenue Hassen Badi,
El-Harrach, Alger
Algérie

e-mail [L. Boukezzi@yahoo.fr](mailto:L.Boukezzi@yahoo.fr)

A. Boubakeur

Ecole Nationale Polytechnique
10 avenue Hassen Badi,
El-Harrach, Alger,
Algérie

e-mail aboubakeur@yahoo.com

M. Lallouani

ENICAB
Z. industrielle, Biskra
Algérie

Résumé

Dans cette communication, nous présentons quelques caractéristiques électriques du polyéthylène réticulé chimiquement PRC utilisé dans l'isolation des câbles moyenne tension fabriqués par l'Entreprise des Industries des Câbles de Biskra (ENICAB), vieillis thermiquement. Un vieillissement étuvé pendant 5000 heures a été effectué sur des éprouvettes du PRC 4201 UNION CARBIDE (fabriqué en USA) pour quatre températures situées entre 80°C et 140°C. Différents essais ont été effectués toutes les 500 heures de vieillissement en mesurant le facteur de pertes diélectriques, la permittivité relative et la résistivité transversale. Au cours de vieillissement nous avons obtenu une dégradation des caractéristiques du matériau.

INTRODUCTION

Les matériaux diélectriques synthétiques tel que le polyéthylène sont devenus des produits de remplacement des anciens matériaux d'isolation. Ces matériaux synthétiques présentent d'excellentes performances à long terme sous les conditions de services. Une grande facilité de mise en œuvre des câbles, un volume réduit, une exploitation aisée et d'excellentes propriétés électriques et mécaniques sont les caractéristiques avantageuses de l'isolation synthétique.

Devant la nécessité croissante au fil des années, de voir augmenter le niveau de tension de service, le problème de la tenue en température des câbles s'est trouvé posé. C'est ainsi qu'a été introduite la méthode de réticulation du polyéthylène qui offre au PE un

comportement à long terme amélioré. Ajouté à cet avantage, le PRC présente de bonnes caractéristiques électriques et mécaniques ; pour cela il est devenu un produit de remplacement du polyéthylène. Cependant, depuis les années 1970, les câbles isolés au PRC présentent à travers le monde, certaines imperfections en terme de durée de vie [1].

Les principales causes de leur vieillissement prématuré sont souvent associées au processus de fabrication (présence d'eau, de microcavités et d'impuretés dans l'isolant) ou encore à la morphologie du PE. Ces facteurs de vieillissement peuvent, plus au moins conjointement, contribuer en présence des contraintes thermique et électrique à la dégradation des propriétés du matériau en fonction du temps de vieillissement.

Le but de ce travail est d'étudier l'évolution des propriétés électriques du polyéthylène réticulé chimiquement soumis à un vieillissement thermique étuvé sur des éprouvettes. Le comportement électrique et mécanique du PRC a fait aussi l'objet d'autres travaux de recherche [2-5].

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Plusieurs éprouvettes de Polyéthylène réticulé chimiquement PRC obtenues par moulage ont été exposées à la chaleur dans des étuves à air ventilé réglées à quatre températures rangées entre 80°C et 140°C conformément aux prescriptions des publications CEI 216 et CEI 611 [6,7]. Ses essais ont été effectués sur des

éprouvettes en forme circulaire de 7.5 cm du diamètre et de 2 mm en épaisseur.

Après chaque 500h de vieillissement et pour chaque température, nous avons étudié les variations des propriétés électriques en fonction du temps de vieillissement. Avant et après vieillissement nous avons étudié aussi les variations de ces propriétés en fonction de la température.

La mesure du facteur de pertes diélectriques et de la permittivité relative a été effectué à l'aide d'un pont de Schering sous une tension de 2 kV. La résistivité transversale a été mesuré sous une tension continue de 500 V appliquée à l'éprouvette pour une durée de 10 mn à l'aide d'un Megohmètre.

RESULTATS ET DISCUSSIONS

1- Facteur de pertes diélectriques:

Nous avons étudié la variation du facteur de pertes diélectriques $tg\delta$ en fonction du temps de vieillissement pour quatre températures de vieillissement 80°C, 100°C, 120°C et 140°C (figure 1).

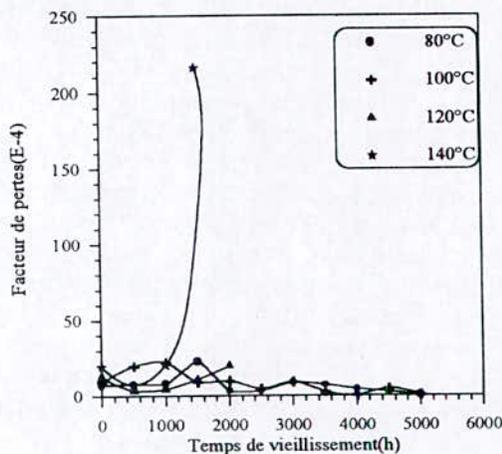


Fig. 1 Variation de $tg\delta$ en fonction du temps de vieillissement

pour les températures de vieillissement 80°C et 100°C, le facteur de pertes diélectriques présente des variations en fonction du temps de vieillissement suivis parfois des pics. Ces pics sont probablement dus à des mouvements (rotations, vibrations, translations,...) des segments plus ou moins longs de chaînes principales ou latérales [8]. Pour les températures de vieillissement 120°C et 140°C, le facteur des pertes diélectriques augmente rapidement et atteint

des valeurs élevées après des temps de vieillissement relativement courts.

En fonction de la température avant et après vieillissement nous avons remarqué que $tg\delta$ diminue puis augmente en fonction de la température. Il présente un minimum aux alentours de la température de service qui est 90°C (figure 2). En s'approchant de la température de fusion cristalline, les pertes commencent à augmenter rapidement. Cette croissance peut être attribuée aux ioniques dues à l'augmentation de la mobilité des charges, au pertes liées aux charges d'espace et au pertes dues à l'oxydation [9].

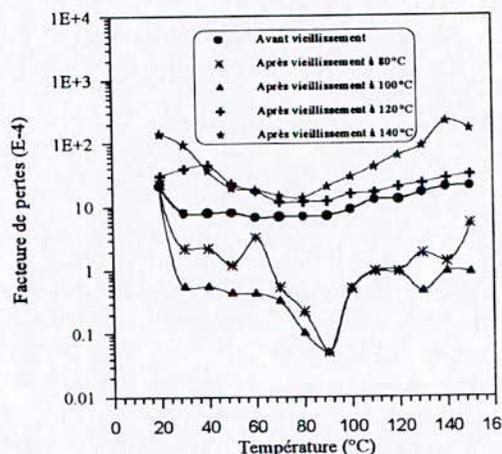


Fig. 2 Variation de $tg\delta$ en fonction de la température

2- Permittivité relative

La permittivité relative ϵ_r a été mesurée en même temps que le facteur de pertes diélectriques et dans les mêmes conditions.

La figure 3 représente les variations de la constante diélectrique en fonction du temps de vieillissement pour différentes températures. Nous remarquons que la permittivité relative reste pratiquement constante pour chaque température de vieillissement, cependant on note de légères augmentations après 2000h de vieillissement à 120°C et après 1500h à 140°C.

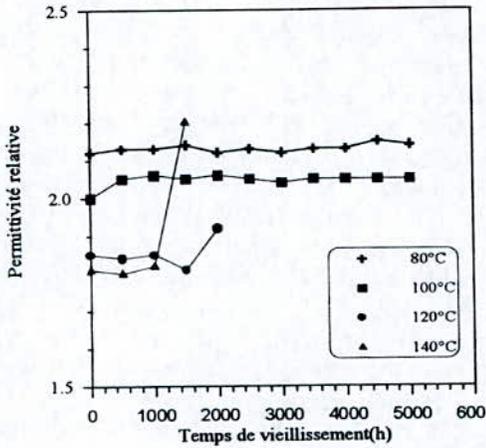


Fig. 3 Variation de la permittivité relative en fonction du temps de vieillissement

En fonction de la température avant et après vieillissement, nous remarquons que la permittivité relative présente une allure décroissante (figure 4). Cette diminution peut être attribuée à la réduction de la densité du matériau à haute température. Un changement assez brusque dans les variations de ϵ_r est observé approximativement à 105°C qui correspond à la température de fusion cristalline du PRC.

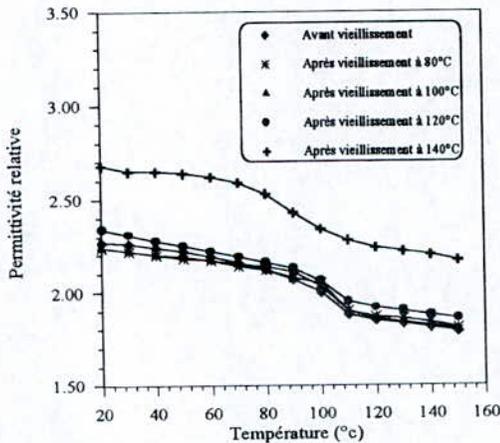


Fig. 4 Variation de la Permittivité en fonction de la température

3- Résistivité transversale:

Nous avons mesuré la résistivité transversale après chaque période de 500h de vieillissement pour différentes températures de vieillissement (figure 5). Nous constatons que la résistivité transversale présente des diminutions en fonction du temps de vieillissement. Ces

diminutions sont d'autant plus importantes que la température de vieillissement augmente.

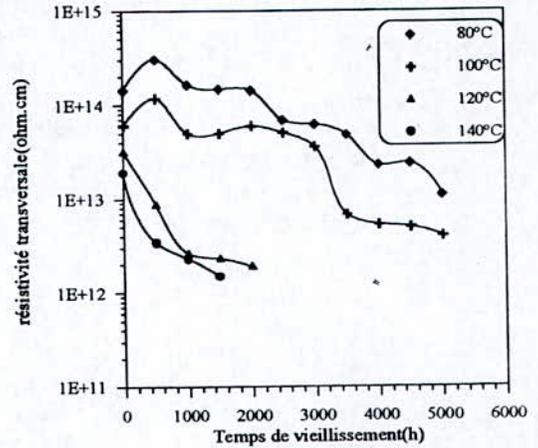


Fig. 5 Variation de la résistivité en fonction du temps de vieillissement

En fonction de la température, la résistivité transversale croît puis décroît rapidement en fonction de la température avant et après vieillissement (figure 6). La décroissance de la résistivité transversale en fonction de la température suit la loi d'ARRHENIUS [10].

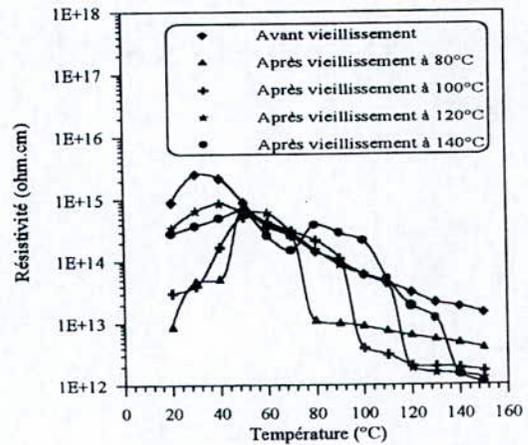


Fig. 6 Variation de la résistivité en fonction de la température

CONCLUSION

En se basant sur l'analyse de nos résultats obtenus, on peut tirer les conclusions suivantes:

Le facteur de pertes diélectriques présente des variations en fonction du temps de vieillissement, suivis parfois des pics qui seraient

dus à des mouvements des segments plus ou moins longs.

La constante diélectrique reste pratiquement constante en fonction du temps de vieillissement, et présente des diminutions en fonction de la température avant et après vieillissement.

La résistivité transversale diminue en fonction du temps de vieillissement. Nous avons constaté que plus la température de vieillissement est élevée plus la diminution est accentuée.

REFERENCES

- [1] S.Pelissou et al., « *Caractérisation de câbles extrudés vieillis en service* », Rapport final, IREQ-4742, Québec, Canada, Décembre 1990.
- [2] A.Boubakeur, A.Medjoub, M.Boumerzoug, « *Influence of thermal ageing on the properties of cross-linked polyethylene used as electrical insulation of medium voltage cables* », 10th International Symposium on High Voltage (ISH), Montreal, Canada, 1997.
- [3] A.Boubakeur, Y.Mecheri, M.Boumerzoug, « *Influence of continuous thermal ageing on the properties of XLPE used in medium voltage cables* », IEE. International Symposium on High-Voltage Engineering, ISH'99, paper 4.236, London, 1999.
- [4] A.Boubakeur, Y.Mecheri, M.Boumerzoug, « *Comportement diélectrique et mécanique du polyéthylène réticulé chimiquement soumis à un vieillissement thermique continu* », Ann. Chim. Sci. Mat., pp. 457-470, Elsevier, Paris, 2000.
- [5] Y.Mecheri, L.Boukezzi, A.Boubakeur, M.Lallouani, « *Dielectric and mechanical behavior of Cross-Linked Polyethylene under thermal ageing* », Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, CEIDP'2000, IEEE, pp. 560-563, 2000.
- [6] C.E.I 216, « *Guide for determination of thermal endurance properties of electrical insulating materials* », Edition 1974.
- [7] C.E.I 611, « *Guide for preparations of test procedures for evaluating the thermal endurance of electrical insulation systems* », Edition 1978.
- [8] C.E.I 502 « *Power cables extruded insulation and their accessories for rated voltages from 1kV ($U_m = 1.2 kV$) up to 30 kV ($U_m = 36kV$)* », Edition 1998.
- [9] R. Bartnikas, « *Performance characteristics of dielectrics in the presence of space charge* », IEEE, Trans. on Diel. and Elec. Ins. Octobre 1997.
- [10] J.C. Dubois, « *Propriétés diélectriques* », technique de l'Ingénieur, Publication A3140, 1984.



ETUDE DES DECHARGES PARTIELLES DANS LE POLYETHYLENE

M. Nedjar¹, A. Bérroual² & M. Bournane¹

¹Laboratoire de Matériaux, d'Electrochimie et de Corrosion (LAMEC)
Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie

²Ecole Centrale de Lyon, France

RESUME

Dans ce travail, nous avons étudié les décharges partielles dans le polyéthylène utilisé dans les câbles de haute tension. L'étude montre que les différents paramètres caractérisant ces décharges varient en fonction du temps de vieillissement. Aux premiers stades du vieillissement, nous assistons à une ionisation rapide du matériau. Ensuite, la pression du gaz contenu dans les vacuoles augmente. A la fin, juste avant le claquage, on a diffusion du gaz.

Mots clés: Polyéthylène, décharges partielles, vieillissement.

1. INTRODUCTION

Quel que soit le soin apporté à la mise en oeuvre d'un système d'isolation, il existe des cavités gazeuses dont les parois sont constituées soit par le seul isolant soit par le matériau et une partie conductrice. Pendant le fonctionnement des machines ou de l'appareillage, il apparaît des soufflures ou des décollements dus à des contraintes thermiques ou mécaniques. Ces défauts font également perdre à l'isolation leur homogénéité.

En 1936, Robinson [1] dont l'intérêt s'était porté sur les câbles haute tension imprégnés à l'huile mettait déjà en cause la présence de cavités et le bombardement de leurs parois par des ions.

Par leurs dimensions, leur pression et les contraintes de tension auxquelles elles

sont soumises, les cavités sont telles, que conformément à la loi de Paschen, des décharges prennent naissance contribuant à la détérioration plus ou moins lente de l'isolant. Ces décharges se caractérisent par des impulsions à front de montée très raide. Bailey [2] a montré que les décharges présentaient un temps de montée de l'ordre de la nanoseconde. La durée de ces impulsions varie de 10 à 100 nanosecondes et la quantité d'électricité mise en jeu se trouve comprise entre quelques picocoulombs et quelques nanocoulombs.

La nature des parois joue un rôle important sur les caractéristiques des décharges [3,4].

Afin de déterminer la résistance des isolants à l'action des décharges partielles, des méthodes d'analyse ont été introduites par Bui ai [5]. Il s'agit essentiellement de l'étude de la répartition spectrale des amplitudes des décharges, et de l'analyse par chromatographie en phase gazeuse, des produits résultant de la décomposition de l'isolant. Ces résultats ont permis le classement de matériaux en fonction du critère de résistance aux décharges compte tenu des spectres d'amplitudes des décharges, appelés taxonomes [5,6].

L'importance de la pression dans les cavités a été mise en valeur par un bon nombre d'auteurs [7].

Lorsque les décharges conduisent à une détérioration et une perforation par arborescence, on doit tenir de cette évolution de la pression dans la cavité où prennent naissance les branches de l'arbre pour expliquer l'évolu-

tion de ces dernières. Le travail de Nawata et Kawamura [8] dans ce domaine donne une analyse de ces phénomènes. Ce mode de perforation fait apparaître clairement les actions concomitantes d'une baisse de pression et d'un champ à la pointe d'une branche. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étude des décharges partielles dans le polyéthylène sous tension alternative.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les expériences ont été effectuées sur des échantillons de polyéthylène basse densité avec additif (matériau transparent) de configuration double pointe asymétrique. Le polyéthylène a été fourni par la société Atochem qui le commercialise sous l'appellation 1002CN22.

Les électrodes employées sont en acier inoxydable et proviennent de la société japonaise Ogura Jewelleryes. Elles ont une longueur de 50 mm et un diamètre de 1 mm. Les rayons de courbure sont de 3 μm et 500 μm respectivement pour l'électrode haute tension et la contre électrode. La distance interélectrode est de 2 mm.

L'épaisseur des échantillons est d'environ 2 mm. Les éprouvettes sont obtenues par un moulage par compression. Après moulage, ces échantillons ont été observés au microscope afin d'éviter la présence de décollement.

Afin de poursuivre l'évolution des décharges au cours du vieillissement, nous avons mis en place un ensemble de détection permettant l'enregistrement de 3 paramètres: le débit quadratique, le nombre et la charge maximale des décharges.

Le dispositif expérimental est constitué d'un transformateur haute tension, d'une cellule d'essai en Plexiglas. Le système de mesures de décharges partielles comprend:

- un système d'amplification
- un système de détection de décharges partielles
- un système de comptage qui prend en compte les décharges positives. Cela consiste à enregistrer les taxonomes. Le temps de comptage des décharges est de 100 s.

L'ensemble a été décrit avec détails par C. Laurent [9].

Afin d'éviter les contournements, la cellule d'essai a été remplie d'une huile isolante: Silicone 47V500.

Afin de nous affranchir au maximum des perturbations, l'ensemble du dispositif de mesure est placé dans une cage de Faraday dont l'alimentation est filtrée. Nous avons apporté le plus grand soin quant à la réalisation des connexions.

L'expérience consiste à soumettre l'échantillon considéré à un niveau de tension constant. Après un temps de vieillissement de 5 mn, nous mesurons la charge maximale, le débit quadratique et le nombre de décharges par seconde. Les essais ont été effectués à 2 niveaux de tension: 10, kV et 12 kV jusqu'au claquage. Pour chaque niveau de tension, nous avons fait les expériences sur 10 échantillons.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

3.1. VARIATION DE LA CHARGE MAXIMALE EN FONCTION DU TEMPS DE VIEILLISSEMENT

Les décharges partielles ont été étudiées pendant la phase de propagation de l'arborescence électrique jusqu'au claquage.

La fig.1. illustre la variation de la charge maximale moyenne en fonction du temps de vieillissement. Le seuil de détection de l'appareil est de 1 pC.

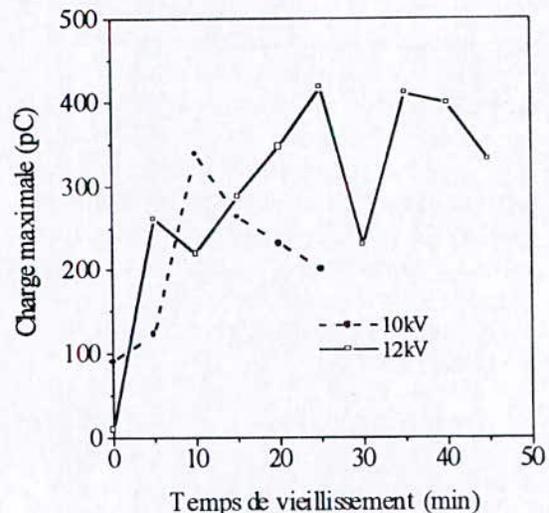


Fig.1. Variation de la charge maximale en fonction du temps de vieillissement.

Pour le niveau de tension de 10 kV, la caractéristique est croissante, passe par un maximum pour un temps de vieillissement de 10 min puis décroît (fig.1.).

Pour le niveau de tension de 12 kV, la courbe est pratiquement croissante et passe par un maximum correspondant à un temps de 25 min puis décroît rapidement. Après un temps de vieillissement de 30 min, la caractéristique croît puis décroît lentement (Fig.1).

Aux premiers stades du vieillissement, nous constatons une augmentation de l'amplitude des

décharges qui peut être attribuée à l'ionisation du polymère. La diminution de l'amplitude des décharges peut être due à l'augmentation de la pression du gaz contenu dans les cavités qui conduit à l'extinction des décharges. Entre 30 min et 35 min de vieillissement à 12 kV, le gaz diffuse et les décharges reprennent (Fig.1).

Les temps moyens de claquage sont de 28,44 min et 32,29 min respectivement pour le niveau de tension de 10 kV et celui de 12 kV.

3.2. VARIATION DU DEBIT QUADRATIQUE EN FONCTION DU TEMPS DE VIEILLISSEMENT

La variation du débit quadratique moyen en fonction du temps de vieillissement est présentée à la fig.2. Le débit quadratique est la somme, dans un intervalle de temps donné, de la quantité $N_i Q_i^2$ où N_i est le nombre de décharges et Q_i leur charge respective, on a :

$$D = \sum_i N_i Q_i^2 \quad (C^2/s) \quad (1)$$

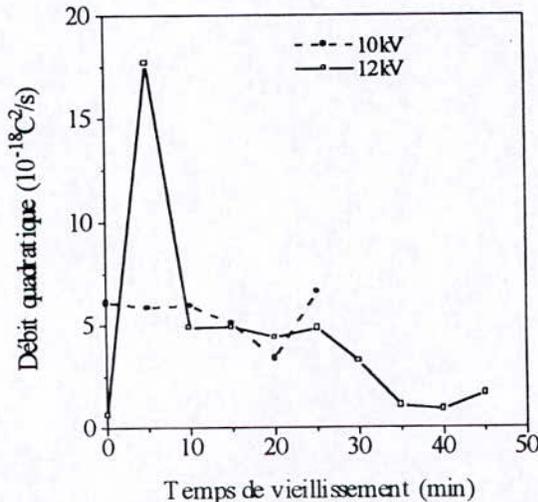


Fig.2. Variation du débit quadratique en fonction du temps de vieillissement.

Le débit quadratique exprime l'énergie apparente du processus de décharge et donne une bonne image de sa nocivité.

Dans le cas du niveau de tension de 12 kV, la caractéristique est croissante, présente un pic correspondant à un temps de vieillissement de 5 min. Entre 5 min et 10 min, la courbe décroît brusquement. A partir d'un temps de 10 min, la courbe présente un palier puis décroît progressivement (Fig.2).

Pour le niveau de tension de 10 kV, le débit quadratique est pratiquement constant (Fig.2). L'énergie des décharges partielles est plus

important dans le cas d'un vieillissement de 5 min sous une tension de 12 kV

3.3. VARIATION DU NOMBRE DE DECHARGES EN FONCTION DU TEMPS DE VIEILLISSEMENT

La variation du nombre moyen de décharges positives par seconde en fonction du temps de vieillissement est présenté à la Fig.3.

Pour le niveau de tension de 12 kV, le nombre de décharges est très variable en fonction du temps de vieillissement (Fig.3.).

Pour le niveau de tension de 10 kV, le nombre de décharges est pratiquement constant (Fig.3).

Après 40 min de vieillissement, nous assistons à une augmentation rapide du nombre de décharges. Le nombre de décharges est plus important dans le cas du niveau de tension de 12 kV et le processus se rapproche de la rupture.

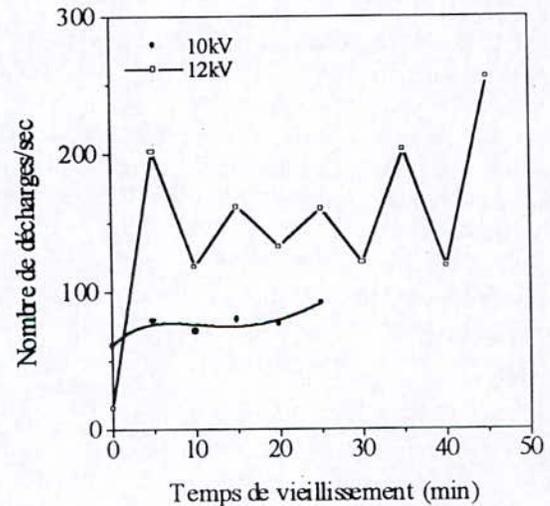


Fig.3. Variation du nombre de décharges en fonction du temps de vieillissement.

4. CONCLUSION

Les paramètres caractérisant les décharges partielles varient en fonction du temps de vieillissement. Dans certains cas, nous avons constaté une augmentation rapide du nombre et de la charge maximale qui peut être attribuée au phénomène d'ionisation du matériau. La diminution de l'amplitude peut être due à l'augmentation de la pression du gaz des cavités. Au voisinage de la rupture, on a diffusion du gaz. L'énergie des décharges partielles varie en fonction du temps de vieillissement.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] D.M. Robinson, Dielectric phenomena in high voltage cables, Chapman and Hall, 1936.
- [2] C.A. Bailey, Study of internal discharges in cable insulation, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. E12, N°3, 1967, pp. 155-159.
- [3] J.H. Mason, Breakdown of insulation by discharges, Proceedings IEE Vol. 100 part II A N°3, 1965, pp. 149-158.
- [4] W.L. Harris and A. Von Engel, The mechanism of the low-frequency electrode less discharges in Chlorine and the influence of irradiation, Proceeding of the Physical Society B, 1951, p. 64.
- [5] Bui ai, Contribution à l'étude de la dégradation des isolants en feuille sous l'action des décharges partielles, Thèse de Doctorat ès Sciences Physique, Toulouse, 1966.
- [6] A. Kelen, Discharge resistance testing experiments Acta polytechnica Scandinavica E16, 1967, pp. 54-73.
- [7] D.W. Kitchin and O.S. Pratt, Internal corona spaces in cables, Power Apparatus and Systems, N°3, 1957, pp. 1066-1073.
- [8] M. Nawata and H. Kawamura, Deterioration and breakdown due to treeing from a needle-shaped void in organic insulators, Electrical Engineering in Japan, Vol.88 N°10, 1968, pp. 45-49.
- [9] C. Laurent, Etude de la propagation des arborescences électriques dans le polyéthylène par voies optique et électrique, Thèse de Doctorat, Toulouse, 1979.



ETUDE DU CHAMP DE RUPTURE DU POLYCHLORURE DE VINYLE

M. Bournane¹, M. Nedjar¹, Y. Sadaoui² & R. Khaili³

¹Laboratoire de Matériaux, d'Electrochimie et de Corrosion (LAMEC)
Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie

²Département de Physique, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie

³Câblerie Electrique (CABEL), Gué de Constantine, Alger, Algérie

RESUME

Cette étude traite l'influence du taux de plastifiant (Dioctylephtalate) sur la rigidité diélectrique du polychlorure de vinyle. Une étude statistique a été faite sur les valeurs du champ de rupture en utilisant le modèle de Weibull. L'étude montre que le champ nominal de rupture varie en fonction du taux de plastifiant. Pour certains taux de plastifiant, la valeur du champ de seuil de rupture est nulle.

Mots clés: Polychlorure de vinyle, plastifiant, champ de rupture, statistique de Weibull.

1. INTRODUCTION

Le polychlorure de vinyle est utilisé comme isolant dans les installations électriques nécessitant une protection élevée contre les risques d'incendie (centrales électriques par exemple).

Le polychlorure de vinyle seul est une résine pure. A cause de cela, on y ajoute un certain nombre d'adjuvants. Ces derniers sont des substances mélangées physiquement au polymère et destinées à modifier l'aspect du matériau, ses propriétés. Le type et la quantité de chaque adjuvant est le grand problème des producteurs de câbles électriques. Parmi ces adjuvants, on peut citer les plastifiants qui permettent d'obtenir des câbles du plus souple au plus rigide.

La température de transition vitreuse du polychlorure de vinyle est élevée, elle se situe

entre 75 et 85 °C, ce qui le rend impropre à de nombreuses applications (câble par exemple) sans l'adjonction de plastifiants [1]. Avec l'emploi de plastifiants, la température de transition se situe entre -10 et -5°C [1].

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'influence du taux de plastifiant sur la rigidité diélectrique du polychlorure de vinyle utilisé dans les câbles de haute tension.

2. METHODE EXPERIMENTALE

Les échantillons de polychlorure de vinyle utilisées pour nos expériences sont circulaires de 7,5 cm de diamètre et de 2 mm d'épaisseur avec différents taux de plastifiant (Dioctylephtalate): 30, 40, 50, 60 et 70 %.

Les éprouvettes ont été conditionnées dans un dessiccateur pendant au moins 24 h.

Les essais consistent à soumettre l'échantillon considéré à une rampe de tension alternative de 2 kV/sec et de fréquence 50 Hz jusqu'au claquage.

Les électrodes sont planes et en laiton. L'échantillon considéré est immergé dans une huile isolante (Borak 22) afin d'éviter les contournements.

Après claquage, nous avons relevé la tension de rupture et l'épaisseur de l'isolant au point de perforation. La rigidité diélectrique a été calculée comme le rapport de la tension de claquage et de l'épaisseur. Cette épaisseur a été mesurée avec un palmer électronique. Pour un taux donné de

plastifiant, le nombre d'échantillons a été fixé à 50.+

3. RESULTATS ET DISCUSSION

La rupture diélectrique des isolants solides est un phénomène aléatoire. Le modèle statistique de Weibull est plus utilisé pour l'étude de ce phénomène [2].

3.1. DIAGRAMME DE WEIBULL A DEUX PARAMETRES

La probabilité de claquage est donnée par la relation [3]:

$$P(i, N) = \frac{i}{N + 1} \quad (1)$$

avec:

N: nombre d'échantillons

i: rang de la valeur du champ de rupture après un classement par ordre croissant.

Dans les figures 1-5 sont représentés les diagrammes de Weibull à 2 paramètres pour les différents taux de plastifiant. Dans tous les cas, le lissage s'est fait par un polynôme du troisième degré et l'existence du seuil est probable. Nous avons déterminé la valeur nominale de la rigidité diélectrique du matériau qui correspond à une probabilité de 63,2% (tableau 1).

Taux (%)	30	40	50	60	70
G_0 (kV/mm)	17,84	19,3	19,12	17,01	17,19

Tableau 1: Variation du champ nominal de claquage en fonction du taux de plastifiant.

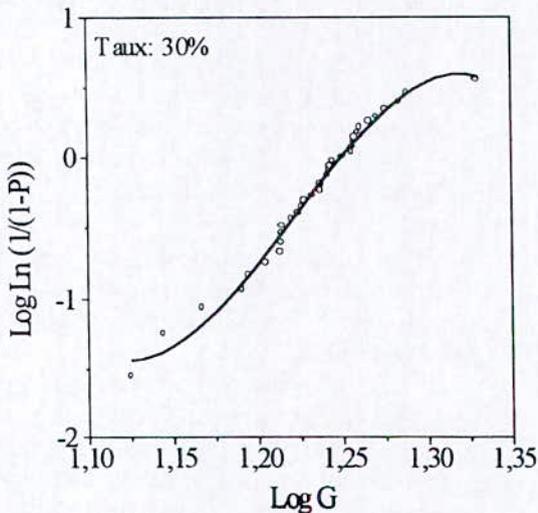


Fig.1. Diagramme de Weibull à 2 paramètres

pour un taux de plastifiant de 30%.

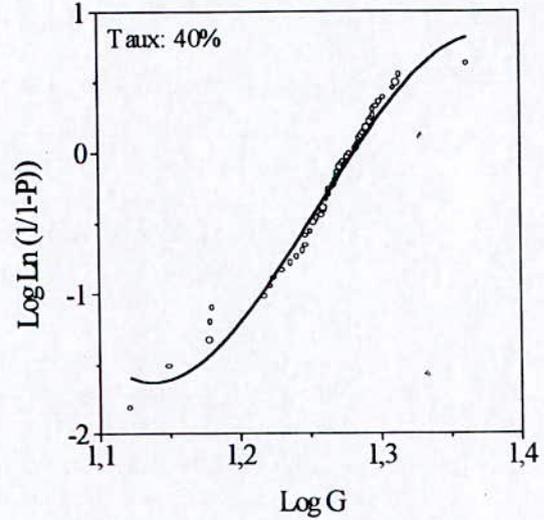


Fig.2 Diagramme de Weibull à 2 paramètres pour un taux de plastifiant de 40%.

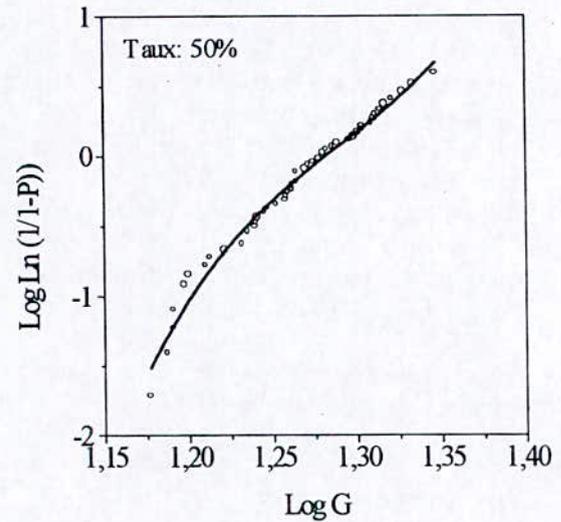


Fig.3 Diagramme de Weibull à 2 paramètres pour un taux de plastifiant de 50%.

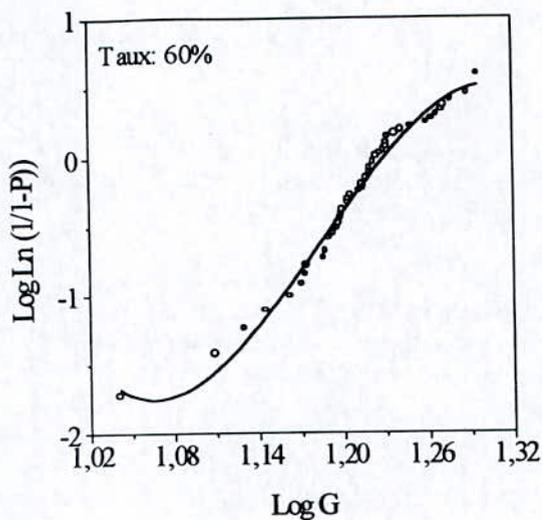


Fig.4 Diagramme de Weibull à 2 paramètres pour un taux de plastifiant de 60%.

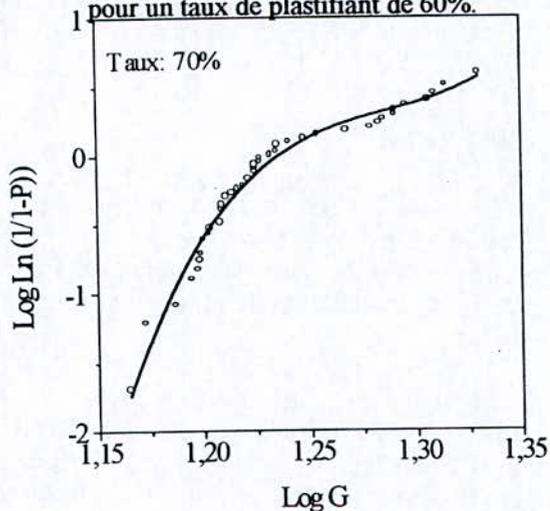


Fig.5 Diagramme de Weibull à 2 paramètres pour un taux de plastifiant de 70%.

3.2. DETERMINATION DU SEUIL DU CHAMP DE RUPTURE

La valeur de seuil de rupture a été déterminée par la méthode des moindres carrés qui a été utilisée par plusieurs auteurs [4-6]. La valeur de seuil est nulle dans le cas des taux de plastifiant de 40% et de 60%. Le seuil correspond théoriquement à une durée de vie infinie. Sa valeur consiste à linéariser d'une manière optimale le graphique de Weibull à 3 paramètres. Les résultats sont exposés au tableau 2.

3.3. DIAGRAMME DE WEIBULL A TROIS PARAMETRES

A partir des valeurs de seuil de rupture, nous avons construit les diagrammes de Weibull à 3 paramètres (Fig. 7, 8 et 9).

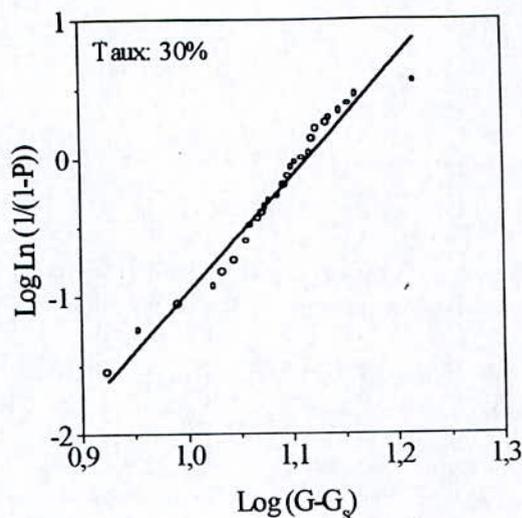


Fig.6. Diagramme de Weibull à 3 paramètres pour un taux de plastifiant de 30%.

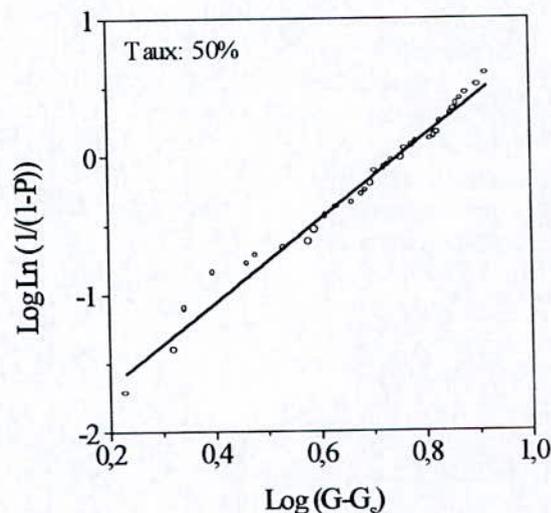


Fig.7 Diagramme de Weibull à 3 paramètres pour un taux de plastifiant de 50%.

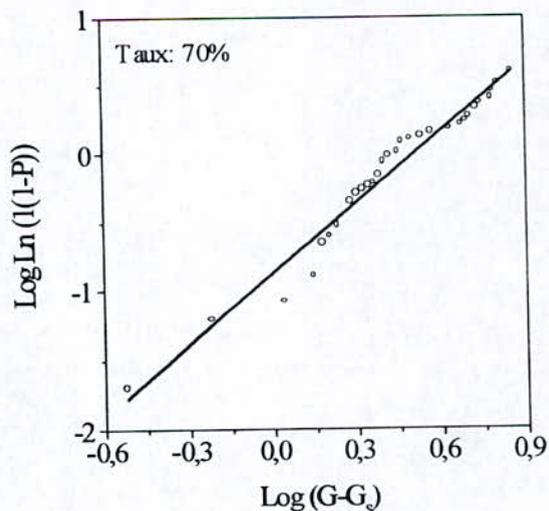


Fig.8 Diagramme de Weibull à 3 paramètres pour un taux de plastifiant de 70%.

Taux (%)	30	40	50	60	70
G_s (kV/mm)	4,9	0	13,3	0	14,3

Tableau 2: Variation du champ de seuil de claquage en fonction du taux de plastifiant.

3.4. VARIATION DU CHAMP NOMINAL DE RUPTURE EN FONCTION DU TAUX DE PLASTIFIANT

En tenant compte du champ de seuil de claquage, nous avons représenté la variation du champ nominal de rupture en fonction du taux de plastifiant (Fig.9). Nous constatons que la caractéristique est d'abord croissante, présente un maximum pour un taux de plastifiant de 40% puis devient pratiquement constante, ensuite décroît en passant par un minimum pour un taux de plastifiant de 60%.

Ce phénomène peut être interprété par la variation de la mobilité des porteurs de charge (électrons, ions) en fonction du taux de plastifiant. Ces porteurs de charge sont plus mobiles dans le cas du taux de plastifiant de 60% et plus lents pour 40%.

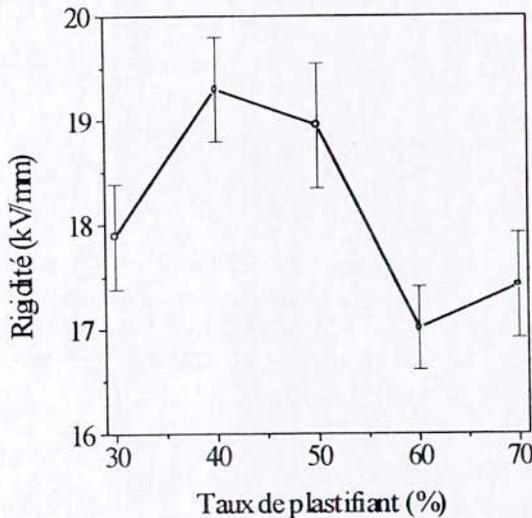


Fig.9. Variation du champ nominal de rupture en fonction du taux de plastifiant.

Les molécules de plastifiant viennent se loger entre les macromolécules du polymère et augmentent leur mobilité. En pratique, ce phénomène intervient à haute température du fait que les liaisons intermoléculaires sont moins fortes, ce qui facilite la pénétration du plastifiant. Ce phénomène est appelé gélification. Les plastifiants permettent aux macromolécules des

mouvements de chaînes les unes par rapport aux autres (mouvement micro-brownien) irréversible du polymère (écoulement) [7].

4. CONCLUSION

L'étude montre que la quantité de plastifiant joue un rôle important dans la fabrication d'un câble en polychlorure de vinyle. En effet, la valeur nominale de la rigidité diélectrique est maximale et minimale respectivement pour un taux de 40% et 60%. Dans tous les cas, le lissage des points s'est fait avec un polynôme du troisième degré. La valeur du champ de seuil de rupture n'existe que dans le cas des taux de plastifiants de 30%, 50% et 70%.

REFERENCES

- [1] P. Robert, Matériaux de l'Electrotechnique, Edition Dunod, 1979.
- [2] L.A. Dissado and J.C. Fothergill, Electrical Degradation and Breakdown in polymers, G.C. Stevens, 1992.
- [3] A.Darhouani, Caractérisation de la tenue diélectrique des polyéthylènes sous champ alternatif à 50 Hz, Thèse de doctorat 3^{ème} cycle, Toulouse, 1985.
- [4] C. Chauvet, Mise au point d'une méthodologie sur les essais de rupture à court terme en vue de la caractérisation des isolants synthétiques des câbles de haute tension, Thèse de doctorat, Toulouse, 1992.
- [5] C. Chauvet and C. Laurent, Weibull statistics in short-term dielectric breakdown of thin polyethylene films, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 28, N°1, pp. 18 -29, February 1993.
- [6] E. Loudghiri, Sur la notion de champ de seuil dans la tenue diélectrique aux temps courts des isolants solides, Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1985.
- [7] J. Verdu, Adjuvants, plastifiants, Techniques de l'ingénieur, A 3325, A 9 II, 1990.

INFLUENCE DE LA TENEUR EN EAU SUR LES PROPRIETES ELECTRIQUES DU PAPIER IMPREGNE EN GEOMETRIE D'ELECTRODES PLAN-PLAN

F. BITAM-MEGHERBI* et M. MEGHERBI

Laboratoire de Matériaux, d'Electrochimie et de Corrosion " LAMEC "

Université Mouloud MAMMERI – Tizi-Ouzou

e-mail : ferroudja_megherbi@caramail.com

Résumé

Le travail présenté ici porte sur l'influence de la teneur en eau sur une isolation électrique constituée de papier imprégné d'huile minérale. Pour mieux saisir l'effet sur la conduction, des caractéristiques courant-tension ont été relevées pour différents échantillons de papier. Dans un premier temps le papier utilisé n'est pas imprégné mais sa teneur en eau était variable. La seconde partie du travail se rapporte à du papier imprégné dont la teneur en eau avant imprégnation a été mesurée. Lors de la réalisation de nos expériences l'imprégnant était de l'huile minérale neuve destinée à l'isolation des transformateurs. Les résultats de nos travaux montrent la grande influence de la teneur en eau sur la conduction du papier. D'un autre côté il apparaît clairement que la teneur en eau avant imprégnation conditionne les caractéristiques du papier une fois imprégné.

Introduction

Le papier imprégné est le matériau le plus largement utilisé dans l'isolation électrique et ce malgré l'avènement d'autres matériaux isolants. Le papier imprégné est un matériau présentant de bonnes propriétés électriques, thermiques et mécaniques. Ces propriétés conjuguées à un prix compétitif font qu'il demeure des domaines d'application où il est considéré comme le seul prétendant.

Tous les diélectriques présentent une certaine conduction quand ils sont soumis à des

champs élevés. Cette conduction peut avoir des conséquences considérables sur le plan pratique, mais du fait d'une attention trop orientée vers des matériaux plus modernes l'étude des propriétés du papier a été quelque peu délaissée pendant très longtemps. Toutefois, après cette longue période de désaffection, on remarque un regain d'intérêt pour l'étude du papier imprégné. Cela était principalement dû à l'introduction du courant continu dans le transport de l'énergie électrique. Dans le but de comprendre les mécanismes intervenant dans la conduction du papier imprégné, des investigations portant sur l'étude de la conductivité du papier en fonction du champ électrique et de la température a été réalisée par D. MORTON et al. [1]. Cette étude montre une décroissance monotone de la densité du courant lorsque le champ électrique diminue et ce pour trois valeurs de température : 60°C , 80°C et 100°C. Il ressortait également de cette étude que la stabilité du courant et l'absence du transfert de matière plaident pour une conduction de type électronique survenant dans le corps de l'isolant et cela au détriment d'une théorie faisant jouer un rôle prépondérant aux surfaces.

Le papier imprégné d'huile se dégrade après un certain temps d'utilisation. Cette dégradation est causée par une absorption d'eau qui peut conduire à la formation d'amas graisseux pouvant réduire la tenue diélectrique de l'isolation. L'huile de transformateur utilisée pour l'imprégnation du papier contient toujours une quantité d'eau résiduelle lorsqu'elle sort du lieu de fabrication. Cette eau va migrer vers le papier pour pénétrer dans le corps de cet élément

connu pour son caractère hydrophile. Certains chercheurs [2] ont étudié l'influence de la teneur en eau de l'huile minérale d'imprégnation sur le comportement électrique et mécanique du complexe papier imprégné. Pour ce faire des quantités déterminées d'eau déminéralisée ont été injectées dans l'huile. Les expériences sont ensuite reprises mais en injectant de l'eau additionnée de chlorure de sodium en solution 0.1N.

Des échantillons de papier ont été imprégnés avec ces deux types d'huile et les auteurs ont procédé à la mesure de leur résistance à la rupture mécanique et de leur rigidité diélectrique. Ces auteurs ont noté un déclin de la résistance à la rupture avec l'augmentation de la teneur en eau de l'huile d'imprégnation; cette résistance tendant à rester constante pour des teneurs en eau inférieures à 0.1%. Le déclin est plus important dans le cas de l'eau ionisée. Une diminution de la tenue diélectrique avec l'augmentation de la teneur en eau a également été signalée. Toutefois si l'eau contient certains ions, la diminution de la rigidité diélectrique s'en trouve accentuée.

Dans le présent travail, notre attention fut principalement portée sur l'étude de la conduction du papier en fonction de sa teneur en eau. Après avoir déterminé la teneur en eau du papier, il est immédiatement soit soumis à l'étude soit immergé dans l'huile minérale neuve pour être étudié ultérieurement.

Technique expérimentale

Le dispositif expérimental est constitué d'un système d'électrodes plan-plan. Les plans sont des disques en cuivre de 80 mm de diamètre entre lesquels est placé l'échantillon de papier à tester.

La source de tension est un générateur de tension de type multiplicateur de Latour permettant de délivrer une tension continue stable pouvant atteindre 20 kV.

La mesure de la tension s'effectue au moyen d'un diviseur résistif de rapport 1000 et d'un voltmètre électronique d'impédance d'entrée de 10 M Ω .

La mesure du courant se fait par le biais de la tension aux bornes d'une résistance non inductive de 1 k Ω . Cette tension est mesurée par un voltmètre électronique. Une résistance de 7 M Ω permet de protéger la source et les appareils de mesure lors d'un éventuel court-circuit. Le schéma synoptique du dispositif expérimental est représenté sur la figure 1.

La détermination de la teneur en eau du papier se fait par la mesure de sa perte de masse

suite à un chauffage à une température de 90°C à la pression atmosphérique [3]. La température maintenue constante est contrôlée au moyen d'un thermocouple de type NiCr-Ni.

Les échantillons étudiés sont de mêmes dimensions et l'épaisseur du papier utilisé est de 1.5 mm. L'huile d'imprégnation utilisée dans le cas du papier imprégné est une huile minérale ayant les caractéristiques suivantes :

- constante diélectrique à 50/60 Hz à 25°C : 2.2 (selon la norme CEI-247) ;
- tangente de l'angle de pertes diélectriques à 50/60 Hz à 25°C : 10^{-4} (selon AFNOR NFC 27 210) ;
- résistivité : $2.5 \cdot 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ à 25°C ;
- rigidité diélectrique : 50 à 70 kV/cm (conformément à la norme CEI-156).

Aussitôt retirés du dispositif de chauffage et leur teneur en eau déterminée, les échantillons de papier à imprégner sont immergés dans l'huile minérale pour y séjourner pendant 24 heures.

Notre étude portant sur les caractéristiques courant-tension, elle consiste à mesurer la valeur du courant moyen pour différents niveaux de tension et cela pour différentes teneurs en eau du papier non imprégné et du papier imprégné.

La teneur en eau initiale du papier non imprégné est de 7.6%. Cette teneur est déterminée après un chauffage à 105°C [3] jusqu'à ce que les pertes de masse deviennent imperceptibles.

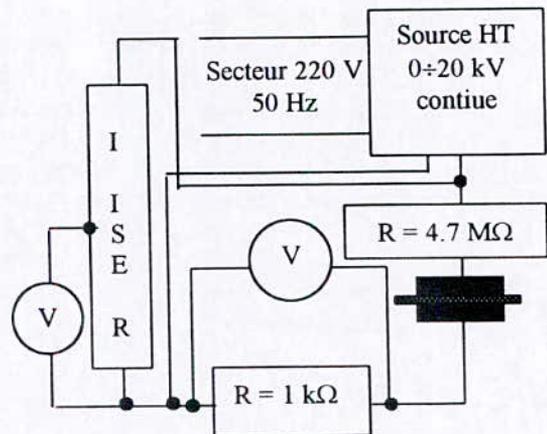


Figure 1 : Schéma synoptique du dispositif expérimental.

Résultats expérimentaux

La figure 2 représente les caractéristiques courant-tension pour le papier imprégné et non imprégné avec sa teneur initiale en eau, soit 7.6%.

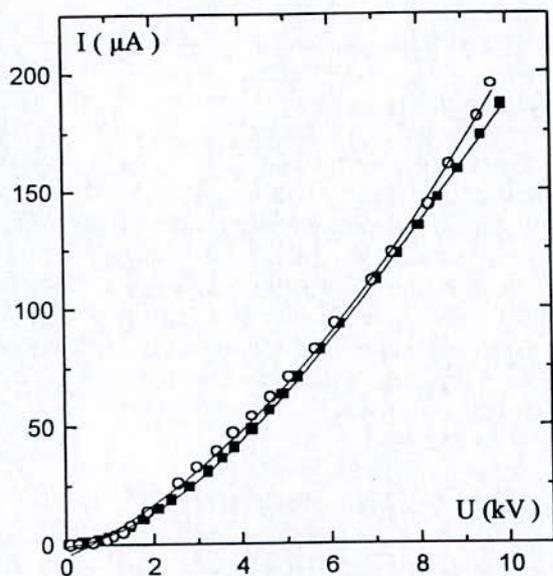


Figure 2 : Caractéristique courant-tension pour le papier non imprégné et papier imprégné.

■ Imprégné ○ Non imprégné

Nous remarquons sur les courbes de la figure 2 une grande similitude des graphes, laissant penser que l'imprégnation ne semble pas avoir d'effet notable dans ce cas. Toutefois une observation plus fine montre des courants légèrement plus élevés lorsque le papier n'est pas imprégné.

Les figures 3 et 4 montrent quant à elles les caractéristiques courant-tension du papier non imprégné contenant différentes teneurs en eau.

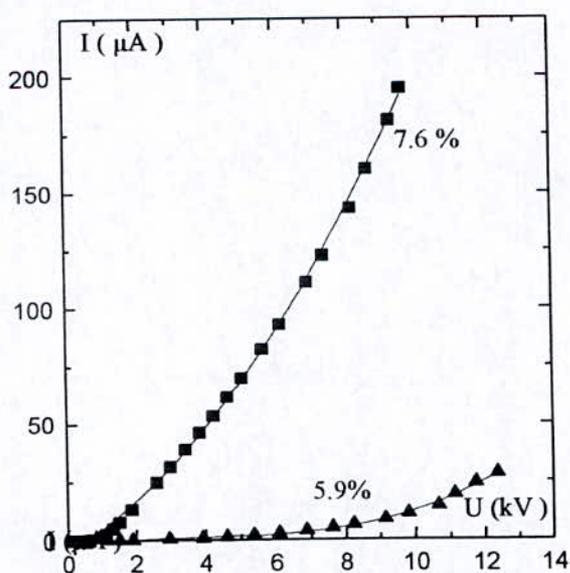


Figure 3 : Caractéristique courant-tension du papier non imprégné.

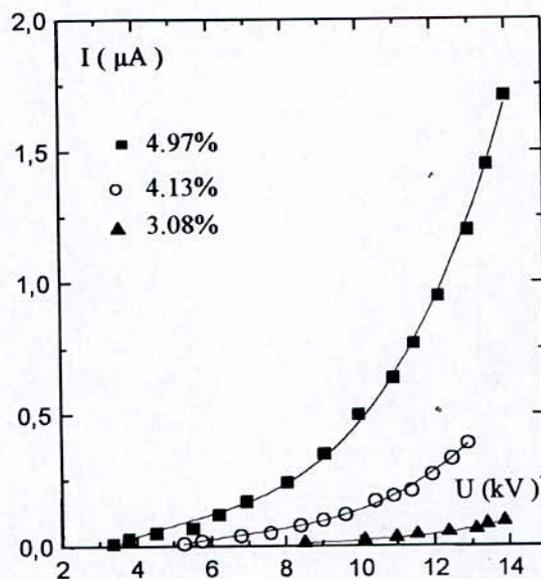


Figure 4 : Caractéristiques courant-tension du papier non imprégné.

L'examen des graphes des figures 3 et 4 montre de façon claire que la diminution de la teneur en eau augmente la résistivité du papier.

Les graphes de la figure 3 montrent que pour les champs élevés le courant est approximativement divisé par 10 lorsque la teneur en eau passe de 7.6% à 5.9%. La diminution du courant est encore plus accentuée pour des teneurs plus faibles, ce que l'on voit sur la figure 4 dont les graphes ne pouvaient être adjoints à ceux de la figure 3 au risque de ne pas apparaître du tout. Nous remarquons également que pour des teneurs inférieures à 4.13% la conductivité du papier est pratiquement nulle.

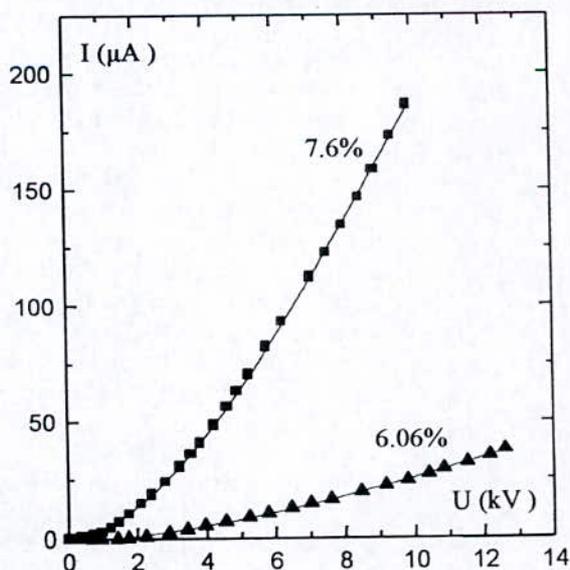


Figure 5 : Caractéristiques courant-tension du papier imprégné.

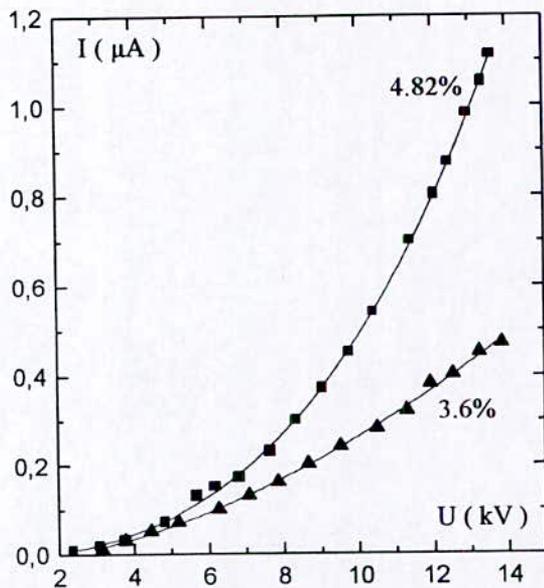


Figure 6 : Caractéristiques courant-tension du papier imprégné.

Sur les figures 5 et 6 sont représentées les caractéristiques courant-tension pour du papier imprégné dont la teneur en eau a été déterminée. Nous remarquons sur ces courbes que, à l'image de ce qui a été obtenu pour le papier non imprégné, la conductivité diminue avec la teneur en eau. Il est également à remarquer que les valeurs des courants pour les mêmes tensions et pour des teneurs en eau voisines sont comparables pour le papier imprégné et le papier non imprégné. Ceci semble indiquer que l'immersion du papier dans de l'huile n'influe pas beaucoup sur la conductivité du papier.

Discussion des résultats

Les résultats auxquels nous avons abouti à l'issue de nos investigations montrent que la teneur en eau a une influence très importante sur la conductivité du papier.

Pour une teneur en eau déterminée nous constatons que les variations au niveau des courants demeurent réduites. Dans tous les cas nous voyons un écart à la linéarité d'autant plus marqué que la teneur en eau est élevée, cela semble indiquer que la conduction se fait par des microclaquages ayant lieu à l'intérieur du papier, auxquels se réfèrent K. J. BICKFORD et al. [4].

Le fait d'imprégner le papier ne fait que combler les cavités qui s'y trouvent du fait de sa porosité. Aussi le remplissage de ces cavités par de l'huile à la place de l'air ne change pas beaucoup à sa résistivité alors que la rigidité pourrait se trouver accrue dans ce cas. Un autre point important qu'il convient de signaler se rapporte à l'hygroscopicité accrue du papier. Ainsi

du papier ayant absorbé de l'eau ne semble pas prêt à évacuer cette eau pour laisser de la place à une huile d'imprégnation. L'évacuation de l'eau absorbée par le papier demeure un problème technologique d'actualité. C'est ainsi que les températures de chauffage ainsi que les temps de chauffage peuvent varier d'un utilisateur à l'autre. En tout état de cause, notre travail semble indiquer que l'élimination totale de l'eau ne doit pas être considérée comme un impératif absolu. Du moins en ce qui concerne le seul volet relatif à la conduction, une diminution de la teneur en eau jusqu'à des valeurs avoisinant les 3% semble conférer au papier des propriétés isolantes remarquables.

Références bibliographiques

- [1] M. MORTON and J. H. CALDERWOOD. " Electrical conduction at high fields in oil-impregnated paper ". Sev. Int. Conf. On Diel. Mat. Meas & appl. 23-26 Sept. 1996. Conf. Pub. N°430, IEE 1996.
- [2] D. W. AUCLAND, K. CHANDRAKER, Z. SHAKANTI and B. R. VARLOW. " Degradation of oil-paper systems due to the electrical field enhanced absorption of water ". Sev. Int. Conf. On Diel. Mat. Meas & appl. 23-26 Sept. 1996. Conf. Pub. N°430, IEE 1996.
- [3] B. BOUVIER. " Papier et papier imprégné " D. 280. Techniques de l'ingénieur. Mars 1977.
- [4] K. J. BICKFORD, W. J. SARJEANT and G.H. MAULDIN. " Partial discharge characteristics of liquid impregnated laminate dielectric structures ".



MODELISATION DES COURANTS DE DECHARGE "ANORMAUX" A PARTIR DE DEUX TYPES DE CHARGE D'ESPACE

N.Amroun-Saidi(*), M.Saidi et M.Bendaoud
Laboratoire des Diélectriques, Faculté de Physique, USTHB
BP.32 El Allia, Bab-Ezzouar, Alger
Fax : (213) (021 24 73 44)
(*)amnad@mailcity.com

Résumé: Des mesures de courants de charge et de décharge dans des films de polyamide-imide (PAI) soumis à des tensions continues entre 12,6MV/m et 45MV/m dans la gamme de température 45°C-72°C, ont pu mettre en évidence l'existence, à haut champ, d'un courant de décharge anormal. En effet, ce courant initialement négatif croît jusqu'à s'annuler, puis change de signe, continue à croître jusqu'à sa valeur maximale puis diminue jusqu'à s'annuler finalement. Ce comportement anormal déjà observé dans le polyéthylène^[1,2], suggère la présence d'une charge d'espace au sein du matériau. La résolution des équations de base régissant l'évolution de la répartition de la charge d'espace avec des conditions aux limites particulières et des distributions de charge initiales $n(x)$ et $p(x)$ triangulaires^[3], a permis de reproduire le comportement anormal des courants de décharge pour un choix judicieux des paramètres (mobilités μ_n et μ_p des porteurs de charge, concentrations initiales n_0 et p_0 ...). Ce calcul a permis, d'une part, d'obtenir le profil du champ interne et son évolution au cours du temps ainsi que celle du courant, et d'autre part de connaître la variation de t_i , t_m et J_m en fonction des paramètres sus-cités.

Mots clé : polyamide imide, charge d'espace, courants transitoires, courants de décharge anormaux, Modélisation

1. Introduction

En plus de leurs remarquables propriétés isolantes, les polymères présentent une bonne tenue mécanique. Leur légèreté, leur facilité de mise en œuvre et leur prix de revient nettement moins élevé que les isolants classiques, ont encouragé leur utilisation dans l'industrie électrique. Aujourd'hui, les polymères sont utilisés pour le transport de l'énergie électrique, pour l'isolation des appareils électriques, pour la fabrication de condensateurs et pour certaines applications de pointe dans le secteur de l'aéronautique et de l'espace. Des recherches sont entreprises pour mieux comprendre les mécanismes de transport de charge dans ces matériaux organiques. En

particulier l'étude des courants transitoires dans les isolants est assez complexe.

Le courant de décharge anormal a été mentionné pour la première fois par Stetter^[4]. Depuis plusieurs auteurs^[5-7] ont observé ce phénomène de renversement de courant. Et différents modèles théorique^[8-11] ont été utilisés pour simuler ce comportement.

Une comparaison entre les courants transitoires expérimentaux et ceux obtenus par simulation numérique permet d'apporter des informations intéressantes sur le comportement des échantillons étudiés.

2. Echantillons et dispositif expérimental

Les échantillons sont des films de polyamide-imide de 50 μ m d'épaisseur, fournis par la société Rhône-Poulenc. Ils sont obtenus par action d'un anhydride trimellique sur un diisocyanate dans un solvant fortement polaire : la N-méthylpyrrolidone. Le dispositif de mesure^[12] est constitué d'une cellule thermostatée dans laquelle l'échantillon est placé entre des électrodes en acier inoxydable, d'un système de -chauffage-lecture-régulation- de température, d'une source de tension continue (0-4kV), d'un électromètre de très haute sensibilité (10⁻¹⁵A) et d'un micro-ordinateur permettant le pilotage du banc de mesure et l'acquisition des données.

3. Méthode et résultats expérimentaux

Les échantillons initialement court-circuités, sont chauffés jusqu'à la température de mesure. Lorsque l'équilibre thermique est atteint, une tension continue est appliquée et le courant de charge mesuré. Quant le régime permanent est atteint, l'échantillon est court-circuité et le courant de charge mesuré.

Un exemple de mesures de courants de charge et de décharge à une température fixe de 45°C et pour les tensions 630V et 1530V est représenté dans la figure 1.

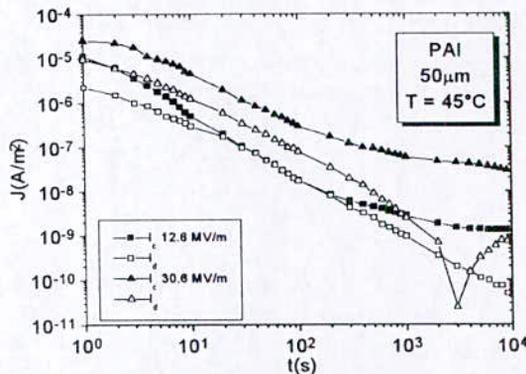


Fig. 1 : Effet du champ électrique sur les courants de charge et de décharge dans le PAI.

On constate une augmentation du courant de charge permanent avec le champ. Les courants étant représentés en échelle logarithmique, le changement de signe (de négatif à positif) dans le courant de décharge est représenté par un point de rebroussement. Cette anomalie n'apparaît pas pour de faibles tensions appliquées.

Pour mettre en évidence l'effet de la température sur le courant de conduction d'une part et sur la localisation temporelle du renversement du courant de décharge, d'autre part, les mesures à 1530V et pour les températures 45°C et 66°C ont été représentés en figure 2. Le courant de conduction augmente avec la

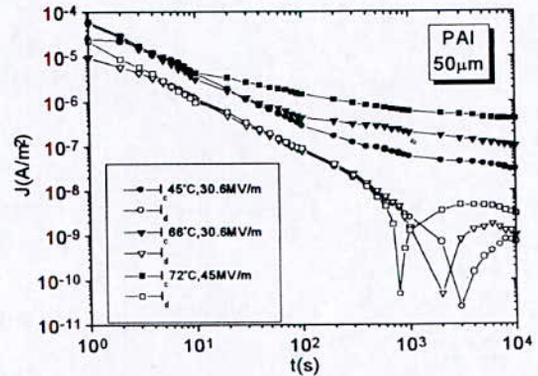


Fig. 2 : Effet de la température sur les courants de charge et de décharge dans le PAI.

température. Concernant le courant de décharge, la température a pour effet de diminuer les temps t_i (d'inversion) et t_m et d'augmenter J_m (maximum du courant)

4. Modélisation et calcul

Les hétérocharges et homocharges s'accumulent près des électrodes après l'application d'une tension continue. Après court-circuit, cette charge d'espace crée un champ interne qui gère l'évolution du courant de décharge au cours du temps. On suppose des charges positives et négatives injectées à l'anode et la cathode respectivement. Les équations de continuité pour les électrons et les trous sont :

$$\frac{q \partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial J_n(x,t)}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{q \partial p(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial J_p(x,t)}{\partial x} \quad (2)$$

où le courant d'électrons $J_n(x,t)$ et le courant de trous $J_p(x,t)$ sont :

$$J_n(x,t) = qn(x,t)\mu_n E(x,t) + qD_n \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \quad (3)$$

$$J_p(x,t) = qp(x,t)\mu_p E(x,t) + qD_p \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} \quad (4)$$

Le courant total est donné par :

$$J_i(t) = J_n(x,t) + J_p(x,t) + \varepsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial x} \quad (5)$$

L'équation de poisson et la condition de court-circuit sont :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon} (p(x,t) - n(x,t)) \quad (6)$$

$$\int_0^d E(x,t) dx = 0 \quad (7)$$

Alors le courant externe total est donné par :

$$J_i(t) = \frac{1}{d} \int_0^d (J_n(x,t) + J_p(x,t)) dx \quad (8)$$

Ces équations sont résolues numériquement sur ordinateur par la méthode des différences finies en considérant les répartitions de charge initiales linéaires avec des profondeurs de pénétration égales à d .

5. Résultats de la simulation

Les courbes de densité de courant de décharge $J(t)$ obtenues après calcul pour des valeurs du rapport $p_0/n_0 = 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}$ et 10^{-1} , pour des mobilités $\mu_n = 2 \cdot \mu_p = 10^{-14} \text{ m}^2/\text{Vs}$, sont représentées dans la figure 3. On constate une décroissance des temps t_i et t_m et une augmentation de J_m avec le rapport p_0/n_0 . Pour $p_0/n_0 = 0$, le courant reste négatif et décroît de façon monotone.

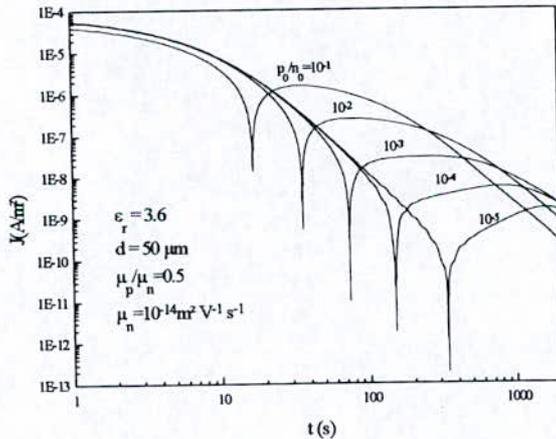


Fig. 3: Courants calculés pour quelques Valeurs de p_0/n_0 et $\mu_n = 2 \mu_p = 10^{-14} \text{ m}^2/\text{Vs}$

La figure 4 illustre la répartition des charges d'espace positive et négative. La quantité de charge négative (aire sous la courbe $\rho(x)$) tend à diminuer tandis que la positive augmente, et cela jusqu'à ce que la charge totale s'annule au bout d'un temps assez long.

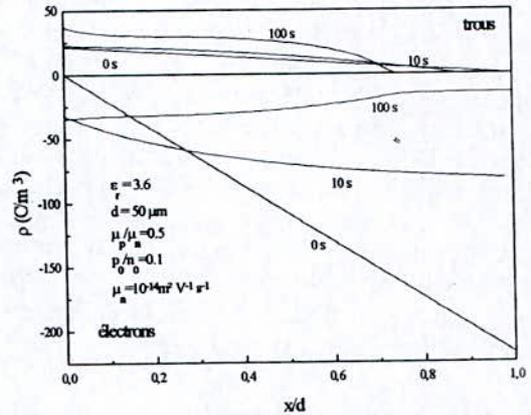


Fig. 4 : Répartition de la charge d'espace dans l'isolant au cours du temps.

Dans la figure 5, où l'évolution du profil du champ est représentée pour trois temps, on constate que ce dernier tend à s'uniformiser et à s'annuler au bout d'un certain temps lorsque toutes les charges se sont écoulées.

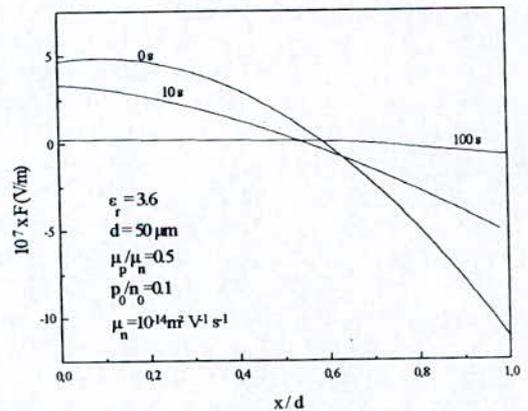


Fig. 5 : Profil du champ électrique dans l'isolant au cours du temps.

6. Conclusion

Des mesures de courant transitoires dans le Polyamide-imide à haut champ ont mis en évidence une anomalie dans le courant de décharge qui n'apparaît pas à champ faible. Cette anomalie est attribuée à la création d'une charge d'espace sous l'effet du champ. Le modèle théorique utilisé supposant la présence de deux types de charge d'espace de signe contraire dont la répartition initiale varie linéairement dans l'épaisseur de l'isolant, a permis de reproduire le renversement de courant. Cette anomalie n'est pas obtenue dans le cas d'un seul type de charge et dans le cas deux types de charge le calcul a montré que les temps t_i et t_m augmentent et le courant J_m diminue lorsque le rapport p_0/n_0 diminue. L'évolution de la répartition de la charge et du profil du champ au cours du temps ont aussi été obtenus.

Références bibliographiques

- [1] N.Saidi-Amroun, M.Saidi, M.Bendaoud et T.G.Hoang. Ann.Chim. Fr., p.549 (1994)
- [2] N.Saidi-Amroun et al. Materials Chemistry and Physics, 33, p.168 (1993)
- [3] K.Kitani et K.Arii. Jap.J.Appl.Phys. Vol.22, No.5, p.887(1983)
- [4] G.Stetter, Ann.Rep.Conf. Electr.Insul.& Dielectr.Phenom.(NAS-NCR), USA, p.21(1965)
- [5] S.Pellisou, Thèse de PHD, université de Montréal, Canada (1986)
- [6] T.Mizutani, K.Kaneko, et M.Ieda. Jap.J.Appl.Phys. Vol.20, No.8, p.1443 (1981)
- [7] A.Cros Le Gloan et H St. Onge. RGE, tome 89, No.2, p 122(1980)
- [8] T.Mizutani, M. Ieda et I.B. Jordan. Jap.J.Appl.Phys. Vol.18, No.1, p.65(1979)
- [9] D.K. Das-Gupta, K.Doughty, T.S.Duffy et D.E.Cooper. J.Electrostat.,Vol.14, p.165(1983)
- [10] N.Saito et K. Ikesaki. Jap.J.Appl.Phys. Vol.28, No.3, p.418(1989) sait
- [11] Y.Tanaka, Y.Li, T.Takada et M.Ikeda, J.Phys.D: Appl. Phys., 29, (1995) UK
- [12] Amroun Nadia. Thèse de Magister, Juin 1991, USTHB, Alger



Influence des microcavités d'air sur la distribution du champ électrique dans l'isolation des câbles de haute tension.

A. Nouar *

Email : allalnouar@hotmail.com
Centre Universitaire Thelidji Omar
B.P 37G, Laghouat-03000- Algérie.

A. Boubakeur

Laboratoire de haute tension
Ecole Nationale Polytechnique
B.P 182, El-Harrach, Alger, Algérie

Résumé : Les microcavités sont des défauts inhérents à l'isolation en polymère des câbles de haute tension. Elles ont pour effet d'altérer les propriétés diélectriques du matériau. Elles sont le siège de décharges partielles pour des champs électriques relativement faible. Le présent travail a pour but de déterminer la distribution du champ électrique dans l'isolation d'un câble contenant des défauts. Le champ est déterminé par résolution de l'équation de Laplace en utilisant la méthode des différences finies. La définition de la zone d'influence de la microcavité a été développée. L'influence de la taille et de la position du défaut sur la valeur du champ a été étudié. La valeur du champ disruptif est déterminée.

Mots clés : câble, isolant, polyéthylène, microcavité, champ électrique, décharges partielles.

1. Introduction

Pour ces qualités thermiques, le polyéthylène réticulé chimiquement (PRC) est très utilisé dans l'isolation des câbles de haute tension. Cependant, les procédés de réticulation appliqués au polyéthylène pour l'obtention du PRC, conduisent tous à la formation de microcavités au sein du matériau [1,2]. Les tailles de ces

défauts varient de $1\mu\text{m}$ à $20\mu\text{m}$ et elles sont concentré dans la partie située aux trois quart de l'épaisseur de l'isolant du câble en partant de l'âme[2].

L'hétérogénéité du milieu diélectrique que présente la partie contenant les microcavités conduit à la distorsion des lignes du champ électrique au voisinage de ces défauts. Lorsque l'intensité du champ électrique à l'intérieur de la microcavité atteint la rigidité diélectrique du gaz, des décharges électriques partielles prennent naissance. L'amplitude de ces distorsions dépend des permittivités des deux milieux, de la forme de la microcavité et de sa position par rapport à l'âme du câble[3,4].

L'existence donc, inévitable de microcavités ou de mauvaise adhérence entre l'âme conductrice et l'isolant, constituent les principaux cas de défauts auxquels nous sommes intéressés.

Caractéristiques du câble 2.

	: 185 mm ² , Al 30/50 kV ;	Type
Rayon de l'âme		: 7,65 mm ;
Couche semi-conductrice sur l'âme		: 1,0 mm ;
Enveloppe isolante en PRC		: 11,3 mm ;
Couche semi-conductrice sur l'isolant		: 1,20 mm ;
Ecran métallique en fil de cuivre		: 0,8 mm ;
et ruban en cuivre		: 25x 0,1 mm ² ;
Gaine de protection en PVC		5,3 mm ;

Permittivité relative : 2,3.

3. Zone d'influence d'une microcavités

L'effet de la microcavité de permittivité ϵ_2 sur l'isolation de permittivité ϵ_1 est évalué en terme de perturbation du potentiel [5]. La valeur de cette perturbation est déterminée par la résolution de l'équation de Laplace dans le domaine contenant la microcavité, telle que :

$$(1) \nabla^2 V = 0$$

Si l'on suppose une microcavité de forme sphérique on remarque que son diamètre est incontestablement très faible devant l'épaisseur de l'isolant. Et delà, la perturbation qu'elle provoque sur le potentiel va s'étendre sur une zone très limitée. Par conséquent, il sera, plus commode de prendre un référentiel lié à la microcavité. Le système de coordonnées sphériques serait le plus approprié dans ce cas.

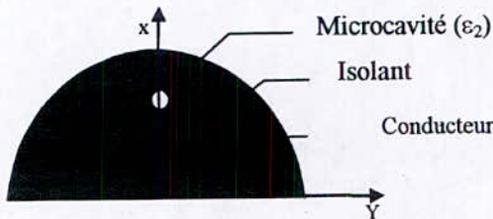


Fig. 1 - Une microcavité dans l'isolant d'un câble.

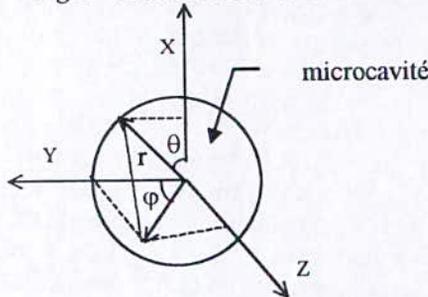


Fig. 2 - Le référentiel lié à la microcavité

La résolution de l'équation (1) fournit les expressions du potentiel V_1 dans l'isolant et V_2 dans la microcavité sphérique, comme suit :

$$(2) V_1 = -E_0 \left(1 + \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2\epsilon_1 + \epsilon_2} \cdot \frac{r_2^3}{r^3} \right) \cdot r \cos \theta$$

$$(3) V_2 = -E_0 \frac{3\epsilon_1}{2\epsilon_1 - \epsilon_2} \cdot r \cos \theta$$

Le champ dans la microcavité est donné par:

$$(4) E_2 = -\frac{\partial V_2}{\partial X} = E_0 \frac{3\epsilon_1}{2\epsilon_1 + \epsilon_2}$$

où : r_2 est le rayon de la microcavité, r est la position d'un point donné dans l'isolant par rapport au centre de la microcavité. E_0 est le

champ électrique dans l'isolant des points diélectriques donné par l'expression suivante :

$$(5) E_0 = \frac{V_0}{r} \frac{1}{\ln\left(\frac{Rt}{r_c}\right)}$$

où V_0 est la tension du conducteur, Rt est le rayon extérieur du câble, r_c est le rayon de l'âme conductrice et r est une position radiale donnée.

Le taux de la perturbation du potentiel due au défaut se trouve présentée dans l'équation (2) par le terme :

$$(6) \frac{\Delta V}{V_1} = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2\epsilon_1 + \epsilon_2} \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^3$$

Nous pouvons considérer que ce terme devient négligeable dès qu'il prend des valeurs égales ou inférieures à 10^{-3} . Mais, pour déterminer les limites radiales et horizontales de la zone de perturbation de la microcavité sur le potentiel dans l'isolant, on procède par considération des composantes radiale et tangentielle du champ électrique, soit :

$$(7) E_r = -\frac{\partial V}{\partial r} = E_0 \left(1 - \frac{2k}{r^3} r_2^3 \right) \cos \theta$$

et

$$(8) E_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = E_0 \left(1 + k \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^3 \right) \sin \theta$$

$$k = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2\epsilon_1 + \epsilon_2} \text{ avec :}$$

et finalement l'intensité du champ électrique dans l'isolant est donnée par la valeur résultante :

$$E = \sqrt{E_r^2 + E_\theta^2} =$$

$$(9) \left[1 + (4k^2 \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^6 - 4k \left(\frac{r_2}{r} \right)^3) \right. \\ \left. E_0 - k^2 \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^6 - 2k \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^3 \right) \cos^2 \theta \\ \left. + k^2 \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^6 + 2k \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^3 \right]^{1/2}$$

$$\text{soit : } E = E_0 [1 + \Delta E/E_0] \quad (10)$$

En négligeant les termes d'ordre 6 et en estimant le facteur évaluant le taux de la perturbation $\Delta E/E_0$ à 10^{-3} on obtient l'expression :

$$(11) \frac{r}{r_2} = 10 \left[2 \cdot \left(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2\epsilon_1 + \epsilon_2} \right) (1 - 3 \cdot \cos^2 \theta) \right]^{\frac{1}{3}}$$

Le PRC a une permittivité relative $\epsilon_1 = 2,3$ et celle de la microcavité d'air $\epsilon_2 = 1$. Pour déterminer l'espace d'influence de la microcavité on doit calculer la limite radiale pour laquelle l'angle $\theta = 0$ et d'où le rapport : $r/r_2 \approx 10$. Pour la limite horizontale, $\theta = \pi/2$ ce qui donne un rapport : $r/r_2 \approx 8$. Finalement, la zone d'influence où il peut y avoir une perturbation du potentiel appréciable, a un rayon d'environ dix fois le rayon de la microcavité. Cette zone représentera donc les limites du domaine de résolution de l'équation de Laplace et auquel sera appliquée la méthode des différences finies pour le calcul du champ électrique.

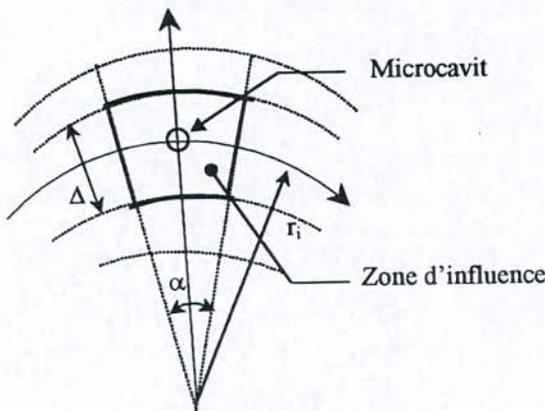


Fig. 3.- Zone d'influence d'une microcavité.

Les résultats de calcul nous ont permis de dégager les constatations suivantes.

- La distribution du champ est marquée par une discontinuité très marquée à l'interface entre la microcavité et l'isolant. Cela est dû à la différence des permittivités du défaut et de l'isolant. Nous remarquons également, que cette distorsion disparaît dès qu'on se trouve à une distance d'environ trois fois le diamètre de la microcavité (Figures 4 et 5). Cela montre que la zone d'influence que nous avons définie auparavant est un peu exagérée. Ce qui justifie encore une fois notre choix du système de repère centré au défaut.

- Pour une position donnée, on trouve que la variation du champ à l'intérieur de la microcavité varie peu en fonction du diamètre (figure 6). L'intervalle des dimensions des microcavités est pris de 1 à 20 μm .

- Part contre, la position de la microcavité influe considérablement sur la valeur du champ local. Nos calculs montrent que cette influence se traduit par une augmentation du champ local d'environ 40% par rapport à sa valeur obtenue dans le cas homogène. (figure 7).

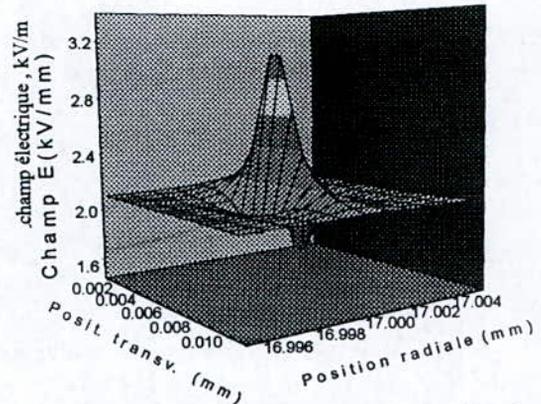


Fig. 4 - distribution du champ électrique

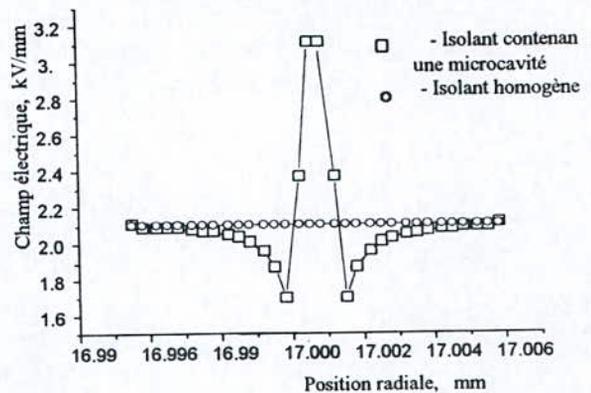


Fig. 5 - Distribution radiale du champ dans la zone d'une microcavité de 1 μm

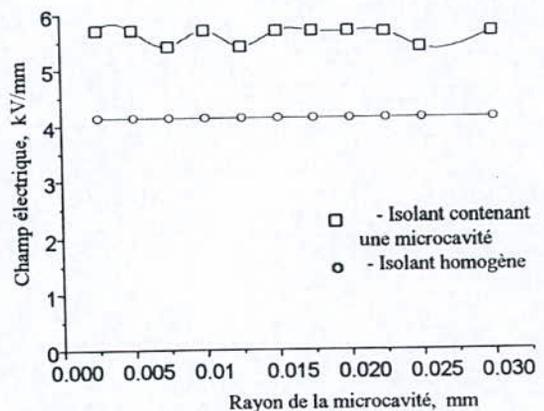


Fig. 6 - Valeur maximale du champ dans la microcavité en fonction de son rayon

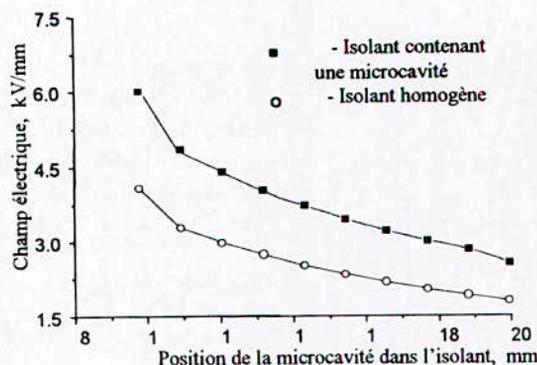


Fig. 7 - Valeur maximale du champ dans la microcavité en fonction de sa position

Valeur du champ disruptif 5.

Le champ critique de Paschen donnant la valeur minimale d'apparition des décharges électriques est donné par la formule approchée suivante [6]

$$E_{d0} = k \cdot p^{0.7} \cdot d^{-0.3} \text{ [kV/mm]} \quad (13)$$

Pour l'air $k \approx 8.10^{-3}$, P [mm.Hg] est la pression dans la microcavité, d [mm] est son diamètre.

Pour des pressions P et/ou des températures T différentes aux conditions normales (où $P_0 = 760$ mm.Hg et $T_0 = 20^\circ\text{C}$) et pour la gamme des pressions allant de 1 à 10 bar, on doit corriger la formule (13) en utilisant l'expression suivante [6]:

$$E_d = E_{d0} \cdot \left(\frac{p/p_0}{T/T_0} \right)^\alpha \quad (14)$$

avec $\alpha = 0,7 \div 0,8$

Nous prenons deux cas de figures correspondant à la température normale et à la température de service soit 90°C . les résultats de calcul sont donnés dans les tableaux 1 et 2.

Tableau 1 - $T = 20^\circ$ et $p = 1$ atm.

Diamètre de la microcavité (μm)	1	10	15	20
E_d (kV/mm)	6,60	3,31	2,93	2,67

Tableau 2 - $T = 90^\circ$ et $p = 1$ atm.

Diamètre de la microcavité (μm)	1	10	15	20
E_d (kV/mm)	7,35	3,69	3,26	2,99

Quand on compare les valeurs calculées des champs disruptifs pour différentes dimensions du défaut et les valeurs déduites du graphe de la figure 6 pour les mêmes dimension on constate que :

l'intensité du champ électrique à l'intérieur de la microcavité pour les diamètres $d \leq 1 \mu\text{m}$, n'atteint jamais la valeur du champ disruptif, quelles que soient sa position et les conditions de service. Par contre les microcavités de diamètre supérieur à $20 \mu\text{m}$ le champ y est toujours supérieur au champ disruptif quelles que soient sa position et les conditions de fonctionnement du câble.

Conclusion 6.

La zone de perturbation du potentiel que provoque les microcavités de taille allant de $1 \mu\text{m}$ à $20 \mu\text{m}$ a un diamètre égal à trois fois le diamètre du défaut. Dans cette zone le champ est localement plus intense à l'intérieur de la microcavité. Les microcavité de $1 \mu\text{m}$ ne peuvent jamais être une source de décharges ce qui est en accord avec [1]. Conformément à la loi de Paschen, les défauts de tailles supérieures à $20 \mu\text{m}$ sont toujours le siège de décharge électrique partielle.

Références 7.

- [1] S. Kageama, M. Ono and S. Chabata « Microvoids in crosslinked polyethylene insulated cables » IEEE Trans. On Power Appar. and Syst., vol. Pas-94, no. 4, July/August 1975.
- [2] B. Yoda, K. Muraki « Development of crosslinked polyethylene insulated power cables » IEEE Power Engineering Society Conference, may 25 1972.
- [3] M. Guibadj, A. Nouar, I.k. Iafkaier et A. Boubakeur « Etude par simulation du phénomène d'apparition des décharges partielles dans l'isolation des câbles de haute tension » 1^{re} EEEEC, pp. 74-77, Laghouat 06-08 novembre 2000.
- [4] A. Nouar « Etude numérique de l'influence des cavités gazeuses et d'eau sur la distribution du champ, de la pression électromécanique et des pertes diélectriques dans l'isolation des câbles de haute tension » thèse de magister, ENP Alger 1999.
- [5] R. Philippe « Matériaux en électrotechnique » Traité d'électricité, vol.II, édition Presse Romande, Lausanne 1989.
- [6] D. Kind, H. Kärner « High-voltage Insulation Technology » Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig Germany 1985



ETUDE DU COMPORTEMENT A LONG TERME DE FILMS DE POLYETHYLENE VIEILLIS THERMIQUEMENT

A. MEDJDOUB & N. ROUHA

Laboratoire de génie électrique, Université A. MIRA de Béjaïa

E-mail: a_medjdoub@yahoo.fr & n_rouha@yahoo.fr

Résumé

Le présent article a pour but l'étude du comportement à long terme des matériaux isolants solides soumis à l'action de la contrainte thermique. Dans cette investigation nos essais se portent sur des films de PE vieillis thermiquement à trois niveaux de températures, conformément aux recommandations de la C.E.I. Nous avons abordé ce travail par deux aspects, le premier est relatif à l'aspect de vieillissement que subissent à long terme les matériaux sous l'effet de la contrainte thermique, le second présente un modèle permettant l'estimation de la durée de vie du matériau en question.

1-INTRODUCTION

Le câble isolé au papier imprégné d'huile minérale ne pouvait longtemps suffire aux besoins de l'industrie, car par nature, il est sujet à un phénomène de contraction et de dilatation sous l'effet des cycles de chauffage et de refroidissement qu'il subit au cours de son exploitation. Ce phénomène est dû à la grande différence des coefficients de dilatation des matériaux qui le constituent, d'une part, et de la matière d'imprégnation, d'autre part. Dans le souci de répondre aux exigences des utilisateurs de câbles isolés, en terme d'un service de longue durée sans défaillance, les industries chimiques ont développé des matériaux synthétiques offrant à ces câbles une capacité de transport plus importante que celles des câbles isolés au papier imprégné.

Pour pouvoir estimer la durée de vie d'un matériau, il faut établir une relation du type $C = f(t)$, où C est la contrainte appliquée et t est la durée de vie attendue.

Pratiquement, l'établissement de cette relation passe par la détermination de la relation $P = f(t)$ décrivant la variation de la propriété P du matériau en fonction du temps et ce pour trois

valeurs de la contrainte appliquée. Dans ce travail C représente la contrainte thermique T appliquée et P est prise comme la tension disruptive V sous tension alternative 50 Hz. On obtient ainsi la relation $T = f(t)$ relative à la valeur V_0 dite critère de fin de vie, qui est la valeur minimale admissible pour un service satisfaisant, correspondant à la perte de 50% des caractéristiques initiales du matériau considéré.

Ainsi, le vieillissement thermique peut être caractérisé par une loi du type Arrhenius qui s'exprime par la relation: $\ln(t) = A/T + B$. Où T est la contrainte thermique, t est durée de vie du matériau à la température T et A et B sont des constantes.

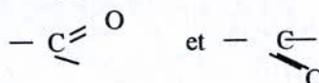
La durée réglementaire minimale assignée à ces essais est de 5000h [1]. Dans le souci d'économie de temps à louer, certains chercheurs se sont penchés sur des méthodes de vieillissement très accéléré (VTA), réduisant le temps de vieillissement à 500 h, soit une division de temps par 10 [2,3,4].

Les motivations d'une telle investigation peuvent être justifiées par le fait que la relation $C = f(t)$ ne présenterait aucun intérêt si l'on devait, pour l'établir, attendre les durées souhaitées pour la vie d'un matériel. Ici interviennent les mérites et les risques de l'extrapolation.

2-Techniques expérimentales

Nos essais de vieillissement sont réalisés sur des films de polyéthylène de dimensions $350 \times 250 \times 0,21 \text{ mm}^3$.

Le spectre d'analyse spectrométrique UV entre 190 et 400 μm de l'échantillon micronisé du PE utilisé (figure 2) dénote l'oxydation à faible taux de celui-ci par la présence des liaisons à base d'oxygène du type :



correspondant au pic 5. Le pic 6 dénote la présence de molécules cycliques du type benzène ou phénol, confirmant l'existence d'antioxydant qui agissent essentiellement sur les radicaux du type PO_2 .

Le pic 7 indique l'existence d'une doubles liaisons électroniques entre les atomes de carbone et la couleur verdâtre de l'échantillon révèle l'existence d'un pigment utilisé contre l'attaque des rayons ultraviolets [6].

Pour pouvoir suivre le processus de vieillissement thermique du PE présenté, nous avons adopté le modèle de laboratoire qui consiste à faire vieillir thermiquement les films de PE dans une étuve à différentes températures (60,80 et 100°C) pendant des durées variables à raison d'un pas de 50 h. A chaque pas, un prélèvement de 5 films vieillis dans les mêmes conditions est effectué. Ces films sont ensuite relaxés pendant une durée de 24 h, puis soumis aux essais et aux mesures électriques.

Les mesures de la tension de claquage sont effectuées au moyen du dispositif d'essai de la figure 1.

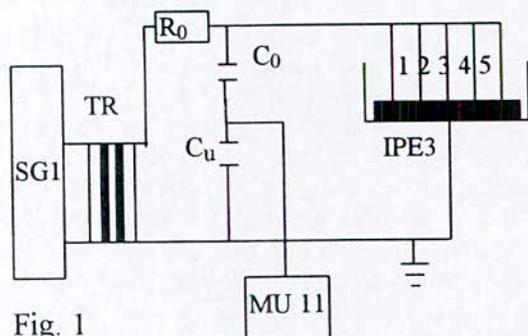


Fig. 1

SG1 : Appareil de commande automatique et manuel du transformateur HT.

Tr : Transformateur HT

C_0 : Capacité HT ($C_0 = 0.1 \text{ nF}$)

C_u : Capacité BT ($C_u = 707 \text{ pF}$)

R_0 : Résistance d'affaiblissement ($R_0 = 106 \text{ k}\Omega$)

MU11 : Voltmètre de crête (Ucr) AC / DC

IPE3: Système d'électrodes.

Les essais de claquage électrique sont effectués sur 4 échantillons vieillis dans les mêmes conditions. Les 5 électrodes de la cellule sont connectées l'une après l'autre à la borne HT en imposant une rampe de tension $dU/dt = 2 \text{ kV/s}$ jusqu'à la rupture diélectrique de l'isolant. Le cinquième échantillon est utilisé pour les mesures du facteur de perte diélectrique $Tg\alpha$ et de la capacité du matériau C_x au moyen du pont

de Schering sous une tension alternative de 100 V à 50 Hz.

3- Résultats et discussions

Avant d'analyser nos résultats, nous avons vérifié que la distribution des points expérimentaux suit une loi normale conformément au théorème de A. Liapounov [7]. Les courbes de la tension disruptive relatives aux trois températures de vieillissement (figure 3) présentent une légère décroissance, ce qui est théoriquement prévisible [8]. Il semble que l'antioxydant, dont l'existence a été révélée par l'analyse UV s'est montré efficace dans le cas des températures de 60 et 80°C et s'est légèrement altéré à la fin du cycle de 100 °C, ce qui expliquerait la courbure prononcée du vieillissement à 100 °C.

La figure 4 présente l'évolution de la capacité C_x en fonction du temps de vieillissement thermique pour les trois températures étudiées. On remarque que la capacité augmente légèrement dans le cas du vieillissement à 60 et 80 °C. L'antioxydant étant performant pour ces températures et pour toute la durée du cycle, son action stabilisante atténue l'augmentation de la capacité. Pour la température de 100°C, elle présente une décroissance prononcée de la capacité. Cela est explicable par la proximité de cette température du point de fusion du PE qui se situe entre 105 et 110 °C [8].

La figure 5 illustre l'évolution du facteur de pertes diélectrique en fonction du temps de vieillissement thermique. Les courbes relatives au vieillissement thermique à 100 et 80 °C montrent une chute brutale de $Tg\delta$ pendant les premières heures; Il y a donc amélioration du matériau. Cela s'explique par l'élimination des différents additifs polaires: les adjuvants, les charges et les pigments dont l'existence affecte $Tg\delta$ et la réticulation thermique. Le PE ayant, à l'état pure, un facteur de dissipation voisin de celui atteint au bout de 100 heures de vieillissement [8].

Au-delà de 100 heures le matériau n'évolue plus: il entre dans la zone de stabilité mettant en évidence l'efficacité du matériau.

La courbe de vieillissement à 60 °C, quant à elle, présente une singularité dans son évolution par rapport aux deux courbes précédentes: le facteur de dissipation croit dans un premier temps jusqu'à atteindre une valeur maximale avant de chuter brutalement et suivre un cheminement analogue à celui pris par les deux autres courbes. Ce comportement pourrait s'expliquer par le fait qu'à 60 °C les échantillons ont amorcé un processus d'oxydation et de formation de carbonyles polaires, pour lesquels l'antioxydant

s'est révélé impuissant jusqu'à 200 heures de vieillissement. Celui-ci retrouve ses propriétés immédiatement après. Il s'agit là d'une caractéristique propre aux conditions expérimentales et au films de polyéthylène utilisés.

4- Modèle de vie

Etudier le comportement à long terme des films de PE utilisés revient à établir la loi donnant l'évolution d'une des propriétés électriques du matériau conformément à la relation d'Arrhenius donnée par l'équation (1) [9].

$$\ln(t) = A/T + B. \quad (1)$$

Cette loi consiste à définir le temps nécessaire pour obtenir un état de dégradation, correspondant à la contrainte de température T °C imposée.

Les caractéristiques de la tension disruptive en fonction du temps de claquage pour les trois températures de vieillissement sont extrapolées de telle sorte à pouvoir délimiter les temps pour lesquels elles atteignent 50% de leur valeurs initiales figure 6. La courbe de la figure 7 permet de déterminer les constantes A et B de la relation (1), tels que :

$$A = Tg\theta = 1245 \quad \text{et} \quad B = 3,3$$

D'où la relation (2) de durée de vie du PE utilisé :

$$\ln(t) = 1245/T + 3,3 \quad (2)$$

Dans la limite des températures utilisées dans nos essais nous pouvons lire directement sur la figure 7 la valeur du temps nécessaire pour atteindre le critère de fin de vie de notre matériau.

5- Conclusion

Le travail présenté permet de constater l'amélioration du facteur de pertes diélectriques et de la capacité du matériau pour des temps de vieillissement supérieurs à 100 h sous les deux contraintes températures de 60 et 80 °C. Cependant, le vieillissement à 100 °C conduit à une dégradation des propriétés diélectriques du matériau, vu que cette température soit proche du point de fusion du polyéthylène.

La température 80 °C, quant à elle, permet une amélioration des propriétés diélectriques du matériau, car voisine de la température de transition vitreuse du PE.

L'amélioration des propriétés diélectriques de l'isolant, due au vieillissement thermique, pourrait être interprétée par ceci :

- la réticulation thermique provoque un renforcement des liaisons macromoléculaires et de la structure cristalline, et par voie de conséquence, une grande résistance à l'oxydation.
 - la migration des additifs par évaporation progressive du fait qu'ils sont moins résistants à la température que l'isolant lui-même, et d'autant plus grande que le temps de vieillissement thermique est long. Ceci permet au polyéthylène de recouvrir ses propriétés diélectriques intrinsèques.
 - A la température de 80 °C, un réarrangement maximum des chaînes moléculaires des zones amorphes du polymère pourrait être provoqué, lui conférant une structure plus cristalline et le rendant plus résistant à l'oxydation. Cet effet combiné avec une migration à un stade avancé, de différents additifs font que le matériau soit plus rigide électriquement.
- Enfin, en exploitant la relation d'Arrhenius nous avons établi la relation ainsi que le graphe donnant le critère de durée de vie du PE utilisé.

Bibliographie:

- [1]: Publication CEI 216, " Guide pour la détermination des propriétés d'endurance thermiques des matériaux isolants électriques".
- [2]: Document CEI 15b 76, " Report on rapid thermal endurance tests based on analytical methods", Janvier 1982.
- [3]: G. Stevens, B. Fallou, A. Day, " Méthodes complémentaires aux essais d'endurance thermique des matériaux isolants", rapport 15-05, CIGRE 1982.
- [4]: P. Paloniemi, " theory of equalization of thermal ageing processes of electrical insulation materials in thermal endurance tests".
- [5]: V. Montsinger, " loading transformers by temperature", AIEE. Trans.49, 1930.
- [6]: J. Verdu, " vieillissement des plastiques ", EYROLLES, 1984.
- [7]: R. Fournier, " les isolants en électrotechnique", EYROLLES 1990.
- [8]: B. Fallou, " Comportement spécifique des matériaux isolants solides soumis à diverses contraintes", RGE 1985.

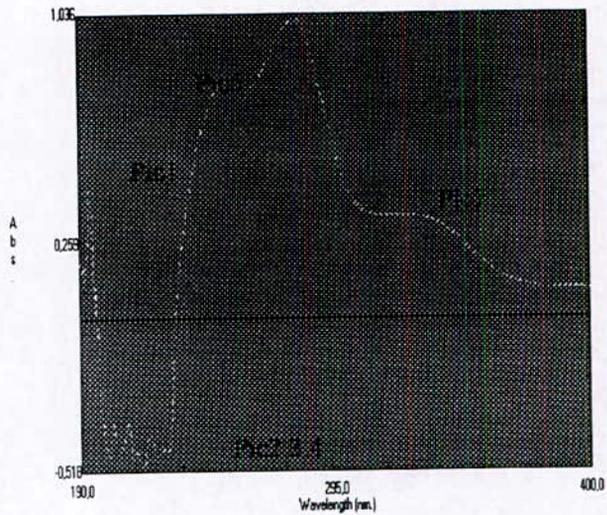


Fig. 2: Spectre d'analyse UV de l'échantillon de PE

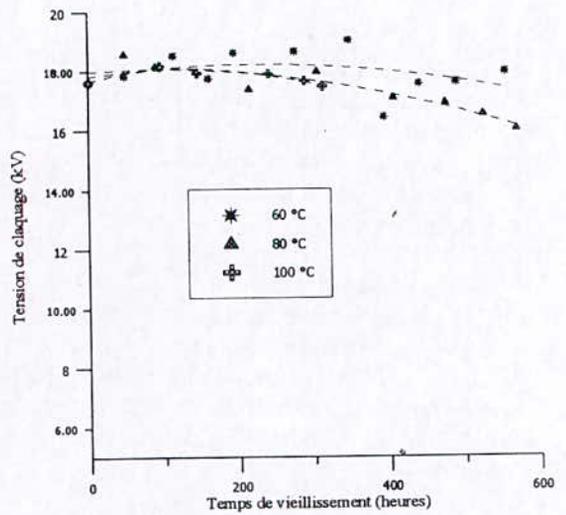


Fig.3: Tension de claquage

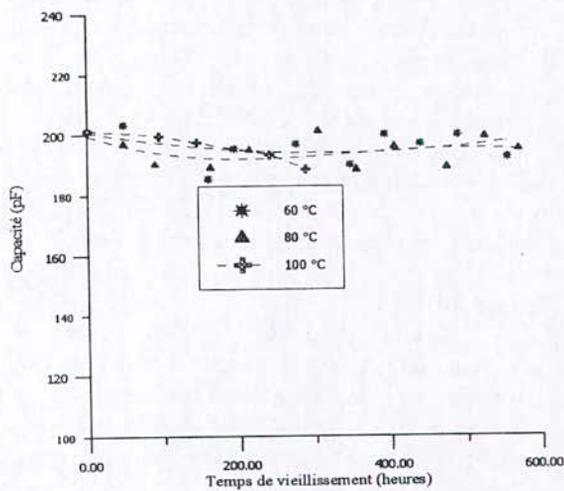


Fig.4: Capacité en fonction du temps de vieillissement

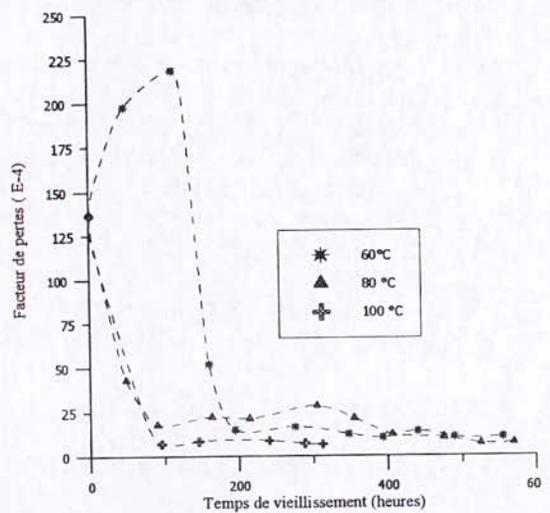


Fig.5: Tgδ en fonction du temps de vieillissement

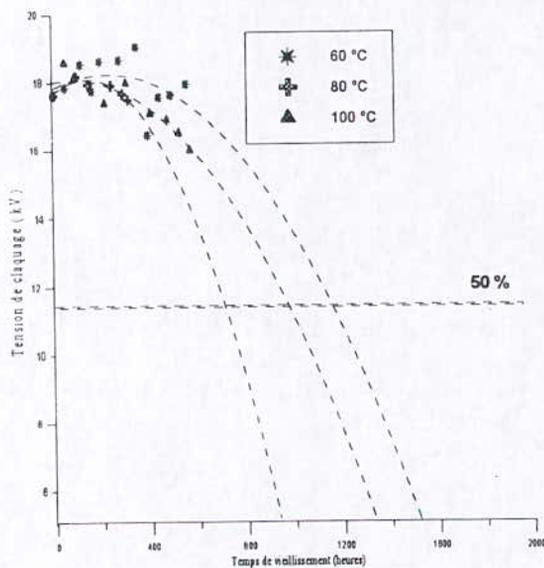


Fig.6: Extrapolation des courbes de claquage

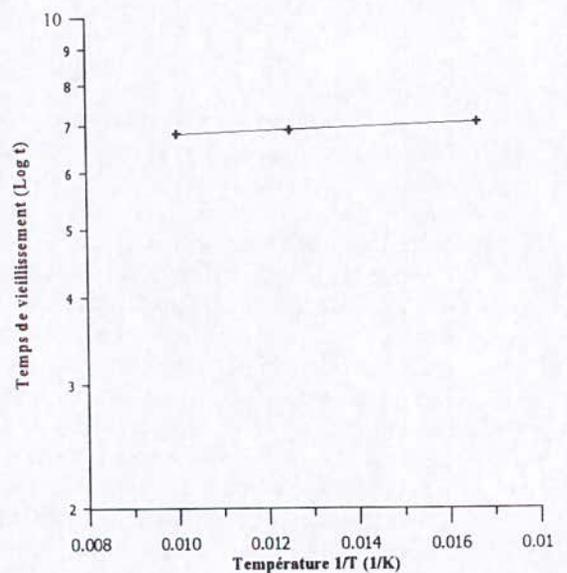


Fig.7: Courbe de durée de vie

INFLUENCE DES VIEILLISSEMENTS THERMIQUE ET ELECTRIQUE SUR L'EVOLUTION DES ARBORESCENCES ELECTRIQUES.

N. Rouha - A. Medjdoub

Laboratoire de Génie Electrique de Béjaïa, Université A. Mira de Béjaïa Algerie

E-mail: n_rouha@yahoo.fr & a_medjdoub@yahoo.fr

Résumé:

Ce travail consiste en l'étude de l'influence des vieillissements thermique et électrique sur la formation et la propagation des arborescences électriques développées dans l'éthylène - propylène - diène - monomère (EPDM) utilisé dans l'isolation des câbles de transport d'énergie électrique. Nous avons mis en évidence l'influence de ces contraintes sur la tension seuil d'apparition des décharges partielles, la cinétique de propagation des arborescences électriques, le facteur de pertes diélectriques et la capacité du matériau.

Introduction

Les diélectriques solides, utilisés dans les isolations en haute tension, présentent toujours des impuretés et des défauts microscopiques, malgré les précautions prises lors de leur mise en œuvre. Ces impuretés provoquent une distorsion et une concentration locale du champ électrique. Ceci peut entraîner la dégradation de l'isolation par le mécanisme d'arborescence pouvant aller jusqu'à la perforation complète de l'isolation [1, 2, 3].

L'arborescence est une forme de dégradation qui se manifeste par l'apparition de canaux ou cavités microscopiques dont l'évolution conduit inéluctablement au claquage. Son apparition affecte considérablement la durée de vie de ces isolants même soumis à des gradients de services modérés.

La formation d'une arborescence électrique peut être initiée par des avalanches électroniques causées par la libération des électrons sous l'effet combiné de la charge d'espace et du champ électrique brisant ainsi les liaisons chimiques de l'isolant[4,5]. L'action des décharges partielles provoque une élévation locale de la température, donc la possibilité d'une dégradation thermique locale du matériau.

Notre étude consiste à effectuer des mesures optiques et électriques donnant lieu à des observations comparatives de l'influence que

pourraient avoir les contraintes thermique et électrique sur le phénomène des arborescences électriques, en particulier sur la tension seuil d'apparition des décharges partielles dans le cas de l'EPDM utilisé dans les câbles de transport d'énergie électrique.

Pour ce faire, nous avons adopté un modèle de laboratoire consistant à développer une arborescence électrique à l'extrémité de la pointe de l'électrode haute tension de rayon de courbure de 8 μm faisant face à un plan circulaire de 4,5 cm de diamètre mis à la terre de sorte à réaliser un système d'électrodes de géométrie pointe plan.

Techniques expérimentales

Des échantillons d'EPDM sont vieillis à une température de 100 °C pendant 40, 60 et 100 h. Ce traitement est suivi d'un vieillissement électrique en géométrie pointe- plan. Les essais sont réalisés sous paliers de tension alternative / 50 Hz, appliquée à l'électrode pointe de rayon de courbure de 8 μm et pour une distance interélectrodes de 3mm.

Après vieillissement, la mesure de la tension seuil d'apparition des décharges partielles se fait en augmentant linéairement la tension alternative jusqu'à l'apparition d'une décharge partielle (figure1).

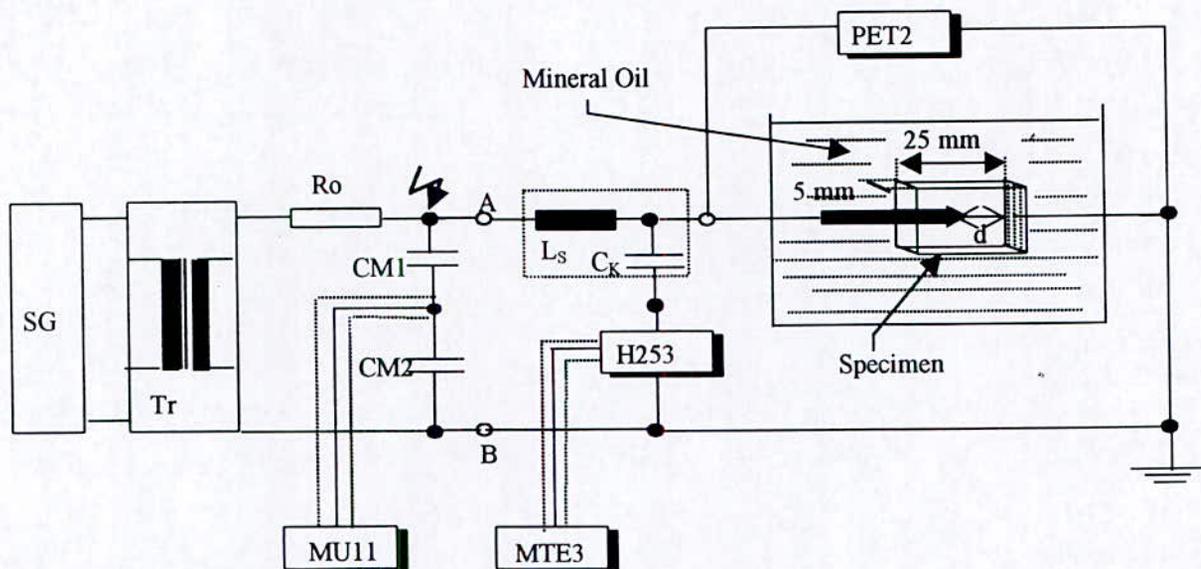


Figure 1: Dispositif de mesure

La longueur de l'arborescence s'effectue par observation au microscope optique de fines lamelles d'EPDM. Les longueurs sont tolérées à $\pm 0,5 \cdot 10^{-7}$ m.

Les mesures du facteur de pertes diélectriques $Tg\alpha$ et de la capacité de l'isolant Cx sont réalisées à l'aide du pont de SCHERING.

Résultats et discussions

La tension appliquée est élevée plus la tension seuil des DP diminue. Cela pourrait s'expliquer par le report du champ électrique à la pointe du filament; en supposant que la résistivité des parois est faible augmentant ainsi la tension disponible et diminuant la distance interélectrode, ce qui revient à intensifier le champ local et par là, progresser l'arborescence d'où une tension seuil affaiblie.

Les caractéristiques représentant la cinétique de propagation de l'arborescence sont illustrées à la figure 3. Les courbes relatives aux différentes tensions d'essais (10, 15 et 20 kV) présentent des phases d'évolutions différentes pouvant être corrélées avec l'évolution de la tension seuil des décharges partielles. En effet, pour des tensions élevées supérieures à 15 kV les tensions seuil sont faibles et des arborescences de types branches se produisent. Pour des tensions inférieures à 15 kV les tensions seuil sont plus importantes et des arborescences de forme buisson ont été observées. La phase de remontée de la tension seuil correspondrait à une extinction des décharges partielles et à une transition de la forme buisson à la forme

Les courbes représentant l'évolution de la tension seuil d'apparition des décharges partielles en fonction du temps de vieillissement électrique sont données à la figure 2. En effet nous avons montré que plus la ten

branche donnant une forme buisson branche de l'arborescence.

Les courbes représentant l'évolution du facteur de pertes diélectriques en fonction du temps de vieillissement électrique sont illustrées à la figure 4. Nous remarquons que plus la tension est élevée, plus le facteur de pertes est important. Toutefois, ces variations présentent un minimum traduisant une nette amélioration du caractère diélectrique du matériau au début du vieillissement électrique, avant d'afficher une dégradation croissante en tendant vers le claquage.

L'évolution de la capacité Cx du matériau en fonction du temps de vieillissement électrique (figure 5), montre que plus la tension appliquée est élevée plus la capacité Cx du matériau diminue, traduisant ainsi une altération des propriétés isolantes du matériau. Quant à l'influence du vieillissement thermique de courte durée < 100 h, nous avons obtenu une amélioration du caractère diélectrique du matériau pour tous les facteurs considérés (tension seuil d'apparition des décharges partielles, la longueur des arborescences, de la capacité et du facteur de pertes diélectrique).

Cette amélioration des propriétés diélectrique du matériau, du au vieillissement thermique, pourrait être expliquer par :

L'activation des résidus d'agents de réticulation provoquée par l'élévation de la température, la perte de plastifiants qui présentent une faible rigidité diélectrique et l'augmentation de la température qui pourrait provoquer un réarrangement des chaînes moléculaires des zones amorphe du polymère, lui conférant une structure semi-cristalline le rendant plus rigide.

Conclusion

Les résultats expérimentaux obtenus sont en bon accord avec ceux de la littérature, ils nous permettent de tirer les conclusions suivantes : Plus la tension appliquée est élevée et le temps de vieillissement électrique long, plus la tension seuil d'apparition des décharges partielles et la capacité de l'isolant sont faibles, plus rapide est la propagation de l'arborescence électrique et plus grand est le facteur de pertes diélectrique. L'exposition du matériau à un vieillissement thermique pendant de courte durée améliore les caractéristiques diélectriques du matériau. Cette étude pourrait être complétée en considérant plusieurs températures de vieillissement à des temps plus longs pour

marquer l'influence du vieillissement thermique à long terme sur les propriétés du matériau.

REFERENCES

- [1]: R. Fournie - les isolants en électrotechnique, Eyrolles, 1990.
- [2]: N. Rouha, D. Bergheul, N. Hammoum - Influence des paramètres physiques sur l'évolution du phénomène d'arborescence électrique dans l'EPDM, CNHT 97, Tizi-Ouzou, Algerie
- [3]: M. Ieda, M. Nawata - Influence of polymer morphology on treeing breakdown phenomena, 4 th ISH, Athenes, 1983.
- [4]: T. Okamoto, T. Tanaka - Detection of non destructive pulse current in polyethylene prior to its dielectric breakdown , IEEE. Trans. Elec. Insul., Vol. EI-20, N°3, june, 1985.
- [5]: G. Jiang, J. B. Kuang - Critical parameters of electrical trees formation in polyethylene, IEEE, elec. Insul. Dielec. Phenom., october, 1996.

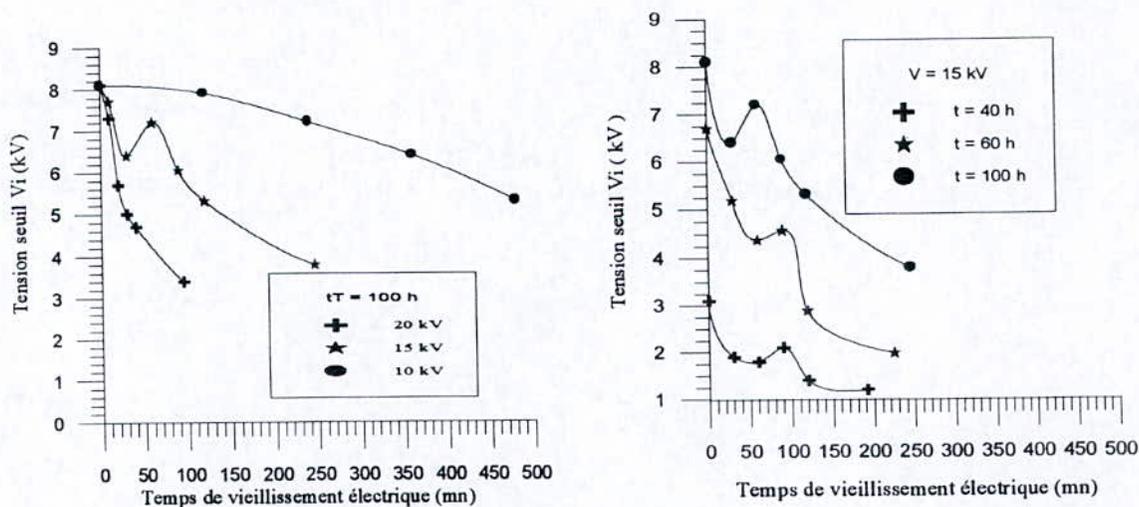


Fig.2: Variation de la tension seuil en fonction du temps de vieillissement électrique

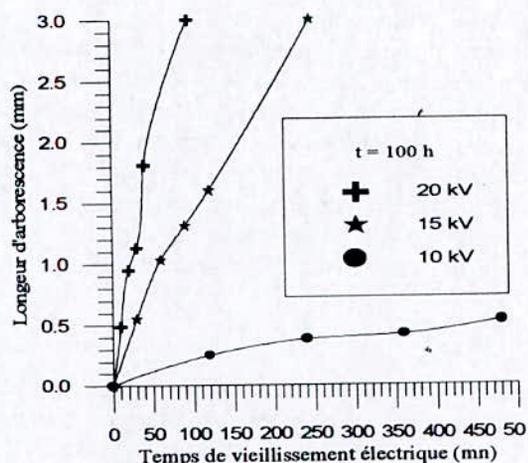
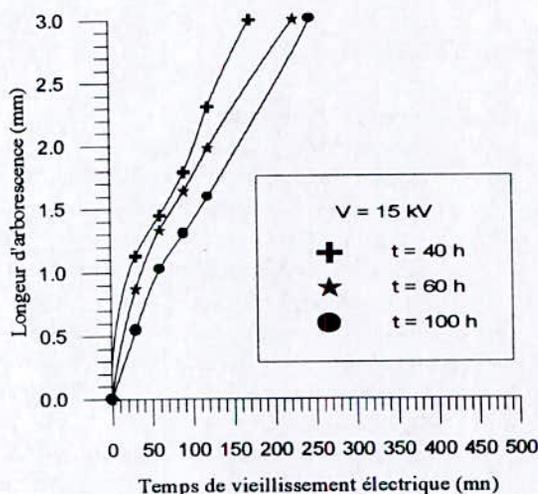


Fig.3: Variation de la longueur des arborescences en fonction du temps de vieillissement

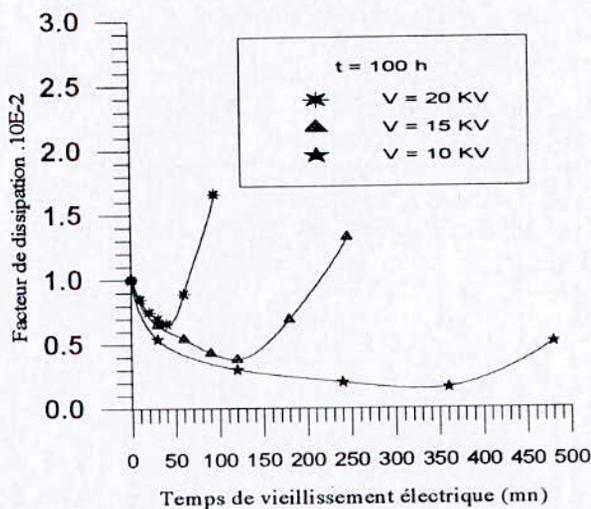
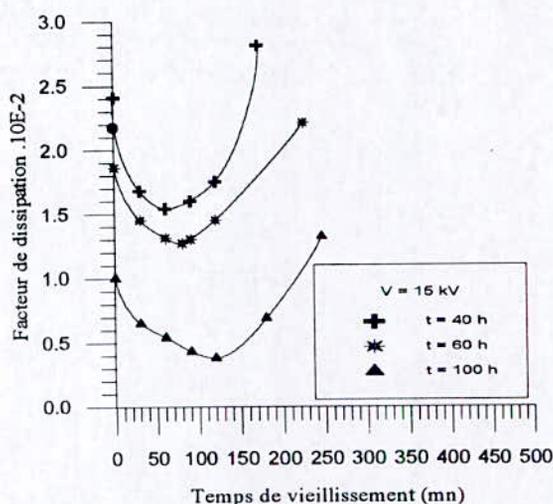


Fig.4: Variation du facteur de pertes diélectriques en fonction du temps de vieillissement électrique

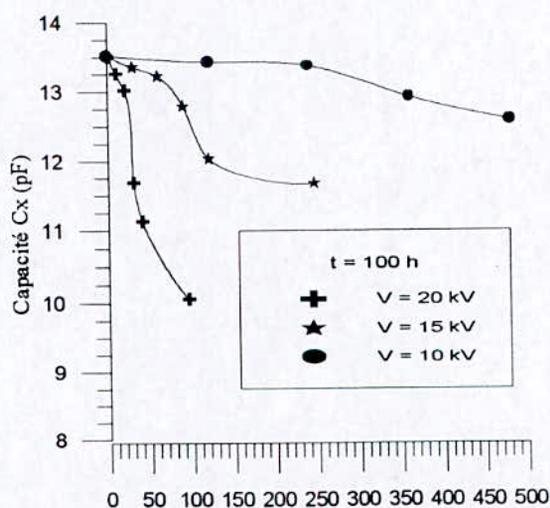
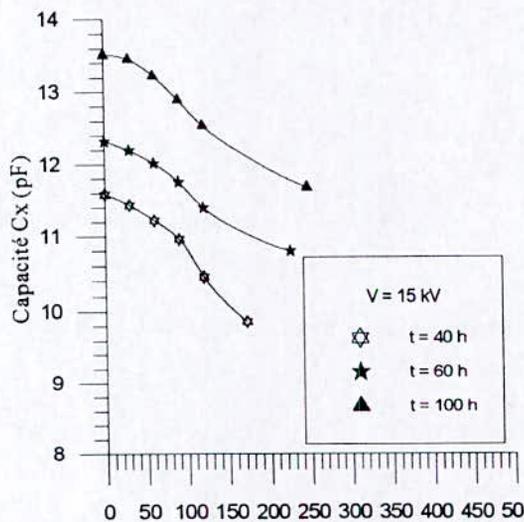


Fig.5: Variation de la capacité en fonction du temps de vieillissement électrique

Etude des contraintes électriques dans un transformateur haute tension par la méthode des éléments finis

H.MOHELLEBI*, B.EL-KECHAI et M.AOUS

Département d'électrotechnique, F.S.I, Université de Tizi-Ouzou, BP 17 RP, ALGERI

RESUME

Dans le présent papier une modélisation numérique du champ électrodynamique 2D cartésien est présentée. La méthode des éléments finis est utilisée pour résoudre le problème en équations aux dérivées partielles (EDP) en terme de champ électriques transitoires.

Un programme de calcul par éléments finis (EF) est mis en œuvre sous environnement MATLAB pour l'analyse des phénomènes électriques transitoires.

L'application considérée est un transformateur HT comportant une huile minérale d'isolation, qui est la Borak22 régénérée.

La confrontation des résultats numériques obtenus à ceux fournis par l'expérimentation sont en bonne concordance.

ABSTRACT

In this paper a numerical modeling of 2D electrodynamic field is presented. The finite element method is used for solving partial differential equation (PDE) with electrodynamic hypotheses in Cartesian coordinates.

In this fact a FE program is released and applied for HV transformer with mineral regenerated oil used for cooling and insulation.

The results obtained show the good agreement to those given in experiment.

I INTRODUCTION

L'évolution de la technologie amène l'ingénieur à réaliser des projets de plus en plus complexes et coûteux [1].

Pour dominer ces projets, l'utilisation des méthodes numériques pour la modélisation des dispositifs électromagnétiques est une option incontournable au vu des avantages qu'elles présentent car elles tiennent compte de la non linéarité des problèmes et des géométries complexes [2].

Le programme de calcul utilisé sera mis en œuvre pour l'étude des contraintes électriques d'un transformateur HT comportant une huile minérale de refroidissement et d'isolation régénérée. Le problème physique est résolu en régime transitoire par la considération de l'équation parabolique en terme de champ électrique \vec{E} en coordonnées cartésiennes dans le plan $[x,y]$.

II EQUATION ELECTRODYNAMIQUE 2D

II.1 Equations de Maxwell

Les phénomènes électromagnétiques traduisant le comportement des champs électriques et magnétiques, sont régis par les équations de Maxwell suivantes [4] :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4)$$

Les vecteurs \vec{D} , \vec{E} , \vec{H} et \vec{B} sont respectivement le vecteur déplacement, le champ électrique, champ magnétique et induction magnétique.

\vec{J} est la densité de courant de conduction et ρ la densité de charges.

II.2 Relations du milieu et loi d'Ohm

Aux équations de Maxwell précédentes sont associées les lois du milieu et la loi d'Ohm [3,5] :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (5)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (6)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (7)$$

$$\mu : \text{perméabilité magnétique.} \quad [\text{H/m}]$$

$$\epsilon : \text{permittivité diélectrique.} \quad [\text{F/m}]$$

$$\sigma : \text{conductivité électrique.} \quad [\Omega \cdot \text{m}]^{-1}$$

II.3 Equation électrodynamique 2D

Dans le cas électrodynamique la forme EDP des phénomènes électriques se déduit par la combinaison des équations ci-dessous [6] :

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

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} \quad (9)$$

En considérant l'équation (5) et la loi d'Ohm, l'expression de la densité de courant aura la forme :

$$\vec{J} = -\sigma \vec{\nabla} V + \sigma \vec{E} \quad (10)$$

V : Potentiel électrique scalaire.

Ainsi la combinaison des équations (5), (8), (9) et (10) conduit à l'équation électrodynamique en terme de champ électrique avec le terme source suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{E} \right) + \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{\nabla} V}{\partial t} \quad (11)$$

La résolution de l'équation (11), permet de mettre en évidence la répartition du champ électrique.

III METHODE DES ELEMENTS FINIS

L'application de la méthode des éléments finis à la résolution de l'équation électrodynamique (11) consiste à utiliser une formulation intégrale pour transformer la forme différentielle des équations aux dérivées partielles en un système algébrique qu'on résout avec des méthodes de résolutions directes ou itératives [3].

III.1 Formulation intégrale

La formulation intégrale utilisée est la formulation projective de Galerkin [1,3], à laquelle est appliquée l'équation électrodynamique (11) en hypothèse 2D cartésien donne :

$$\iint_{\Omega} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \mu \sigma \frac{\partial E}{\partial t} \right) \Psi_i d\Omega = -\iint_{\Omega} \mu \frac{\partial J_{sz}}{\partial t} \Psi_i d\Omega \quad (12)$$

Avec : $\vec{E}(0,0,E_z)$ et $\vec{J} = (0,0,J_{sz})$.

$E(x,y)$: fonction inconnue.

Ψ_i : fonction de projection.

III.2 Approximation de la fonction inconnue

La fonction inconnue $E(x,y)$ dans le cas d'une approximation nodale est donnée par la composante du champ suivant la direction z correspondant :

$$E(x,y) = \sum_{i=1}^n \alpha_i(x,y) E_i \quad (13)$$

$\alpha_i(x,y)$: fonction de forme au nœud i du domaine

E_i : champ électrique au nœud i du domaine.

III.3 Système algébrique

Les formes intégrales élémentaires sont transformées en expressions matricielles élémentaires en utilisant la relation (13) et le théorème de Green [3,6].

$$\begin{aligned} & -\iint_{\Omega} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} + \frac{\partial E}{\partial y} \frac{\partial \Psi_i}{\partial y} \right) dx dy + \int_{\Gamma} \frac{\partial E}{\partial n} \Psi_i d\Gamma \\ & + \iint_{\Omega} \mu \sigma \frac{\partial E}{\partial t} \Psi_i dx dy = -\iint_{\Omega} \mu \frac{\partial J_{sz}}{\partial t} \Psi_i dx dy \end{aligned} \quad (14)$$

La considération de conditions aux limites de type Dirichlet ou Newmann homogène permet de déduire :

$$\begin{aligned} & -\iint_{\Omega} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} + \frac{\partial E}{\partial y} \frac{\partial \Psi_i}{\partial y} \right) dx dy + \iint_{\Omega} \mu \sigma \frac{\partial E}{\partial t} \Psi_i dx dy \\ & = -\iint_{\Omega} \mu \frac{\partial J_{sz}}{\partial t} \Psi_i dx dy \end{aligned} \quad (15)$$

L'introduction de l'équation (13) permet de définir un problème discret et l'équation (15) sera alors vérifiée en chaque point du domaine de résolution par éléments finis ce qui permet d'aboutir au système matriciel suivant :

$$[M + N] \{E^{t+1}\} - [P] \{E^t\} - \{F^t\} = 0 \quad (16)$$

$\{E\}$: vecteur des inconnues du domaine d'étude.

$\{F\}$: vecteur représentant le terme source.

Les éléments des matrices $[M]$, $[N]$ et $[P]$ et ceux du vecteur $\{F\}$ sont donnés par :

$$M_{ij} = -\iint_{\Omega} \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \frac{\partial \Psi_j}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \frac{\partial \Psi_j}{\partial y} \right) dx dy \quad (17)$$

$$N_{ij} = P_{ij} = \iint_{\Omega} \frac{\mu \sigma}{\Delta t} \alpha_i \Psi_j dx dy \quad (18)$$

$$F_i = -\iint_{\Omega} \mu \frac{\partial J_{sz}}{\partial t} \Psi_i dx dy \quad (19)$$

III.4 Description de l'organigramme

Le code de calcul par éléments finis s'exécute selon l'organigramme suivant [3] :

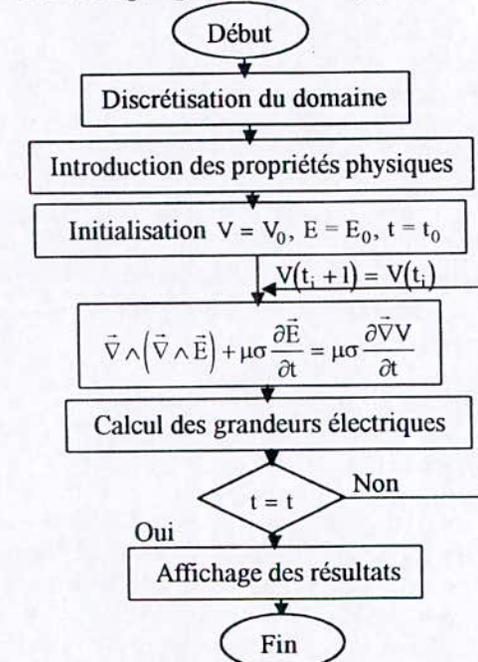


Figure 1 Organigramme de calcul utilisant la méthode des éléments finis.

IV APPLICATION ET RESULTATS

L'application considérée est un transformateur HT comportant une huile minérale d'isolation et de refroidissement utilisée par la SONELGAZ.

Une modélisation du champ électrodynamique est présentée dans le but de prédire l'apparition du phénomène de décharges partielles qui présente un réel danger sur la durée de vie de l'isolation, donc celle du transformateur [3].

Le problème consiste à résoudre l'équation parabolique en terme de champ électrique lorsque le modèle géométrique du dispositif d'étude est représenté par la figure2. Ce domaine est maillé en éléments finis. Le domaine de résolution maillé comporte 7356 triangles et 3808 nœuds. Ce maillage a été affiné dans le but d'apporter une meilleure précision lors du calcul des contraintes électriques.

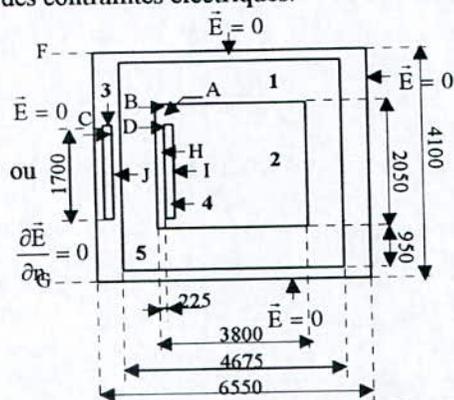


Figure2 Modèle géométrique du dispositif.
A : 6694 ; B : 1875 ; C : 4043 ; D : 898 ; H : 3086
I : 557 ; J : 280.
Toutes les dimensions sont en mm.

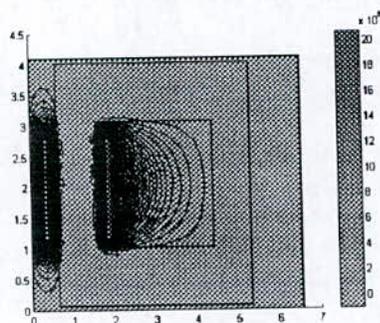


Figure3 : Isovaleurs du champ électrique en régime transitoire avec les conditions aux limites type Dirichlet homogène .

Les figures 3 et 4 permettent de mettre en évidence la répartition du champ électrique dans l'espace 2D [x,y] pour deux types de conditions.

Le champ électrique dans l'huile d'isolation (figure5) est relativement plus faible que celui de l'inducteur (figure6) à cause du champ induit créé qui s'oppose à celui qui est généré par l'inducteur [6].

Aussi, on constate une diminution du champ électrique de moitié dans le cas où on tient compte d'une condition aux limites de type Dirichlet homogène (figure3) par rapport au cas où on impose une condition aux limites de type Newmann homogène (figure4) à la frontière spatiale gauche (FG). Cette dernière fournit un résultat conforme à la pratique. Les essais numériques effectués concernant l'effet de la température et de la permittivité sont réalisés avec la condition aux limites de type Newmann homogène sur le segment FG.

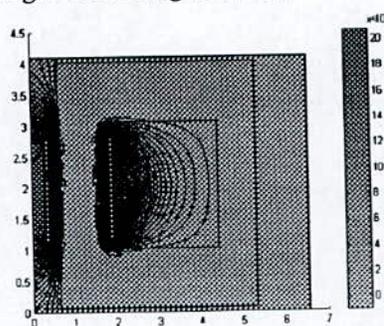


Figure 4 Isovaleurs du champ électrique en régime transitoire avec des conditions aux limites Newmann homogène sur FG.

La valeur de la source variable dans le temps imposée est déduite à partir de l'expression

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \text{ avec : } V(t) = \frac{V_1(t)}{2} - \frac{V_2(t)}{2}$$

$$V_2(t) = -V_1(t)$$

$$V_1(t) = V_m \sin \omega t ; \omega = 2\pi f \text{ et } f = 50 \text{ HZ .}$$

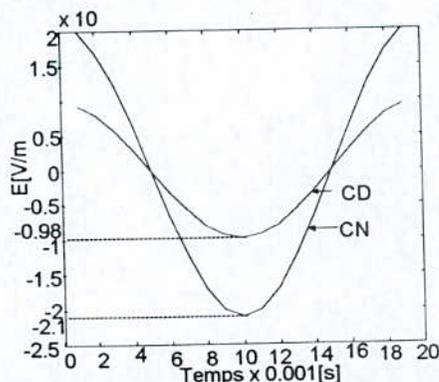


Figure5 : Allure du champ électrique dans la Borak22 régénérée avec CD et CN sur le segment FG élément 281 de coordonnées (0.1605, 1.4686) .

La figure 6 montre que les pertes diélectriques dans l'air sont plus faibles que dans les deux huiles (Borak22, Rhodorsil). Ces résultats sont valables pour différentes températures et elles

sont inversement proportionnelles à celle-ci [7] ; le fait que ces pertes soient les plus faibles dans l'air ne veut absolument pas dire que celui-ci est mieux adapté comme isolant, car ce dernier doit être aussi un bon dissipateur de la chaleur, propriété que l'air ne possède pas.

La permittivité relative ne varie pas d'une façon considérable en fonction de la température.

Par contre une importante diminution de la résistivité favorise l'apparition des décharges partielles [7].

Contrairement aux pertes diélectriques les pertes par conduction (figure7) sont plus importantes pour des températures élevées, cela est dû à la proportionnalité de la conductivité par rapport à la température [7].

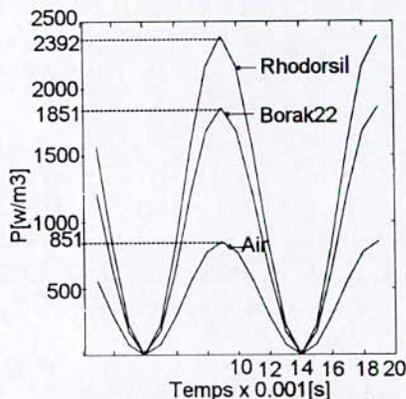


Figure 6 Pertes diélectriques dans différentes isolations, élément 281(0.1605,1.4686) à 20°C.

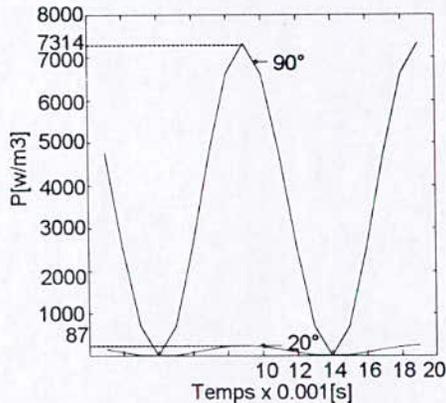


Figure 7 : Densité de puissance dans la Borak22 régénérée élément 281(0.1605,1.4686) avec condition aux limites Neumann homogène sur GF à 20°C et à 90°C.

VI CONCLUSION

Dans cette étude, une modélisation numérique du champ électrodynamique utilisant un code de calcul élément finis est présentée. L'application du code de calcul élaboré pour un transformateur

HT comportant une huile d'isolation et de refroidissement (Borak22) dans le cas bidimensionnel Cartésien a été réalisée. Les résultats obtenus en résolvant l'équation parabolique, en régime transitoire, nous ont permis de valider le code de calcul utilisé et cela en comparant ces résultats avec ceux obtenus expérimentalement et fournis en références.

Malgré que les pertes diélectriques soient relativement plus importantes dans la Rhodorsil que dans la Borak22 régénérée, il est conseillé d'utiliser la Rhodorsil car elle présente de meilleures propriétés thermiques à savoir : lorsque la Rhodorsil transporte 1000 calories dans les mêmes conditions, l'huile minérale n'en transporte que 860 ; un autre point important est la chaleur de combustion, qui contribue à entretenir l'incendie et qui est responsable des dégâts causés aux environs, celle de l'huile silicone est très faible (32100 [J/g]), ces faits indiquent que la première sera difficile à enflammer [8].

V REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] G. DHATT, G. TOUZOT. « Présentation de la méthode des éléments finis ». Édition Maloine 1984.
- [2] F. BOUILLANT, Z. REN et A. RAZEK. « Modélisation tridimensionnelle des courants de Foucault à l'aide des méthodes mixtes avec différentes formulations ». Revue Phys. Appl.25, pp.583-592, juillet 1990.
- [3] H. MOHELLEBI, M. NAIT-IKENE, A. ARIFL. « Calcul du champ électrostatique 2D par la méthode des éléments finis application au milieu diélectrique ». CNHT'97, T-O, 1997.
- [4] N. HULIN, M. HULIN et D. PERRIN. « Équations de Maxwell ondes Electromagnétiques ». Édition Dunod, pp.70-72, Paris, 1993.
- [5] H.SADI et D.TEDJANI. « Modélisation des phénomènes magnétothermiques par la méthode des éléments finis ».Thèse d'ingénieur, Université Mouloud MAMMERI, T-O, 1999.
- [6] P.LORRAIN et D.R. CORSON. « champs et ondes électromagnétiques ». Collection U Armand Colin, pp.114-159. Édition 1979.
- [7] A. HAMIMI, A. BOUBAKEUR et M. LEBID. « Influence de la température sur certaines propriétés des transformateurs utilisés par la SONELGAZ ». CNHT'97, pp.102-104, T-O, 1997.
- [8] Information silicone Rhodorsil. Rhône Poulenc, avril 1984. Spécialités chimiques.

Calculation and measurement of electric field under HVDC transmission lines.

A. Kasdi*, H. Yala, Y. Zebboudj

Laboratoire de Génie Electrique de l'Université de Béjaïa – Université A. Mira de Béjaïa

Abstract

This paper presents an iterative numerical method for accurate calculation of the bipolar ionised field without resorting to the commonly used approximations, Deutsch's and Kaptzov's assumptions. Unknown space functions, i.e. potential, positive and negative ion densities, are iteratively calculated from the coupled differential equations by the finite element method (FEM). The proposed method has been tested on laboratory. The measurements of current density and electric field using the biased probe agreed well with those calculated.

Key words: Bipolar ionised field, corona discharge, dc transmission lines.

1 INTRODUCTION

THERE is an ongoing interest in the analysis of a bipolar ionised field in different geometrical configurations. The prospects for the widespread use of high-voltage direct-current (HVDC) transmission underlie a great interest in the evaluation of corona power loss on bipolar transmission lines [1]. On the other hand, the electrification of isolated objects or human bodies by ion charges is one of the most important factors in designing overhead HVDC transmission lines. Also, the electric field and the ion current density on the ground are significant electrical environmental factors related to the biological effects. To solve these problems, the electric field distribution distorted by the ion space charge flowing from dc conductors must be known.

A bipolar ionised field includes generation of positive and negative ions and the pertinent recombination between ions of different polarity. This makes the analysis of a bipolar ionised field more complicated than the monopolar one[2].

2 MATHEMATICAL DESCRIPTION OF THE BIPOLAR IONISED FIELD

The equations describing the bipolar ionised field are:

$$\nabla \cdot \vec{E} = (\rho_+ - \rho_-) / \epsilon_0 \quad (1)$$

$$\vec{J}_\pm = k_\pm \rho_\pm \vec{E} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{J}_\pm = \pm R_i \rho_\pm \rho_- / e \quad (3)$$

$$\vec{J} = \vec{J}_+ + \vec{J}_- \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (5)$$

$$\vec{E} = -\nabla \phi \quad (6)$$

Equations (1)-(6) are respectively the Poisson's equation, the positive and negative current density vectors, \vec{J}_\pm , the continuity condition of \vec{J}_\pm , the total current density vector \vec{J} , the continuity condition of \vec{J} and the equation relating the electric field E to the potential ϕ . k_+ and k_- are the mobilities of positive and negative ions, ρ_+ and ρ_- are the positive and negative space charge density values. R_i is the ion recombination coefficient in air, and e is the electron charge.

The solution of (1)-(6) requires the following boundary conditions:

- The potential on the positive and negative coronating conductors are equal to the applied voltages, +V and -V, respectively.
- The potential on the ground plane is zero.
- The magnitude of the electric field at the surface of the positive and negative coronating conductors are the onset values, E_{crit+} and E_{crit-} respectively.

It is highly difficult to obtain the exact solution to the ion flow field problem because of its non-linearity; consequently, most calculations for HVDC lines or electrostatic precipitators have resorted to simplifying assumptions concerning the effect of space charge[1][2][3][4][5].

The most common ones are:

1. The thickness of the ionisation layer around the conductor is so small as to be neglected with respect to the interelectrode spacing.
2. The space charge affects only the magnitude and not the direction of the electric field (Deutsch's assumption).
3. The average mobility μ of ions is often assumed constant during the transit time from the ionisation region to the collecting electrode. It is also considered independent of electric field intensity.
4. Diffusion of positive and negative ions D_+ and D_- is neglected.
5. The surface field of the coronating conductors remains constant at the onset values E_{crit+} and E_{crit-} , irrespective of the corona intensity (Kaptzov's assumption).

3 ASSUMPTIONS ADOPTED BY THE PROPOSED METHOD

Assumption (1) is waived because the laboratory model presents reduced dimensions. Assumption (2) is waived. Assumption (3) and (4) are retained due to the complications they would introduce if waived [2]. In a recent development Zebboudj et al.[6][7] are analysed the stable positive corona discharge in coaxial electrode system using a model which separates the corona in two distinct regions. They show that the assumption (5) is not verified particularly for small conductor radius's R . The new boundary condition proposed is the ionisation-region/drift region interface with radius R_c ($R_c = L_c + R$, where L_c is the ionisation region thickness). On this border, the electric field E is equal to E_c that is the minimum ionisation field which depends only on the air physical parameters.

4 PROPOSED METHOD OF ANALYSIS

The bipolar configuration investigated consists of two conductors each with a radius R , located at a height H above the ground plane and separated by a distance D (see fig.1).

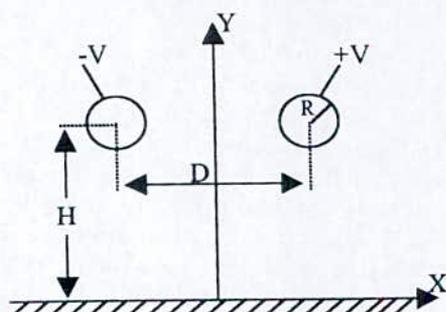


Fig. 1. Bipolar transmission line configuration.

The step of the proposed method are explained below.

Step(1): Grid generation: The electrostatic grid is generated by mapping the space-charge-free-field around the bipolar transmission line conductors. Under the applied voltage $\pm V$, the conductor surface charges are simulated, by line charges $\pm q$ located at the centres of the conductors and of their images with respect to the ground plane[2][4].

As the transmission line conductors are assumed infinitely long, the configuration investigated is considered to be a two dimensional problem in the X-Y plane. Symmetry about the Y axis, equal corona onset voltage and ion mobilities call for field mapping around one conductor, which represents one half of the area of interest. The field lines emanate from N nodes selected on the circumference of the conductor (fig.2(a)).

The conductor surface is an equipotential at the applied voltage while the ground plane and the Y axis are equipotentials at zero voltage.

The point of intersection between the j^{th} field line and i^{th} equipotential contour represents the node (i,j) of the grid (fig.2(b)). Each division is subdivided into two triangular elements.

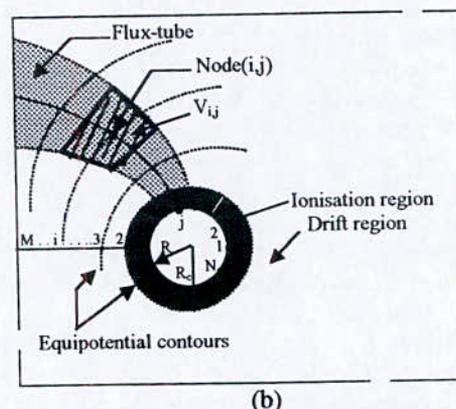
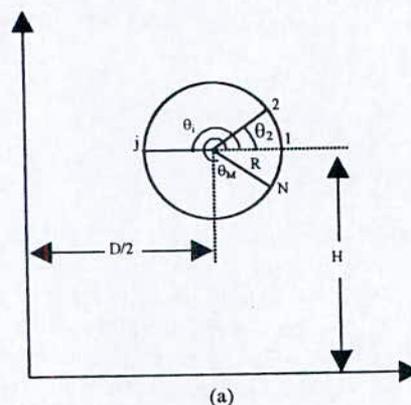


Fig.2 (a) Region where the field lines and equipotential contours are mapped. θ_j defines the angle at which the j^{th} field line emanates. (b) The j^{th} flux-tube along the j^{th} space charge free field line.

Step2: Solve for φ via the finite element method the Laplace's equation (assuming $\rho_{\pm} = 0$ in the entire interelectrode region).

Step3: make an initial guess for $\rho_{c\pm}$ [4] , the space charge density on the frontier R_c .

Step4: Estimate of the electric field distribution by the method of interpolation/extrapolation [2].

Step5: Estimate of the space charge density at nodes . Substituting (2) into (3) and rearranging the terms for satisfying the positive and negative current continuity conditions along the axis of each flux-tube to obtain at each node (i,j) :

$$\frac{\partial \rho_{+i,j}}{\partial \ell} = -\frac{\rho_{+i,j}}{E} \left[R_i \frac{\rho_{-i,j}}{ek_+} + \frac{(\rho_{+i,j} - \rho_{-i,j})}{\epsilon_0} \right] \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho_{-i,j}}{\partial \ell} = \frac{\rho_{-i,j}}{E} \left[R_i \frac{\rho_{+i,j}}{ek_-} - \frac{(\rho_{+i,j} - \rho_{-i,j})}{\epsilon_0} \right] \quad (8)$$

Where ℓ is the length measured along the axis of the flux-tube starting from the frontier R_c (the conductor's surface).

Simultaneous integration of (10) and (11) by the fourth order Runge-Kutta method gives the space charge density values at the nodes along the axis of the flux-tubes.

Step6: Solve for φ via the finite element method the Poisson's equation.

Step7 : Repeat steps (4)-(6) until the maximum mismatch between the two last estimates of the potential at (i,j)th node, $\varphi_{i,j}^{(m)}$ and $\varphi_{i,j}^{(m+1)}$, is less than a pre-specified error ϵ .

A nodal potential error e_n relative to the average value of the potential at that node φ_{av} is defined as:

$$e_n = \left| \varphi_{i,j}^{(m)} - \varphi_{i,j}^{(m+1)} \right| / \varphi_{av} \quad (9)$$

where

$$\varphi_{av} = (\varphi_{i,j}^{(m)} + \varphi_{i,j}^{(m+1)}) / 2 \quad (10)$$

If the maximum of e_n along the axis of the j^{th} flux-tube exceeds a prespecified value, δ_1 , then a correction to the positive and negative space charge density values at the conductor's surface is made according to the maximum nodal error as [2]:

$$\rho_{\pm 1,j \text{ new}} = \rho_{\pm 1,j \text{ old}} [1 + f \max(e_n)]_{j=1:N} \quad (11)$$

where f is an accelerating factor.

Step8: Calculate the electric field magnitude at the ionisation/drift region interface and compare it to the value of the minimum ionisation field. If sufficiently close, stop; otherwise, make a new guess for $\rho_{c\pm}$ and return to *step4*.

Step 9: Estimation of discrete space charges at grid nodes: The distributed space charges are represented by discrete line charges extending parallel to the coronating conductor and located

at the grid nodes. Hence, the charge per unit length at node (i,j) is

$$Q_{i,j} = (\rho_{+i,j} - \rho_{-i,j}) V_{i,j} \quad (12)$$

Where $V_{i,j}$ is the volume surrounding the node (i,j) per unit length (see fig.2(b)).

Step 10:Grid updating: In the next grid generation, the traced field lines and equipotential contours are not only due to the applied voltage, but also due to the space charges estimated at the grid nodes in step (9). Also, the recent space charge density values around the periphery of the ionisation region, $\rho_{\pm 1,j}$ are used as initial values when integrating (7) and (8).

Step (1)-(9) are repeated until the maximum mismatch in the nodal space charge density values between two successive grid generations is less than a prespecified error δ_2 .

5 RESULTS AND DISCUSSION

The described method was tested through its application to a $\pm 12.5\text{kV}$ and $\pm 15\text{kV}$ bipolar DC transmission line laboratory models, for which experimental results have been reported. The computational model consists of two coronating conductors each of radius $R=0.1\text{mm}$, separated by a distance $D=120\text{mm}$ and located at height $H=50\text{mm}$ above the ground plane. The positive and negative ion mobilities were taken at $1.2 \times 10^{-4} \text{m}^2/\text{Vs}$ and $1.5 \times 10^{-4} \text{m}^2/\text{Vs}$, respectively [5]. The recombination coefficient R_i was taken as $1.8 \times 10^{-12} \text{m}^3/\text{s}$ [5] and the error δ_1 and δ_2 were 0.5%. The conductors are assumed smooth ($\eta=1$).

A sample of the finite-element grid that covers the area of interest around the positive and negative conductors is shown in fig.3.

For the described transmission line configuration , the measured and calculated electric field profiles at the ground plane are shown in fig.4. It is clear that the agreement between the measured and calculated values is satisfactory. The deviation between the two results can be attributed to experimental error and to the irregularity of the conductor shape. In addition, measured results vary well with changing atmospheric conditions.

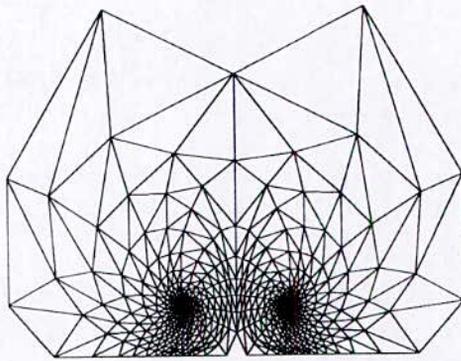
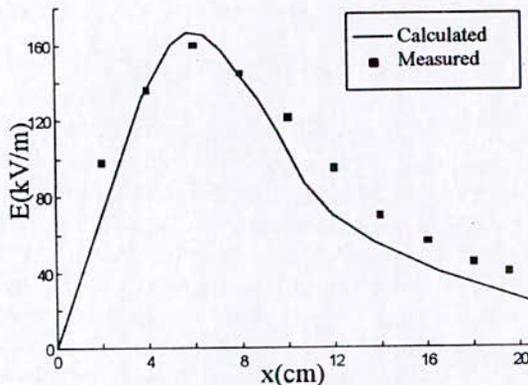
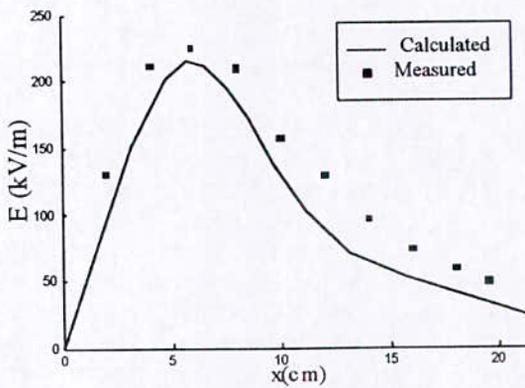


Fig. 3. Generated grid a for bipolar transmission line ($V=15\text{kV}$, $H=50\text{mm}$, $D=120\text{mm}$, $R=0.1\text{mm}$)



(a)



(b)

Fig. 4. Comparison of computed and measured electric field profiles at the ground plane under a bipolar DC transmission line ($R=0.1\text{mm}$, $H=50\text{mm}$, $D=120\text{mm}$). (a) $V=\pm 12.5\text{kV}$. (b) $V=\pm 15\text{kV}$.

CONCLUSION

1. A new approach to the problem of corona modelling in bipolar DC transmission lines has been described in the paper. This method is based on the introduction of new boundary conditions and don't resort to the Kaptzov's assumption.
2. The suggested numerical algorithm is reliable and fast convergent due to the very precise prediction of the characteristic lines shape.
3. To investigate the effectiveness of the proposed method, numerical results have been compared with the experiment data; excellent correspondence between both indicates the value of the method.
4. The calculations can also be applied to the monopolar lines by setting appropriate quantities to zero in the equations.
4. The present analysis can also incorporate the effects of wind on corona parameters, what will constitute the object of our next study.

REFERENCES

- [1] T. Takuma, T. Ikeda & T. Kawamoto, " Calculation of ion flow fields of HVDC transmission lines by the finite element method.", IEEE Trans. Power. App. Syst., vol. 100, pp. 4802-4810, 1981.
- [2] M. Abdel-Salam & Z. Al-Hamouz , " A Finite-Element Analysis of Bipolar Ionised Field.", IEEE Trans. Ind. App. vol. 31, pp.477-483, 1995.
- [3] Z. Al-Hamouz , " Adaptive Finite-Element Ballooning Analysis of Bipolar Ionised Fields.", IEEE Trans. Ind. App. vol. 32, pp. 1266-1276, 1996.
- [4] T. Takuma & T. Kawamoto, "A very stable calculation method for ion flow field of HVDC transmission lines.", IEEE Trans. Power. Delivery, vol. PWRD-2, pp. 189-198, 1987.
- [5] B.L. Qin, J.N. Sheng & G. Gela, " Accurate calculation of ion flow field under HVDC bipolar transmission lines", IEEE Trans. Power. Delivery, vol. 3, pp. 368-376, 1988.
- [6]: Y. Zebboudj & R. Ikene, " Positive corona inception in HVDC configuration under variable air density and humidity conditions.", EPJ-App. Phys., Vol. 10, pp. 211-218, 2000.
- [7]: Y. Zebboudj & G. Hartmann, " Current and electric field measurements in coaxial system during the positive DC corona in humid air.", Eur. Phys. J. AP 7, pp. 167-176, 1999.

Sonde linéaire de mesure du champ électrique en fonction de la distance interelectrode lors de la décharge couronne positive en géométrie fil-plan

R. IKENE* et A. LEMZADMI

Laboratoire de Génie Electrique de Guelma-(LGEG)
Centre Universitaire 8 Mai 45 Guelma

Y. ZEBBOUDJ et H. Yala

Laboratoire de Haute Tension - Institut d'Electrotechnique
Université Abderahmane Mira de Béjaïa

RESUME:

Une méthode de mesure du courant et du champ électrique, lors de la décharge couronne positive en géométrie fil-plan, est développée dans cet article. Nous avons réalisé une sonde polarisée de Tassicker de configuration linéaire. Nous l'avons incorporée, dans un même niveau de surface, sur un système d'électrodes fil-plan où les effets de bord sont éliminés. La sonde est calibrée et testée, ses fonctions ont été bien vérifiées. Le champ mesuré varie linéairement avec la tension appliquée entre les électrodes. Il diminue avec la croissance de la distance interelectrode.

Mots-clés: Décharge couronne, sonde statique, mesure de champ, géométrie fil-plan

1 INTRODUCTION

Les phénomènes de conduction dans l'air, soumis à des champs électriques élevés, suscitent un grand intérêt économique et technologique (isolation, précipitateurs d'aérosols, traitements de surfaces etc...). Une nouvelle méthode de mesure du champ électrique avec une sonde polarisée linéaire durant la décharge couronne est développée dans cet article[1][2].

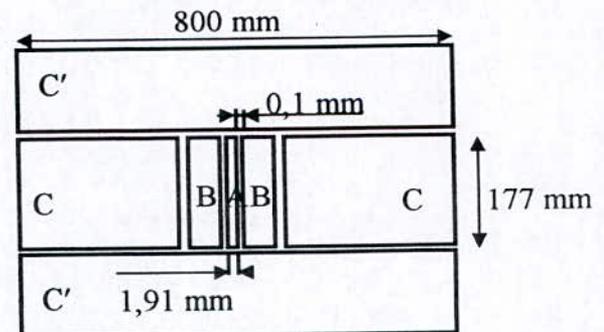
Nous avons réaliser une sonde linéaire, où les effets de bord sont éliminés, afin de vérifier, dans un premier temps, ses fonctions, et, dans un second temps, mesurer le champ électrique dans une nouvelle géométrie d'électrodes: le fil-plan. Cette géométrie trouve une large application, notamment dans les précipitateurs électrostatiques

d'aérosols et les traitements de surfaces par la décharge couronne.

2 PRESENTATION DE LA SONDE

Nous avons expérimenté une sonde polarisée linéaire, adaptée sans effets de bord à un système d'électrodes fil-plan. Cette sonde est constituée d'un collecteur (A) de courant et de deux plaques (B) de polarisation rectangulaires. Elle est incorporée, dans un même niveau de surface, sur un plan (c) et (c') mis à la terre sur lequel on désire mesurer le champ électrique,

Figure 1: Sonde polarisée linéaire



Les fonctions de la sonde dépendent principalement du choix de ses dimensions et de la précision de sa construction. Notre modèle d'étude est optimisé pour obtenir les qualités suivantes :

- une bonne sensibilité du rapport des courants I/I_0 , vis-à-vis de la tension de polarisation V_b

- b) l'inversion du champ au centre du collecteur (A) est obtenue pour une largeur a pas trop faible ;
- c) le rapport a/g doit être le plus grand possible pour obtenir une bonne sensibilité des mesures :
 $a/g = 19.1$, $a = 1.91$ mm, $g = 0.1$ mm ;

3 ETALLONAGE DE LA SONDE

La sonde peut être représentée par la superposition de quatre systèmes de plans coplanaires, dont chacun est composé de deux demi-plans infinis suivant l'axe oy . L'un de ces demi-plans est porté à un potentiel V_b et l'autre est mis à la terre (figure 2b). La sonde est supposée de longueur infinie suivant l'axe ox . Son principe est basé sur le calcul du champ de polarisation E_b qui ne dépend que de la variable y . Ainsi, nous pouvons écrire :

$$0 \leq y \leq a/2 < y_m$$

$$E_b(A) = -\frac{V_b}{\pi} \left(\frac{1}{y_m - y} + \frac{1}{y_m + y} - \frac{1}{b_m - y} - \frac{1}{b_m + y} \right) \quad (1)$$

$$y_m < y \leq b_m$$

$$E_b(B) = \frac{V_b}{\pi} \left(\frac{1}{y - y_m} - \frac{1}{y + y_m} + \frac{1}{b_m - y} + \frac{1}{b_m + y} \right) \quad (2)$$

où y_m est la demi-largeur effective du collecteur (A) et b_m la demi-largeur effective de la sonde. La distribution du champ est symétrique par rapport au centre du collecteur.

L'étalonnage de la sonde dépend de deux cas, suivant que les plaques (B) sont polarisées négativement ou positivement.

E_b de sens opposé à E

Lorsque l'électrode active est sous une tension U , suffisamment grande pour créer une décharge couronne de polarité positive, et les parties (A), (B), (C) et (C') du plan sont à la masse, un champ électrique d'intensité E apparaît à la surface de la sonde. Si les plaques (B) sont polarisées extérieurement par une tension de valeur V_b négative, alors un champ local d'intensité E_b , de sens opposé, se superpose au champ E (figure 3a). Le courant I dû à la décharge, collecté par la partie (A) de la sonde, est ainsi réduit. Le champ résultant, dépendant de E et E_b , s'inverse à la surface du collecteur (A) à une distance y_1 du centre de la sonde. En ce point, $E_b + E = 0$.

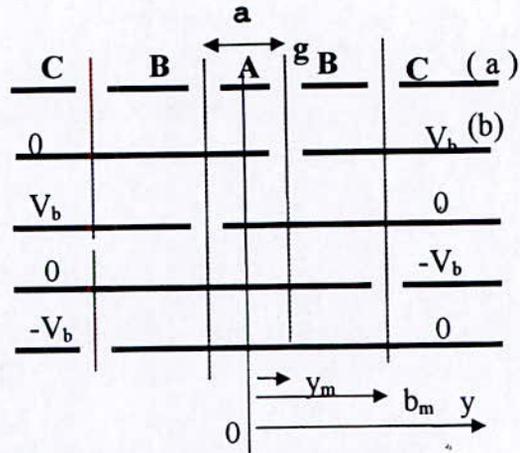


Figure 2: (a) Géométrie de la sonde
 (b) Synthèse de la sonde par superposition de plans coplanaires.

Le rapport des courants $\frac{I(V_b)}{I_0(0)}$:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\phi_A}{\phi_{A0}} = \frac{y_1}{y_m} - \frac{F_1(y_1)}{E \cdot y_m} \quad (3)$$

$$\text{où } F_1(y_1) = \int_0^{y_1} E_b \cdot dy \quad (4)$$

E_b de même sens que E

Si la tension V_b appliquée aux plaques (B) est inversée ($V_b > 0$) et le champ extérieur E n'est pas modifié, le champ local E_b , dans ce cas, se superpose dans le même sens que E . Le courant I au collecteur (A), dû à la décharge, est ainsi augmenté. Le champ résultant s'inverse à la surface de la plaque (B), en deux points, à des distances y_2 et y_4 du centre de la sonde (figure 3b).

Le rapport des courants $\frac{I(V_b)}{I_0(0)}$:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\phi_A}{\phi_{A0}} = \frac{y_2}{y_m} + \frac{F_2(y_2)}{E \cdot y_m} \quad (5)$$

$$\text{Où } F_2(y_2) = \int_{y_2}^{y_3} E_b \cdot dy \quad (6)$$

a) Quand le champ s'inverse à la surface du collecteur (A), c'est le cas où la tension V_b est négative. Le champ extérieur E est donné par la relation E:

$$E = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{y_m - y_1} + \frac{1}{y_m + y_1} - \frac{1}{b_m - y_1} - \frac{1}{b_m + y_1} \right] \quad (7)$$

où $0 \leq y_1 < y_m$

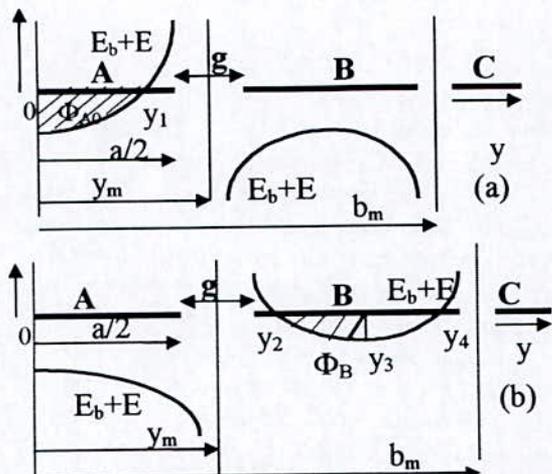


Figure 3: Inversion du champ sur la sonde linéaire
 (a) à la surface du collecteur E_b de sens opposé à E
 (b) à la surface des plaques de polarisation E_b de même sens que E

b) Quand le champ s'inverse à la surface des plaques (B), c'est le cas où la tension V_b est positive. Le champ extérieur E est donné par la relation:

$$E = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{y_2 - y_m} - \frac{1}{y_2 + y_m} + \frac{1}{b_m - y_2} + \frac{1}{b_m + y_2} \right] \quad (8)$$

où $y_m < y_2 < b_m$

4 VERIFICATION EXPERIMENTALE DES FONCTIONS DE LA SONDE

Pour mettre en évidence les fonctions de la sonde, nous disposons de deux électrodes polies de diamètres 0,4 mm et 0,8 mm. Nous avons effectué les mesures de I/I_0 pour différentes tensions de polarisation V_b , allant de -150 à +150 volts, et à divers niveaux de tension U appliquée à l'électrode active. Les résultats sont montrés sur la figure (4). La valeur déterminée du champ E est indépendante de la tension V_b de polarité négative ou positive. Contrairement aux sondes polarisées linéaires expérimentées antérieurement [3][4], notre prototype de sonde est également fonctionnelle lorsqu'elle est polarisée positivement, elle ne présente pas d'effets de bord. Nous retenons, comme valeur du champ E , la moyenne arithmétique des mesures à différentes tensions de polarisation V_b .

Notre sonde d'essai est calibrée et testée. Ainsi, nous avons mené une étude expérimentale sur la mesure du champ électrique au plan, lors de la décharge couronne positive, en géométrie fil-plan. Les essais sont effectués en fonction de la

tension U appliquée à l'électrode active et de la distance interelectrode h .

Nous avons effectué les mesures du champ électrique E dans une large gamme de la décharge couronne. Le champ croît linéairement avec la tension U appliquée à l'électrode active, comme le montre la figure (5). Ce résultat est également retrouvé avec la sonde circulaire en géométries pointe-plan, fil-cylindre et fil-plan [1] [2] [5]. L'extrapolation des courbes au seuil de la décharge couronne, à $U=U_s$, où la charge d'espace est nulle, permet de donner la valeur du champ laplacien au plan [6]. Nos résultats pourront servir, à valider ou à mettre en place des modèles numériques.

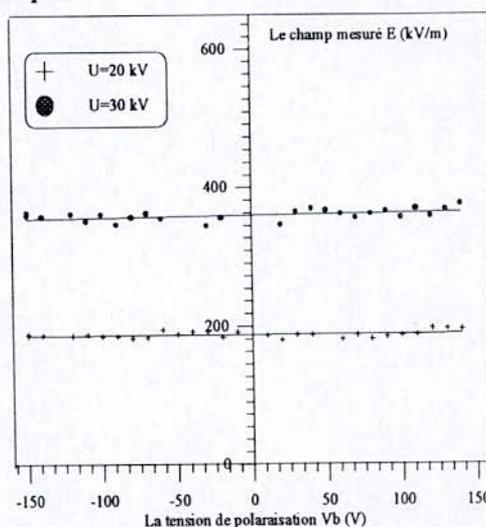


Figure 4 : Champ mesuré en fonction de la tension de polarisation V_b ($2R = 0,400$ mm)

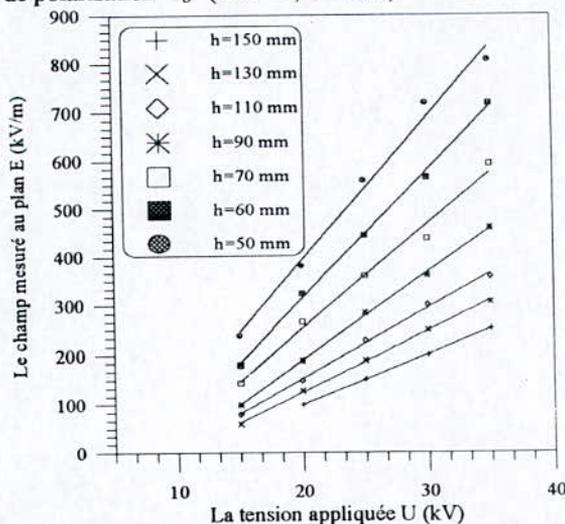


Figure 5 : Variations du champ au plan en fonction de la tension appliquée ($2R=0,400$ mm)

Les figures (6) et (7) montrent que le champ E et la densité du courant J , diminuent en fonction de la

distance interelectrode h.

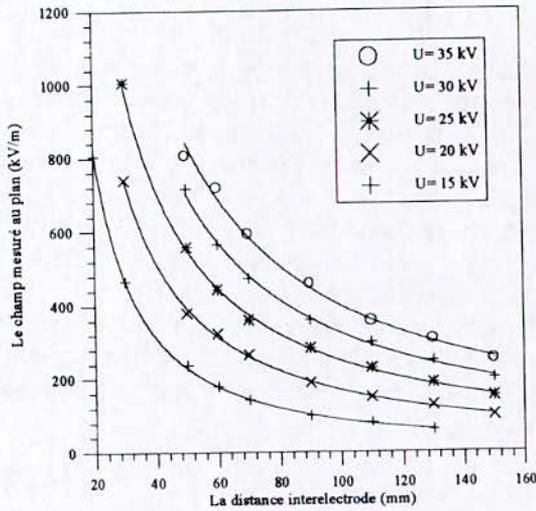


Figure 6: Variation du champ électrique à la surface du plan en fonction de h

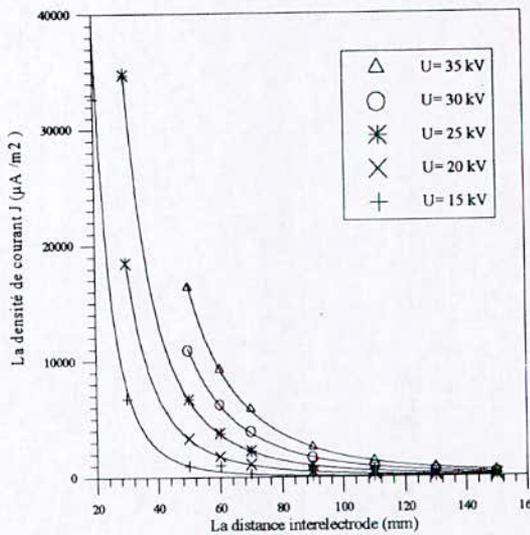


Figure 7: Variation de la densité du courant J en fonction de la distance h

5 CONCLUSION

L'étude développée dans cet article a mis en évidence les performances de la sonde polarisée de Tassicker, de configuration linéaire, dans la mesure du champ électrique. Le prototype de sonde que nous avons réalisé, incorporé dans un système d'électrodes fil-plan, montre clairement que les effets de bord sont éliminés. Ceci vérifie la validité du modèle analytique actuel de la sonde polarisée linéaire. Les divers essais effectués ont permis de donner les valeurs de la densité du courant et du champ électrique à la surface du plan en fonction de la distance interelectrode h. Ces résultats pourront servir à déterminer d'autres paramètres, tels que la conductivité de l'effet couronne et la densité de la charge d'espace, au voisinage immédiat du plan. Ainsi, ce travail pourra ouvrir une voie de recherche dans le domaine des applications de la décharge couronne (précipitateurs, traitements de surfaces etc...). Il pourra en ouvrir une autre au niveau du calcul numérique du champ électrique et de la modélisation des systèmes.

REFERENCES

- [1] Tassicker O.J., 1974, proc. IEE, vol. 121, No.3, p.213-220.
- [2] Selim E.O., Waters R.T., 1980, IEEE Trans., vol. IA-16, p 458-463.
- [3] Zebboudj Y., octobre 1988, Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6. Spécialité Sciences Physiques.
- [4] Bouziane A., Hartmann G., Hidaka K., Taplamacioglu M.C., Waters R.T., 1994, IEE proc., Technol. vol. 141, No. 2, p. 111-117.
- [5] Zebboudj Y., Gherbi S., 1995, C.N.H.T. I 95, Béjaïa (Algérie), p 13 - 18.
- [6] Ikene R., Thèse de Magistère, Centre Universitaire A.Mira de Béjaïa, 1997.

APPORT DE LA LOI DE WEIBULL A LA COMPREHENSION DE LA RUPTURE DIELECTRIQUE DES ISOLANTS SOLIDES

F. Bournane¹, M. Bournane¹, M. Nedjar¹ & A. Béréal²

¹Laboratoire de Matériaux, d'Electrochimie et de Corrosion (LAMEC)
Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie

²Ecole Centrale de Lyon, France

RESUME

Dans ce rapport, nous présentons des résultats concernant la rupture diélectrique du polyester-imide. Une étude statistique a été faite en utilisant le modèle de Weibull. Pour le lissage des points expérimentaux, nous avons utilisé les méthodes des moindres carrés et du maximum de vraisemblance. Une comparaison des paramètres de Weibull obtenus à partir des deux méthodes a été faite. La tension de claquage varie en fonction de la vitesse de montée de la rampe de tension.

Mots clés: polyester-imide, tension de claquage, statistique de Weibull.

1. INTRODUCTION

La rupture diélectrique est un phénomène aléatoire qui est bien décrit par le modèle statistique de Weibull [1,2]. Le lissage des points expérimentaux peut être approché par des polynômes de degré 1, 2 ou 3 [2].

Le but de ce travail est de déterminer les paramètres de la loi de Weibull en utilisant les méthodes des moindres carrés et celle du maximum de vraisemblance (lissage linéaire). Nous avons traité le cas du vieillissement électrique à court terme du polyester-imide.

2. MODELE STATISTIQUE DE WEIBULL

Il exprime la probabilité de rupture d'une chaîne en fonction de la probabilité de rupture d'un maillon [3]. La probabilité de rupture est donnée par l'expression suivante [3]:

$$P(X, \alpha) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{X - X_s}{X_0} \right)^\alpha \right] \quad (1)$$

avec:

X: variable aléatoire

α : paramètre de forme

X_0 : paramètre d'échelle, correspond à une probabilité de 63,2%,

X_s : paramètre de localisation et apparaît comme un seuil au dessous duquel le phénomène régi par la variable X ne se produit pas.

2.1. MODELE A DEUX PARAMETRES

C'est le cas où $X_s = 0$, on a:

$$\log \text{Ln} \frac{1}{1 - P(X, \alpha)} = \alpha \log X - \alpha \log X_0 \quad (2)$$

Le graphique donnant $\log \text{Ln} \frac{1}{1 - P(X, \alpha)}$ en

fonction de $\log X$ est théoriquement une droite de pente α .

2.2. MODELE A TROIS PARAMETRES

Dans ce cas $X_s \neq 0$ et on a:

$$\log \text{Ln} \frac{1}{1 - P(X, \alpha)} = \alpha \log(X - X_s) - \alpha \log(X_0 - X_s) \quad (3)$$

La courbe représentant $\log \text{Ln} \frac{1}{1 - P(X, \alpha)}$

en fonction de $\log(X - X_s)$ est théoriquement une droite de pente α .

3. METHODES DE LISSAGE LINEAIRE

3.1. PRINCIPE DE LISSAGE LINEAIRE PAR MOINDRES CARRÉS

Soit la loi de Weibull définie par la probabilité cumulée de rupture. Sa fonction de distribution est:

$$P(G) = 1 - \exp\left(-\left(\frac{G}{G_0}\right)^\alpha\right) \quad (4)$$

Sa fonction de distribution est:

$$f(G) = \frac{dP(G)}{dG} = \frac{\alpha}{G_0} \left(\frac{G}{G_0}\right)^{\alpha-1} \exp\left(-\left(\frac{G}{G_0}\right)^\alpha\right) \quad (5)$$

G représente le champ électrique ou la tension de claquage.

3.1.1. REPRESENTATION A DEUX PARAMETRES

Dans ce cas, le champ de seuil G_s est nul. On cherche une estimation de G_0 et α par régression linéaire sur les points de coordonnées:

$$X_i = \log G_i, \quad Y_i = \log \ln \frac{1}{1-P_i}$$

Les points expérimentaux sont caractérisés par un numéro d'ordre i . Il faut minimiser l'expression:

$$M_c = \sum_{i=1}^N \left(\log \ln \frac{1}{1-P_i} - a \log G_i - b \right)^2 \quad (6)$$

avec:

$\log \ln \frac{1}{1-P_i}$ ordonnées des points expérimentaux
 $a \log G_i - b$ polynôme du premier degré

$$M_c = \sum_{i=1}^N \left(\log \ln \frac{1}{1-P_i} - \alpha \log G_i - \alpha \log G_0 \right)^2$$

On différencie par rapport aux coefficients de la droite, soit:

$$\frac{\partial M_c}{\partial a} = 0, \quad \frac{\partial M_c}{\partial b} = 0$$

$$\text{On a: } \frac{\partial M_c}{\partial \alpha} = 0, \quad \frac{\partial M_c}{\partial \log G_0} = 0$$

3.1.2. REPRESENTATION A TROIS PARAMETRES

Il convient de trouver la valeur de G_s qui conduit au tracé linéaire représentant de façon optimale les points expérimentaux (X_i, Y_i) . Pour cela, on commence à donner à G_s une valeur arbitraire mais inférieure à celle du faible des champs de rupture observés [4]. En représentant le processus pour différentes valeurs données à G_s et en calculant chaque minimum M_c , on trace $M_c(G_s)$. Son minimum s'il existe, donne la valeur du champ seuil G_s à retenir. On a :

$$P(G) = 1 - \exp\left(-\left(\frac{G-G_s}{G_0-G_s}\right)^\alpha\right) \quad (7)$$

$$\log \ln \frac{1}{1-P} = \alpha \log(G-G_s) - \alpha \log(G_0-G_s)$$

$$M_c = \sum_{i=1}^N \left(\log \ln \frac{1}{1-P_i} - \alpha \log(G_i - G_s) - b \right)^2 \quad (8)$$

avec:

$\log \ln \frac{1}{1-P_i}$ ordonnées des points expérimentaux
 $a \log(G_i - G_s) - b$ polynôme du premier degré

On a:

$$M_c = \sum_{i=1}^N \left(\log \ln \frac{1}{1-P_i} - \alpha \log(G_i - G_s) + \alpha \log(G_0 - G_s) \right)^2$$

On différencie par rapport aux coefficients de la droite, soit:

$$\frac{\partial M_c}{\partial a} = 0, \quad \frac{\partial M_c}{\partial b} = 0$$

$$\text{et } \frac{\partial M_c}{\partial \alpha} = 0, \quad \frac{\partial M_c}{\partial \log(G_0 - G_s)} = 0$$

Il est nécessaire de connaître la valeur de G_0 (choisi d'après le lissage polynomial de degré 3 des points expérimentaux dans une représentation à deux paramètres).

3.2. LISSAGE LINEAIRE PAR METHODE DU MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE

La méthode du maximum de vraisemblance est une technique bien connue pour l'estimation des paramètres d'une distribution de probabilité [5]. L'application de cette méthode pour l'estimation des paramètres de la loi de Weibull à 2 paramètres a été faite par A.C. Cohen [6]. On définit la fonction de vraisemblance L par:

$$L = \prod_{i=1}^N f(G_i) = \prod_{i=1}^N \frac{dP(G_i)}{dG} \quad (9)$$

Elle correspond à la probabilité d'avoir les valeurs de G_i , i de 1 à N, dans le même échantillon par application de la règle du produit des probabilités puisque les G_i sont indépendants

3.2.1. REPRESENTATION A DEUX PARAMETRES

La fonction de distribution est donnée par l'expression suivante:

$$f(G_i) = \frac{\alpha}{G_0} \left(\frac{G_i}{G_0} \right)^{\alpha-1} \exp\left(-\left(\frac{G_i}{G_0}\right)^\alpha\right) \quad (10)$$

On cherche le maximum de la fonction de vraisemblance par rapport aux variables:

$$\frac{\partial L}{\partial \alpha} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial L}{\partial G_0} = 0$$

La résolution du système d'équations conduit aux valeurs de α et de G_0 .

3.2.2. REPRESENTATION A TROIS PARAMETRES

La fonction de distribution est donnée par la relation:

$$f(G_i) = \frac{\alpha}{(G_0 - G_s)} \left(\frac{G_i - G_s}{G_0 - G_s} \right)^{\alpha-1} \exp\left(-\left(\frac{G_i - G_s}{G_0 - G_s}\right)^\alpha\right) \quad (11)$$

On cherche le maximum de la fonction de vraisemblance par rapport aux variables :

$$\frac{\partial L}{\partial \alpha} = 0, \quad \frac{\partial L}{\partial G_0} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial L}{\partial G_s} = 0$$

On détermine l'ensemble des paramètres de Weibull par résolutions du système d'équations.

4. METHODE EXPERIMENTALE

Les essais ont été effectués sur des échantillons de fil émaillé, en forme de torsade

de grad 1 et de classe H. Le diamètre du fil est de 0,75 mm et la surépaisseur de l'isolant 0,07 mm.

Les expériences consistent à soumettre l'échantillon considéré à une rampe de tension alternative, de fréquence 50 Hz, de vitesse constante jusqu'au claquage. Pour chaque vitesse de la rampe, nous avons fait les essais à l'air libre sur une population de 80 éprouvettes.

5. RESULTATS ET DISCUSSION

La probabilité de claquage est donnée par la relation [2]:

$$P(i) = \frac{i}{N+1} \quad (12)$$

avec:

i : rang de la valeur de la tension de claquage après un classement par ordre croissant

N : nombre total d'échantillons testés.

Les paramètres de Weibull ont été déterminés à partir des deux méthodes en utilisant un programme informatique.

5.1. VARIATION DU PARAMETRE DE FORME EN FONCTION DE LA VITESSE DE LA RAMPE DE TENSION

Le facteur de forme varie en fonction de la vitesse de la rampe (fig.1). Les valeurs obtenues à partir de la méthode du maximum de vraisemblance sont plus importantes. Le paramètre de forme représente l'image de la dispersion de la variable aléatoire. Plus α est grand, moins les valeurs sont dispersées [1]. Les valeurs des tensions de claquage sont moins dispersées pour la vitesse de la rampe de 1 kV/s.

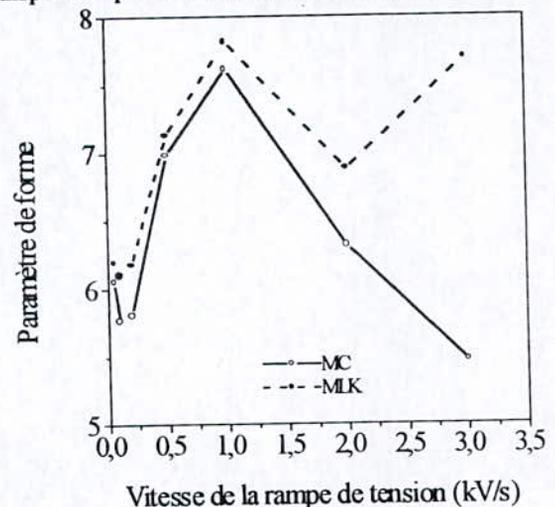


Fig.1. Variation du paramètre de forme en fonction de la vitesse de la rampe.

5.2. VARIATION DE LA TENSION NOMINALE DE CLAQUAGE EN FONCTION DE LA VITESSE DE LA RAMPE DE TENSION

La caractéristique donnant la tension nominale de claquage en fonction de la vitesse de la rampe de tension est croissante puis présente un palier à partir d'une vitesse de 2 kV/s (fig.2). Cette croissance peut être attribuée à la diminution de la mobilité des porteurs de charge en fonction de la vitesse de la rampe de tension. Les valeurs obtenues à partir des deux méthodes de lissage sont pratiquement les mêmes.

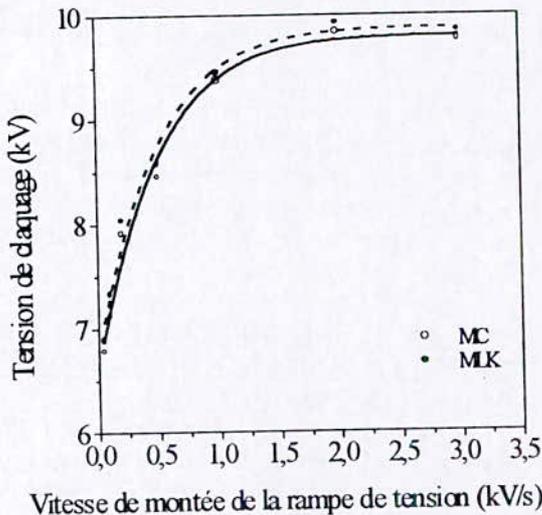


Fig.2. Variation de la tension nominale de claquage en fonction de la vitesse de la rampe.

5.3. VARIATION DE LA TENSION DE SEUIL DE CLAQUAGE EN FONCTION DE LA VITESSE DE LA RAMPE DE TENSION

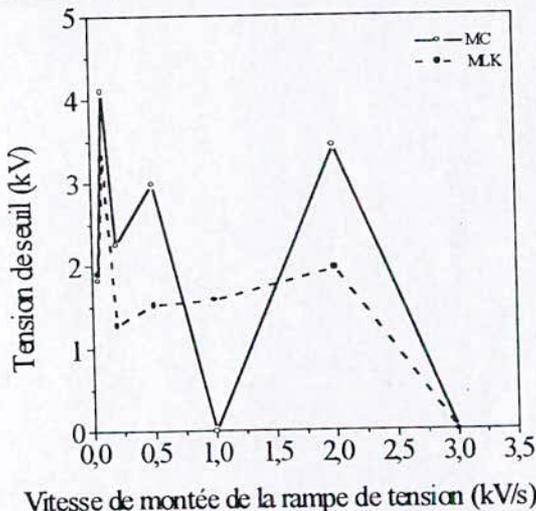


Fig.3. Variation de la tension seuil de claquage en fonction de la vitesse de la rampe de tension.

La variation de la tension de seuil de claquage en fonction de la vitesse de la rampe de tension est présentée à la fig.3. Les valeurs obtenues à partir des deux méthodes sont différentes. Ce seuil nous renseigne sur la grosseur des défauts existant ou créés dans le polymère après vieillissement.

6. CONCLUSION

Les valeurs nominales des tensions de claquage obtenues à partir des deux méthodes sont pratiquement les mêmes tandis que celles du facteur de forme et de la tension seuil sont différentes.

La vitesse de montée de la rampe de tension a une influence considérable sur les différents paramètres de Weibull. La tension de claquage varie en fonction de la vitesse de la rampe de tension.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] C. Chauvet, Mise au point d'une méthodologie sur les essais de rupture à court terme en vue de la caractérisation des isolants synthétiques des câbles de haute tension, Thèse de doctorat, Toulouse, 1992.
- [2] A. Darhouani, Caractérisation de la tenue diélectrique des polyéthylènes sous champ alternatif à 50 Hz, Thèse de doctorat 3^{ème} cycle, Toulouse, 1985.
- [3] W. Weibull, A statistical distribution of wide applicability, Journal of Applied Mechanics, pp. 293-297, 1951.
- [4] R. Lacoste, Nouveaux développements sur la notion de champ seuil, S.E.E Club 11, pp. 13-18, Mai 1986.
- [5] P. Jaffard, Initiation aux méthodes de la statistique et du calcul des probabilités, édition Masson, 1976.
- [6] A.C. Cohen, Maximum likelihood estimation in the Weibull distribution based on complete and on censored samples, Technometrics, Vol. 7, N°4, pp. 579-588, November, 1965.

MODELISATION PAR ELEMENT FINI D'UN TRANSFORMATEUR DE PUISSANCE : CALCUL DES PARAMETRES CAPACITIFS

M. Younes*, K. Medles, M. Rahli** & Y. Ramdani

Faculté des sciences de l'ingénieur

Département de l'électrotechnique

Laboratoire IRECOM

UNIVERSITE DJILALI LIABES BP: 98; Sidi Bel Abbés "22000"

Email: (*) Younes26@yahoo.fr & (**) rahlim@yahoo.fr

Résumé :

Dans cet article, nous présentons un programme EF en 2D de premier ordre qui résout l'équation de Laplace, et qui tient compte de la propriété électrique du conducteur et de l'isolant. Un exemple de validation du programme sera présenté afin de montrer le degré de précision ainsi atteint. Ensuite, nous utilisons ce programme pour calculer les paramètres capacitifs d'un transformateur de puissance, les résultats obtenus seront comparés à ceux trouvés dans la littérature.

Mots clé: Eléments finis- Modélisation transformateur de puissance- paramètres capacitifs

I- Introduction:

Durant son utilisation, un transformateur de puissance peut subir divers types de contrainte haute fréquence susceptibles d'affecter son bon fonctionnement [1] [2]. L'étude de ces phénomènes qui sont l'origine de ces contraintes est donc très utile pour le concepteur et l'utilisateur. La modélisation constitue alors un moyen d'investigation très efficace. Cette modélisation est basée sur l'établissement d'un schéma électrique équivalent à constantes localisées, obtenu par la discrétisation de la structure bobinée en galettes (bobines plates), l'utilisation d'un tel schéma nécessite une évaluation précise de ses paramètres.

La méthode des éléments finis qui s'avère une méthode efficace pour résoudre les systèmes gérés par des équations différentielles associées à des conditions aux limites, est utilisée dans cet article, afin de calculer les paramètres capacitifs du schéma électrique. La motivation principale dans le choix de cette méthode est l'adaptation facile aux structures complexes tel que le transformateur de puissance, cette même méthode devient plus intéressante quant elle donne des résultats avec des précisions acceptables.

II- Géométrie Du Transformateur

Le transformateur étudié [1][2][3], est de type cuirassé, il correspond à la maquette à l'échelle 1/3 d'un pôle monophasé: $400/\sqrt{3}/24KV$ 400MVA. Les bobinages HT et BT comportent essentiellement deux groupes haute tension (GHT) et deux groupes basse tension (GBT) parfaitement symétriques. De plus la présence d'écrans électrostatiques permet de réduire tout couplage capacitifs entre les groupes.

Pour des raisons de symétrie on ne représente à la figure(1) que le 1/4 de la section transversale de la géométrie de la maquette avec des regroupements de galettes notamment pour le bt, pour le groupe intermédiaire et le groupe neutre [1][2].figure (1) :

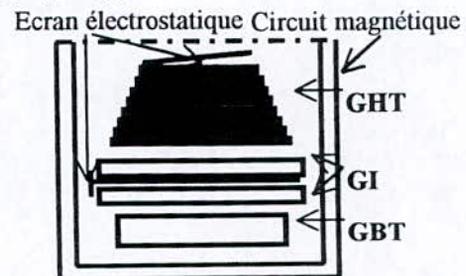


Figure (1): Géométrie de la maquette
(1/4 de la section transversale
avec regroupements des galettes).

III- Présentation Du Programme EF:

Le programme E.F élaboré est basé sur le principe variationnel [4], où le potentiel électrique est déterminé par l'optimisation de la fonctionnelle d'énergie (énergie électrostatique stockée dans le domaine d'étude soumis à une différence de potentiel ($V_A - V_B$)), la capacité du système est alors donnée par la formule suivante :

$$C = \frac{2W_{els}^2}{(V_A - V_B)^2} \quad (1)$$

L'énergie électrostatique stockée dans un élément de partition du domaine d'étude en élément fini, après application d'une différence de potentiel, est donnée dans la considération bidimensionnelle, sous la forme suivante :

$$W_{els}^e = \left(\frac{1}{2} \int_s \epsilon_0 \epsilon_r^e (\nabla V^e)^2 dx dy \right) z \quad (2)$$

ϵ_0 : permittivité du vide

ϵ_r : permittivité relative d'isolant de l'élément (e).

∇V^e : gradient de la variable d'état V définie dans l'élément (e).

Le potentiel est approché par une interpolation linéaire de premier ordre [4], (l'élément fini pris pour la partition du domaine en éléments finis est un triangle de 3 nœuds).

$$V^e = \sum_{i=1}^3 N_i(x, y) V_i^e \quad (3)$$

V^e : potentiel électrique dans et aux frontières de l'élément (e).

$N_i(x, y)$: polynômes d'interpolation.

V_i^e : potentiel aux nœuds de l'élément (e).

En portant l'équation (3) dans l'équation (2), celle-ci s'écrit sous la forme matricielle suivante:

$$W_{els}^e = (1/2) \epsilon_0 \epsilon_r^e \cdot V^{eT} \left[\int_s \nabla N(x, y) \cdot \nabla N(x, y)^T dx dy \right] \cdot V^e \cdot z \quad (4)$$

L'intégration est faite analytiquement et directement sur les éléments réels [4][6], on obtient alors une matrice de dimension (3x3) notée $[K^e]$ dont les éléments sont des fonctions polynomiales.

En réalisant l'assemblage de toutes les matrices des éléments de partition du domaine on obtient :

$$W_{els} = V^T [K] V \quad (5)$$

W_{els} : énergie électrostatique stockée .

V^T : vecteur ligne de potentiel aux nœuds.

V : vecteur colonne de potentiel aux nœuds

Afin de déterminer le potentiel électrique on impose les conditions suivantes:

- ❖ Condition de Neumann (avant le maillage).
- ❖ Introduire les régions isolantes par leurs permittivités.

- ❖ Imposer le potentiel unique inconnu sur la frontière de chacune des régions conductrices non concernées par les conditions de Dirichlet [5].

- ❖ Condition de Dirichlet (sur deux électrodes seulement).

Enfin le potentiel est un vecteur solution de l'équation (6).

$$\frac{\partial W_{els}}{\partial V_i} = 0 \quad (6)$$

IV- Exemple de validation du programme:

L'exemple qu'on va aborder peut être traité par une méthode analytique. Il s'agit de déterminer le potentiel électrique et la capacité, entre le conducteur central et le conducteur extérieur d'un câble coaxial. Ce câble contient 4 régions conductrices alternées par 5 régions isolantes (figure.1)

Les résultats issus de la méthode analytique seront comparés à ceux du calcul numérique.

Les caractéristiques de la structure :

$r < 1.6331$	conducteur
[1.6331 7.3310]	isolant ($\epsilon_r = 1$)
[7.3310 9.2303]	conducteur
[9.2303 11.1296]	isolant ($\epsilon_r = 1$)
[11.1296 13.6620]	isolant ($\epsilon_r = 2.3$)
[13.6620 15.5613]	isolant ($\epsilon_r = 1$)
[15.5613 17.4606]	conducteur
[17.4606 22.5254]	isolant ($\epsilon_r = 1$)
$r > 22.5254$	conducteur

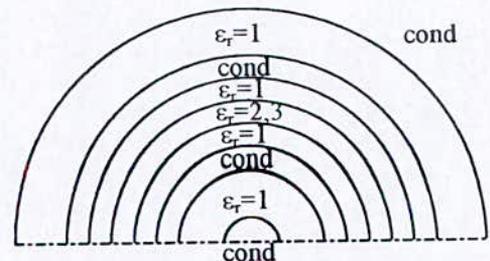


Figure 1: 1/2 de la Structure de la section droite du câble

IV-1 Calcul Analytique

La capacité du système C_e est la capacité équivalente de 5 capacités montées en séries, et qui peuvent être calculées d'après les deux équations suivantes:

$$C_{i,i+1} = \frac{2\pi \epsilon_0 \epsilon_r}{\ln\left(\frac{R_{i+1}}{R_i}\right)} \quad (7)$$

et

$$C_e = \left(\sum_{i=1}^{i=5} \frac{1}{C_{i,i+1}} \right)^{-1} \quad (8)$$

Chacune des 5 capacités peut être répartie en une infinité de capacités élémentaires montées en série où il est possible de calculer le potentiel V_n en tout point du système à l'exception des points appartenant aux électrodes. Ce calcul est possible à travers l'égalité de quantités de charge dans les condensateurs montés en série. Le potentiel V_n peut être déduit de l'équation suivante:

$$C_e(V_e - V_0) = C_{mn}(V_n - V_m) \quad (9)$$

V_e : potentiel imposé au conducteur externe

V_0 : potentiel imposé au conducteur interne

C_{mn} : capacité élémentaire entre deux cylindres de rayon r_m et r_n .

V_n : potentiel à calculer au point n

V_m : potentiel qui prend l'ancienne valeur de V_n

IV-2 Calcul numérique

En tenant compte de la symétrie à la fois physique et géométrique (condition de Neumann homogène) du système, le domaine étudié n'est que le 1/6 de la section droite du câble. On représente à la figure (3) le maillage en élément finis du domaine considéré, de plus les régions conductrices ne sont considérées que par leurs frontières, pour la résolution, On impose les conditions de Dirichlet sur le conducteur central (0Volt) et sur le conducteur externe (1Volt), On impose le potentiel unique sur les autres conducteurs, les régions isolantes sont représentées par leurs permittivités, Enfin on résout le système algébrique ainsi obtenu.

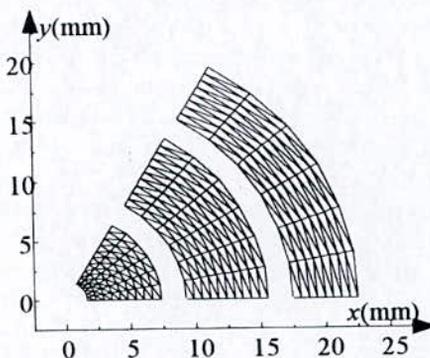


Figure 3: Maillage en élément fini du 1/6 de la section droite du câble

IV-3 Comparaison des résultats et analyse.

D'après les deux tableaux (let 2), on compare les résultats analytiques à ceux déterminés par le programme EF établi, on remarque alors une très bonne précision, et cela provient par le fait d'intégrer analytiquement et directement sur les éléments réels.

R (mm)	V_a (Volt)	V_n (Volt)	Ecart %
1.6331	0.00000	0.00000	---
5.4317	0.55566	0.55460	0.1910
6.0648	0.60664	0.60567	0.1598
6.6979	0.65255	0.65167	0.1348
7.3310	0.69431	0.69351	0.1152
9.2303	0.69431	0.69351	0.1152
13.6620	0.82204	0.82156	0.0583
14.2951	0.84299	0.84256	0.0511
15.5613	0.88223	0.88190	0.0374
17.4606	0.88223	0.88190	0.0374
19.3599	0.92997	0.92978	0.0204
19.9930	0.94485	0.94470	0.0158
21.8923	0.98681	0.98678	0.00304
22.5254	1.00000	1.00000	---

Tableau .1 Comparaison entre quelques valeurs du potentiel électrique calculé analytiquement V_a (pris comme référence) et V_n calculé par la MEF

C_a (pF)	C_n (pF)	Ecart en %
25.710890	25.658620	0.2032877

Tableau.2 Comparaison entre la valeur de la capacité calculée analytiquement (C_a), prise comme référence et celle calculée par la MEF (C_n).

V Calcul des paramètres capacitifs du transformateur.

Le degré de validité et de précision des méthodes analytiques moins sophistiquées, peut être apprécié en comparant ses résultats à ceux de la méthode des éléments finis (prise comme référence).

Le calcul numérique des paramètres capacitifs du transformateur se fait en introduisant les conditions de Neumann, les régions isolantes sont définies par leurs permittivités, sur les deux galettes où est demandé de calculer la capacité, les conditions de Dirichlet sont imposées, enfin on impose le potentiel unique sur les autres galettes. Nous présentons à la figure 5, le maillage du 1/8 de la section structure étudiée où on considère l'hypothèse d'ignorer les écran électrostatiques [1][7]. Afin de permettre une bonne précision des résultats, un sous programme est mis au point pour permettre un maillage fin.

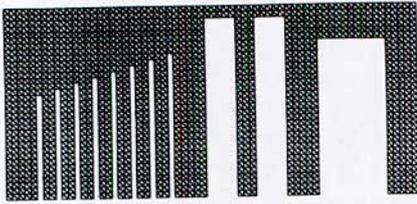


Figure 5 Maillage du domaine définissant le 1/8 de la structure du transformateur étudié

Nous présentons dans le tableau (3) une comparaison entre les capacités des galettes voisines calculées par le programme établi et celles calculées par la méthode analytique. Cette comparaison montre une bonne concordance.

Capacités (nF)	MEF 2D	ϵ_s/ϵ	E%
C ₁	2.413	2.442	-1.20
C ₂	2.591	2.541	1.92
C ₃	2.303	2.342	1.66

Tableau 3: comparaison entre les valeurs numériques des capacités obtenues par le programme établi et par le calcul analytique

Par ailleurs on compare dans le tableau 4 les mêmes valeurs de capacités du tableau 3, obtenues par le programme établi, à des valeurs des mêmes capacités obtenues à partir d'un logiciel d'éléments finis en 3D connu mondialement (*FLUX 3D*), ou ces dernières sont prise, comme référence [2][7]. La comparaison montre une concordance acceptable, cet écart est relativement loin des écarts trouvés dans le tableau (3), et qui s'étend jusqu'à 6.80%, cela est due au fait que le *FLUX3D* tient compte de la géométrie réelle du transformateur.

Capacités (nF)	MEF 2D	FLUX.3D	E%
C ₁	2.413	2.512	3.94
C ₂	2.591	2.530	-2.41
C ₃	2.303	2.471	6.80

Tableau N°4: Comparaison entre les valeurs numériques des capacités obtenues par le programme établi et par le *FLUX 3D*.

VI Conclusion :

Dans cet article nous avons abordé le calcul des éléments capacitifs constituant le schéma équivalent d'un transformateur de puissance par une méthode numérique à savoir la méthode des éléments finis en deux dimensions et dans l'approximation du premier ordre. L'utilisation de cette méthode s'est avérée très utile du fait qu'elle s'adapte facilement aux géométries telle que celle du transformateur de puissance.

nous avons développé un programme informatique à cet effet, la validation de ce programme a été effectuée avec succès sur un

exemple de calcul, ensuite nous avons procédé au calcul des paramètres capacitifs du schéma électrique équivalent du transformateur. La comparaison des résultats avec ceux trouvés dans la littérature a montré une concordance acceptable. En effet, à la lumière des résultats obtenus, on peut dire qu'il est envisageable de calculer les paramètres du schéma électrique équivalent d'un transformateur avec une précision satisfaisante tout en utilisant un programme EF de premier ordre.

VII- REFERENCES

- [1] Salah Tabaga «Modélisation du comportement fréquentiel du transformateur, détermination des paramètres du schéma équivalent par la méthode des éléments finis»; Thèse de doctorat I.N.P Grenoble laboratoire électrotechnique de Grenoble, septembre 1995.
- [2] Z.Azzouz « Modélisation 3D d'un transformateur de puissance Etude de son comportement à haute fréquence »; Thèse de doctorat I.N.P Grenoble laboratoire électrotechnique de Grenoble, septembre 1992.
- [3] Triomphant Ngnegueu « Contribution à la modélisation mathématique des pertes supplémentaires dans les transformateur de puissance » Thèse de doctorat I.N.P Grenoble laboratoire électrotechnique de Grenoble, septembre 1988.
- [4] Silvester Ferrari « Finite Elements for electrical Engineers » Cambridge university press 1983.
- [5] J.C Sabonnadière & J.L.Coulomb « La méthode des éléments finis du modèle au CAO » Hermès Publishing 1986.
- [6] M.Younes « Etude du comportement HT d'un transformateur de puissance modélisation et simulation »; Thèse de magister, université de Sidi-bel-abbès, Algérie, Décembre 1997.
- [7] Z.Azzouz, M.Younes & A.Taieb-Brahim « Modélisation d'un transformateur de puissance par la méthode des éléments finis en deux dimensions » 6^{ème} colloque maghrébin sur les modèles numériques de l'ingénieur (C2MN6), volume 12 N° Hors série tome 1, 1998.
- [8] Z.Azzouz, L.Pierrat, A.Foggia & G. Meunier « détermination des paramètres du schémas équivalent discrétisée des enroulements d'un transformateur » *Journal de physique III* p 455-467, mars 1993.
- [9] Z.Azzouz, A.Foggia, L.Pierrat & G. Meunier « 3D finite element computation of high frequency parameters of power transformer windings »; *Trans Mag* vol 29 N°2, pp 1407-1410 march 1993.

ETUDE DE LA SEPARATION ELECTROSTATIQUE A EFFET COURONNE D'UN MELANGE DE PARTICULES ISOLANTES ET METALLIQUES

A.TILMATINE (*), S.FLAZI, M.BRAHAMI, A.KHAOUANI
LABORATOIRE IRECOM
UNIVERSITE DE SIDI BEL ABBES

(*)Département Electrotechnique, Université de Sidi Bel Abbes.
Fax: (213) 048 577095; E-mail : tilmatine64@yahoo.fr

RESUME

La séparation électrostatique des granules est basée d'une part sur un champ électrostatique intense et d'autre part sur l'acquisition par ces granules d'une charge électrique que génère une électrode par effet couronne.

Notre travail consiste en la réalisation d'un modèle de laboratoire, ensuite optimiser les réglages et prospecter l'influence de chaque paramètre pour aboutir à des qualités d'électro-séparation maximales. Les résultats obtenus sont encourageants et nous ont motivé à concevoir un deuxième séparateur plus sophistiqué, dont les l'étude et la réalisation ont déjà commencé depuis plusieurs semaines, afin de lui trouver des applications dans la recherche minière et le recyclage des matériaux.

MOTS CLES

SEPARATION ELECTROSTATIQUE; CHAMP INTENSE; DECHARGE COURONNE.

1) INTRODUCTION

L'électroséparation, opération souvent utilisée dans la technologie de recyclage des matériaux granulaires, tire profit de la différence des caractéristiques physiques des constituants du mélange à trier [1]. La conductivité électrique est une de ces différences que l'électro-séparateur exploite dans le triage des mélanges isolant-métal. Le champ électrique qui représente le cœur de ces appareils, est produit par un système d'électrodes de formes appropriées, reliées à un potentiel élevé[2][3][4].

Le présent travail consiste en premier lieu en la réalisation d'un modèle de laboratoire, ensuite optimiser les réglages et prospecter l'influence de chacun des paramètres pour aboutir à des qualités d'électro-séparation maximales.

II) CONSTITUTION GENERALE D'UN ELECTRO-SEPARATEUR A EFFET COURONNE

Description de l'électro-séparateur: [5]

Les éléments principaux qui constituent l'électro-séparateur sont (Figure 1):

- Un cylindre (1) relié à la terre, entraîné par un moteur à courant continu tournant autour de son axe avec une vitesse réglable.
- Une électrode statique (2) de forme elliptique, reliée à une source de haute tension continue et réglable, qui génère entre elle et le cylindre un champ électrostatique intense.
- Une (ou plusieurs) électrode couronne (3) reliée à la même source haute tension, et constituée de plusieurs pointes métalliques; elle sert à générer des charges électriques par effet couronne.
- Une électrode de neutralisation (4) identique à l'électrode couronne, et reliée à une source haute tension alternative.
- Un vibro-transporteur électromagnétique (5) qui dépose les granules sur la surface du cylindre tournant.
- Une brosse (6) qui nettoie la surface du tambour des granules qui restent encore collés à celle-ci.
- Un collecteur (7) qui sert à collecter le produit trié. Il est composé de plusieurs compartiments identiques.

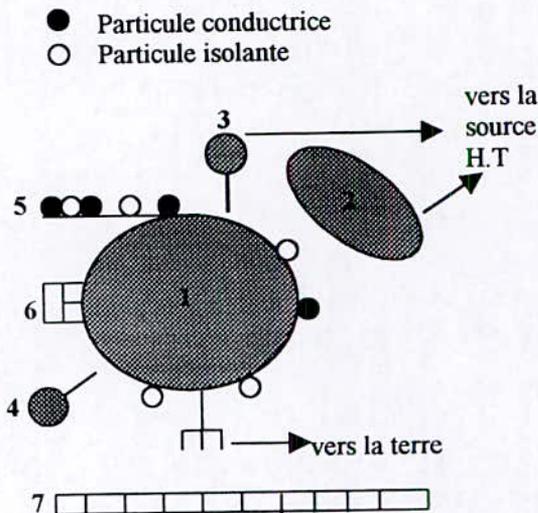


Figure 1: Eléments constituant l'électro-séparateur

Principe de fonctionnement:

Les granules qui sont déposés sur la surface du tambour par le vibro-transporteur, acquièrent tous une charge électrique par bombardement ionique de l'électrode couronne. Comme le tambour est relié à la terre, les particules conductrices perdent vite leur charge. En arrivant dans la zone du champ électrostatique créée par l'électrode elliptique, les particules sont décollées de la surface du tambour grâce à la force électrostatique.

Par contre, les particules isolantes gardent la charge acquise et adhèrent à la surface du cylindre grâce à la force d'image électrique, puis tombent dans la partie du collecteur qui leur est destinée si cette force devient inférieure à celle de la pesanteur. Les granules qui restent encore attachés sont enlevés électriquement par l'électrode neutralisante, ou mécaniquement par la brosse.

III) SYSTEME DES FORCES AGISSANT SUR LE GRANULE

Le "décollage" des granules à des points différents est gouverné par un système de forces électriques et mécaniques auxquelles les granules sont soumis.

Forces électriques:

- Force du champ électrostatique F_q

$$F_q = q_{ind} E \dots\dots\dots(1)$$

- Force d'image électrique F_i

$$F_i = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0(2d)^2} \dots\dots\dots(2)$$

Q_{ind} : Charge acquise par le granule par effet électrostatique du à l'électrode elliptique.

E : Champ généré par l'électrode elliptique.

q : Charge acquise par le granule dans la zone à effet couronne.

d : Distance séparant le centre du granule de la surface de l'électrode cylindrique.

ϵ_0 : permittivité diélectrique du vide

Forces mécaniques:

- Force centrifuge

$$F_c = m\omega^2 R \dots\dots\dots(3)$$

- Force de pesanteur

$$F_g = mg \dots\dots\dots(4)$$

m : masse du granule.

ω : vitesse angulaire du cylindre.

R : rayon du cylindre.

g : gravitation universelle.

IV) CRITERES DE PERFORMANCE DES ELECTRO-SEPARATEURS

On introduit le mélange à trier dans le vibro-transporteur, et à la fin de chaque essai de séparation on mesure la masse de chaque type de matériau récolté dans les compartiments du collecteur. L'efficacité est déterminée par le calcul des critères suivants :

Pureté : C'est un critère à partir duquel on peut connaître le degré de pureté des produits une fois la séparation terminée.

$$Pur(\%) = \frac{M_j}{M_t} \cdot 100 \dots\dots\dots(5)$$

M_j : Masse du produit j collecté dans le (ou les) compartiment qui lui est prédestiné, où j représente le nombre de matériaux purs compris dans le mélange ; en général $j=2..$

M_t : Masse totale du produit collecté dans ce(ou ces) même compartiment.

Récupération :

$$Recu(\%) = \frac{M_j}{M_{jt}} \cdot 100 \dots\dots\dots(6)$$

M_{jt} :Masse totale du produit j introduite dans le vibro-transporteur.

Rendement : Le rendement du matériau considéré est déterminé par la différence de la récupération (Recu) du matériau considéré dans la partie qui lui est réservée et la récupération (Recu') du second matériau dans cette même partie.

$$\eta(\%) = Recu(\%) - Recu'(\%) \dots\dots\dots(7)$$

V) REGLAGE ET OPTIMISATION DES PARAMETRES DU SEPARATEUR

Nous avons pris, pour les besoins de l'expérience, un échantillon de produit de masse égale à 376 g composé de 26,75 % de polychloropène (PCP) et 73,25 % de cuivre (Cu). Après séparation, nous avons procédé à un pesage des produits collectés dans chaque partie du collecteur en vue de déterminer les qualités de l'électro-séparateur.

Influence de la vitesse du tambour et de la polarité de la haute tension:

Les essais expérimentaux sont effectués sur un modèle de laboratoire réalisé dans le cadre d'un Magister, qui se trouve dans le laboratoire IRECOM de l'université de Sidi Bel Abbas.

Pour étudier l'influence des deux paramètres sur l'électro-séparation, nous avons fait varier la vitesse de rotation du cylindre de 60 à 120 tr/mn par pas de 10 tr/mn et cela pour les deux polarités. Nous avons calculé la pureté et le rendement pour chaque cas et chaque constituant du mélange granulaire. Les résultats des essais, qui se sont déroulés avec un débit constant du produit correspondant à 60 kg/h, sont représentés

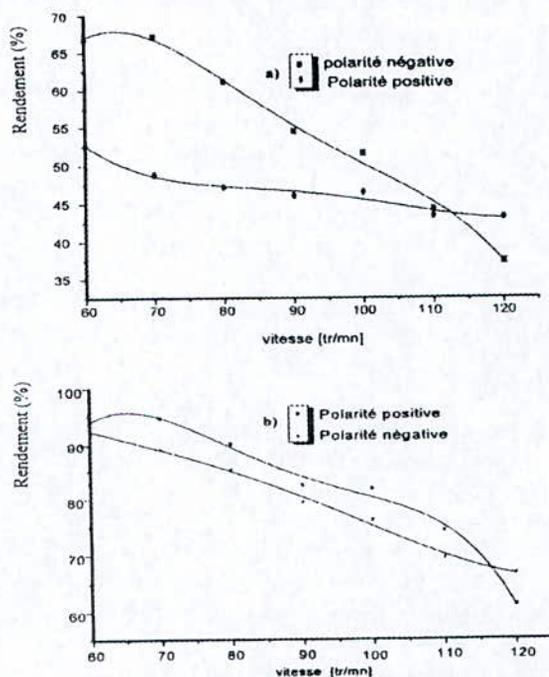


Figure 2: Rendement de l'électro-séparateur pour les deux polarités

a)Produit isolant b)Produit métallique

a) Influence de la vitesse de rotation

Les forces qui entrent en jeu dans le fonctionnement du séparateur et qui sont susceptibles de varier avec la vitesse du cylindre

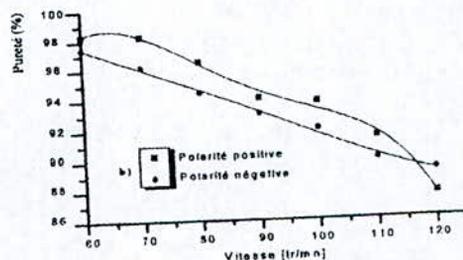
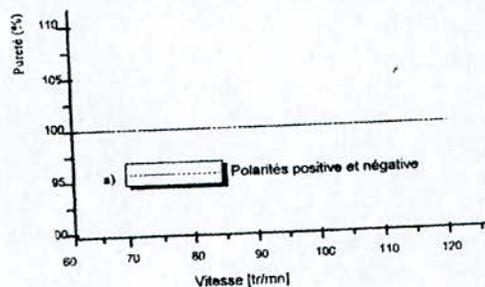


Figure 3: Pureté des produits collectés pour les deux polarités

a)Produit isolant b)Produit métallique

sont principalement la force centrifuge F_c et la force d'image F_i . La première varie dans le même sens que la vitesse, la seconde varie dans le sens inverse. Un compromis impose donc le choix d'une vitesse intermédiaire optimale.

Compte tenu de la large différence des ordres de grandeurs existant entre les deux forces, l'augmentation de la vitesse entraîne, d'une part l'augmentation de la pureté des granules isolants et la diminution de celle des granules conducteurs, et d'autre part une baisse du rendement pour les deux types de matériaux.

b) Influence de la polarité de la haute tension

On rappelle que l'exigence sur le processus d'acquisition de charge dans la zone active du séparateur est de mener à la saturation la charge des granules. Cela ne peut être réalisé qu'avec une distribution de la densité de courant plus uniforme et une tension d'opération la plus élevée possible. La polarité positive, avec son caractère diffus, donne une bonne distribution de la densité du courant d'effet couronne, mais plus faible en valeur qu'en polarité négative pour une tension donnée (Figure 2). Néanmoins, en polarité positive, le claquage se passe pour une tension inférieure à celle obtenue en polarité négative.

L'effet de la polarité négative est surtout efficace sur les granules isolants (Figures 2 et 3) du à l'augmentation de la force d'image électrique par l'accumulation relativement importante des charges déposées par bombardement ionique sur ces granules.

En ce qui concerne les particules conductrices, la différence est insignifiante entre les deux polarités. Néanmoins, il faut signaler qu'en polarité positive, la force attractive agissant sur les granules dans la zone à champ électrostatique est supérieure à celle ressentie en polarité négative.

Influence du débit du vibro-transporteur

Nous avons déterminé la pureté et le rendement en polarité négative, pour trois débits correspondant respectivement à 12, 60 et 90 kg/h. Les résultats sont représentés dans le tableau 1 ci-dessous.

Type de produit	Critères de performance	Débit (kg/h)		
		12	60	90
Isolant	Pureté (%)	100	100	100
	Récupération (%)	77,35	68,72	62,67
	Rendement (%)	77,35	68,72	62,67
Métal	Pureté (%)	98,45	97,27	96,87
	Récupération (%)	99,31	99,19	99,05
	Rendement (%)	94,95	91,82	90,23

Tableau 1: Influence du débit sur l'électro-séparation en polarité négative.

Lors du fonctionnement de l'électro-séparateur, la vitesse du cylindre étant constante, l'augmentation du débit fait croître l'épaisseur de la couche du produit déposé sur le cylindre rotatif qui réduit ainsi l'espace inter-électrodes et perturbe l'homogénéité de la distribution de la charge sur les granules. Ces effets entraînent une perte des qualités du séparateur, ce qui est montré par le tableau 1.

La solution utilisée pour augmenter le débit sans perturber le rendement est obtenue en agrandissant le rayon et/ou la longueur du cylindre.

Influence de l'humidité

Puisqu'il nous était impossible de créer une atmosphère humide, nous avons procédé par l'introduction des quantités d'eau dans le produit granulaire pour obtenir le taux d'humidité voulu.

La quantité d'eau introduite est donnée par: $M_e = MW/100$

M_e : masse d'eau introduite dans le mélange [g]

W: taux d'humidité du mélange (%)

M: masse totale du mélange [g]

Le mélange granulaire est introduit dans une cuve en plastique et est agité après y avoir ajouté la quantité d'eau nécessaire en vue d'uniformiser le taux d'humidité du mélange.

Au premier essai correspondant à 0,1 %, le résultat était remarquable; il n'y avait presque pas de séparation, les granules isolants se comportaient comme les conducteurs et étaient attirés par l'électrode elliptique.

VI) CONCLUSION

Les électro-séparateurs utilisés souvent dans la technologie de recyclage des matériaux granulaires et la recherche minière, sont décrits par des équations complexes faisant intervenir une multitude de paramètres électriques, mécaniques et de l'ambiance interdépendants.

Après la conception et la réalisation d'un modèle de laboratoire, les essais expérimentaux effectués sur un échantillon de produit granulaire isolant-métal (Polychloropène-Cuivre), nous ont permis de bien cerner le processus d'électro-séparation.

Comme pour tout processus technologique, nos expériences ont révélé une sensibilité de l'électro-séparateur aux variations de certains paramètres; la vitesse de rotation du cylindre, la polarité de la haute tension, le débit du vibro-transporteur électromagnétique et l'humidité ambiante.

Les résultats obtenus sont encourageants et nous ont motivé à concevoir un deuxième séparateur plus sophistiqué, dont l'étude est déjà commencée depuis plusieurs semaines, afin de lui trouver des applications dans la recherche minière et le recyclage des matériaux.

VII) REFERENCES

- [1] L.Dascalescu. "Séparateurs électrostatiques pour matériaux granulaires". Exposé présenté au laboratoire d'électrostatique et de matériaux diélectriques associé à l'université " J.Fourrier " Grenoble. Réunion de chercheurs du 7.11.1991
- [2] J.F.Delon. "Théorie de la séparation électrostatique à l'aide de l'effet corona". Annales des mines, 3(1966) 37-50.
- [3] R.Morar, Al.Iuga, L.Dascalescu, and A.Samuila. "Factors which influence the insulation-metal electroséparation". Journal of electrostatics, 30 (1993) 403-412. Elsevier.
- [4] L.Dascalescu, "Numerical analysis of the electric field of roll type electrostatic separators". Journal of electrostatics, 29 (1993) 255-267. Elsevier.
- [5] Abdelkader Khaouani. "Etude et réalisation d'un électro-séparateur de particules granuleuses isolant-métal". Mémoire de magister soutenu à l'université de Sidi Bel Abbes en 1997.

CALCUL DE LA RESISTANCE DE LA COUCHE DE POLLUTION D'UN ISOLATEUR HAUTE TENSION

A.TILMATINE (*), S.FLAZI , M.BRAHAMI , M.BOUHMAMA
LABORATOIRE IRECOM
UNIVERSITE DE SIDI BEL ABBES

(*)Département Electrotechnique, Université de Sidi Bel Abbès.
Fax: (213) 048 563068
E-mail : tilmatine64@yahoo.fr

RESUME

On se propose de calculer la résistance superficielle d'une couche de pollution, uniforme ou non, d'un isolateur Haute Tension pollué. Comme celui-ci présente des formes géométriques complexes, nous avons établi un programme informatique en langage Pascal qui calcule cette résistance. Nous avons considéré dans cet article un isolateur simple qui possède la forme d'un disque plat.

MOTS CLES

Isolateur, couche de pollution, contournement, calcul numérique.

1)INTRODUCTION

Le dépôt de pollution sur un isolateur donne naissance à une couche polluante qui est à l'origine du phénomène de contournement. Pour faire face à ce problème, on est amené à mieux connaître le paramètre le plus influent de ce phénomène, à savoir la résistance de la couche polluée qui doit être modélisée d'une façon précise afin de l'évaluer, ceci nous renseigne sur l'état général de l'isolateur.

II)CALCUL THEORIQUE DE LA RESISTANCE SUPERFICIELLE D'UN DISQUE PLAT

Comme l'isolateur réel présente des formes géométriques complexes, on se propose alors de considérer un isolateur simple présentant la forme d'un disque plat. Si on suppose que ce disque possède une couche de pollution uniforme, la résistance offerte par la couche polluante au courant de fuite radial peut être calculée analytiquement de la manière suivante.

Commençons par établir l'expression de la résistance d'un secteur d'ouverture α et

d'épaisseur e (Figure 1). Le volume délimité par x et $x+dx$ est un conducteur de longueur dx et de section $e\alpha x$, dont la résistance dR est :

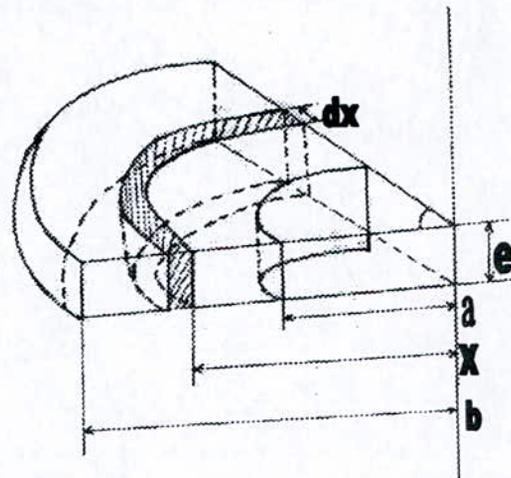


Figure 1: Secteur du disque d'ouverture α

$$dR = \frac{\rho dx}{\alpha e x} \dots\dots(1)$$

ρ : Constante de la résistivité en Ω cm.
La résistance de tout le secteur est donc :

$$R = \frac{\rho}{\alpha e} \int_a^b \frac{dx}{x} = \frac{\rho}{\alpha e} \ln \frac{b}{a} \dots\dots(2)$$

Pour un disque de mêmes dimensions, l'ouverture α du secteur devenant égale à 2π , la valeur théorique de la résistance R_d du disque vaut alors:

$$R_{d_{th}} = \frac{\rho}{2\pi\pi} \ln \frac{b}{a} \dots\dots(3)$$

III) MAILLAGE DU DISQUE

On trace sur le disque m+1 cercles concentriques ; Celui-ci est ainsi subdivisé en m intervalles circulaires (Figure 2). Le cercle N°1 correspond à l'électrode interne de rayon a et le cercle N° m+1 correspond à l'électrode externe de rayon b. Comme par ailleurs chaque cercle est divisé en n arcs, la surface du disque plat devient alors subdivisée en n (m+1) éléments quadratiques.

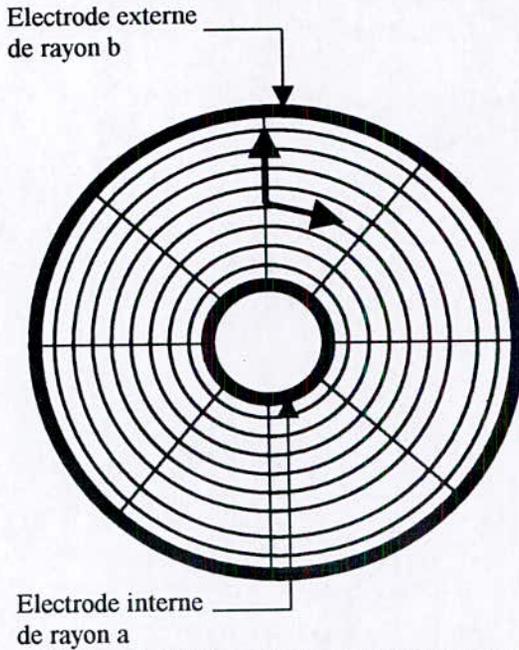


Figure 2 : Maillage de la surface du disque

IV) DESCRIPTION DE LA PROCEDURE DE CALCUL NUMERIQUE

Le calcul de la résistance par la méthode analytique décrite auparavant est inapplicable en pratique, car la surface de la couche polluante n'est pas uniforme, ce qui rend l'intégrale envisagée dans la formule précédente impossible à calculer.

Pour cela, nous avons pensé à une autre solution qui consiste à transformer l'intégrale précédente en une sommation de plusieurs résistances élémentaires ΔR .

$$dR = \rho \frac{dl}{ds} \Rightarrow \Delta R = \rho \frac{\Delta l}{\Delta S} \dots\dots(4)$$

$$R_a = \int dR \Rightarrow R_a = \sum \Delta R \dots\dots(5)$$

où ΔR représente la résistance d'un élément quadratique.

Le calcul se fait d'une façon itérative et nécessite incontestablement l'utilisation de

l'outil informatique. Nous avons alors établi un programme informatique en langage Pascal qui comporte deux méthodes de calcul différentes.

En se basant sur la forme des éléments quadratiques montrée par le schéma de la figure 3 ci-dessous, le programme réalisé comporte deux méthodes de calcul différentes décrites ci-après.

Première méthode

Cette méthode suit les étapes suivantes.

1^{ère} étape : Calcul des surfaces entrée et sortie de chaque élément.

On détermine la surface d'entrée des lignes de courant S_e et la surface de sortie S_s pour chaque élément, calculées comme suit :

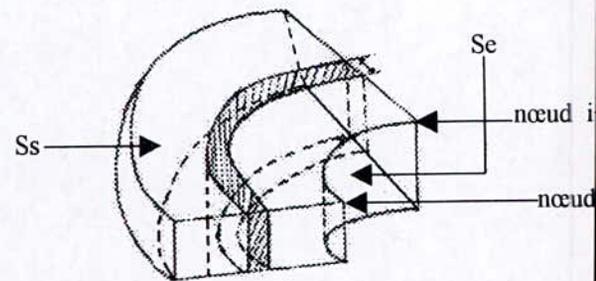


Figure 3: Détail d'un élément quadratique

$$S_e, S_s = \left(\frac{e_i + e_{i+1}}{2} \right) (\theta_{i+1} - \theta_i) l_i \dots\dots(6)$$

avec e_i, e_{i+1} : épaisseurs de la couche polluante aux points i et i+1.

θ_i, θ_{i+1} : angles aux points i et i+1.

l_i : longueur au point i comptée à partir du centre du disque.

2^{ème} étape : Calcul de la surface moyenne S_{moy} de chaque élément.

$$S_{moy} = \frac{S_e + S_s}{2} \dots\dots(7)$$

3^{ème} étape : Calcul de la résistance ΔR de chaque élément.

La résistance ΔR de chaque élément quadratique est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta R = \rho \frac{L_s - L_e}{S_{moy}} \dots\dots(8)$$

où L_s : rayon de la surface de sortie S_s .

L_e : rayon de la surface d'entrée S_e .

De cette façon, il y aura (n-1) résistances ΔR sur chaque contour.

4^{ème} étape : Calcul en parallèle de la résistance R_p d'une bande circulaire.

R_p représente la somme des n-1 résistances ΔR calculée en parallèle sur un même contour complet du disque.

$$\frac{1}{R_p} = \sum_{j=1}^{n-1} \frac{1}{R_j} \dots\dots(9)$$

5^{ème} étape : Calcul de la résistance totale du disque R_d .

On effectue le calcul de la résistance totale R_d en faisant la somme en série de toutes les m résistances R_p calculées dans l'étape 4.

$$R_d = \sum_{j=1}^m R_{p_j} \dots\dots(10)$$

Deuxième méthode

La procédure de calcul est décrite ci-dessous.

1^{ère} étape : Calcul des surfaces entrée S_e et sortie S_s de chaque élément

On détermine la surface d'entrée S_e et la surface de sortie S_s pour chaque élément calculées de la même manière que dans l'étape 1 de la méthode précédente.

2^{ème} étape : Calcul de la surface S_c de chaque contour circulaire.

Dans cette étape, on calcule la surface totale d'un contour circulaire complet en faisant la somme des n surfaces entrée S_e . On calcule ensuite la surface totale du contour suivant en faisant la somme des n surfaces sortie S_s .

On détermine ainsi m surfaces circulaires données par l'expression suivante :

$$S_c = \sum_{i=1}^n S_{e_i} \text{ ou bien } S_c = \sum_{i=1}^n S_{s_i} \dots\dots(11)$$

3^{ème} étape : Calcul de la surface moyenne S_{moy} entre deux contours successifs.

Ce calcul est effectué en faisant la moyenne des surfaces S_c de deux contours successifs

$$S_{moy} = \frac{S_{c_i} + S_{c_{i+1}}}{2} \dots\dots(12)$$

4^{ème} étape : Calcul de la résistance R_s d'une bande circulaire.

Par bande circulaire, on entend le volume circulaire compris entre deux contours successifs. La résistance de la bande circulaire de largeur Δl est:

$$R_s = \rho \frac{\Delta l}{S_{moy}} ; \Delta l = l_{j+1} - l_j \dots\dots(13)$$

(j=1...m)

5^{ème} étape : Calcul de la résistance totale R_d du disque.

On effectue le calcul de la résistance totale R_d en faisant la somme en série de toutes les résistances R_s calculées ci-dessus.

$$R_d = \sum_{j=1}^m R_{s_j} \dots\dots(14)$$

V) DONNEES A INTRODUIRE

Le programme réalisé nécessite l'introduction de trois types de données:

- Le nombre m des cercles tracés.
- Le nombre n des arcs tracés sur chaque cercle.
- L'épaisseur de la couche de pollution e(i) de chaque nœud du maillage.
- La valeur du rayon l(i) de chaque cercle.

VI) VERIFICATION DE LA FIABILITE DU PROGRAMME

A fin de vérifier la fiabilité du programme, on choisit le cas d'une couche de pollution uniforme qui permet de faire une comparaison avec la valeur théorique de la résistance donnée par la formule 3.

Les données utilisées pour cette comparaison sont les suivantes :

- Rayon de l'électrode interne a=1cm.
- Rayon de l'électrode externe b=11cm.
- Epaisseur de la couche de pollution e=0,1cm.
- Résistivité de la pollution: $\rho=549,45\mu S/cm$.

La formule analytique donne comme résultat théorique $R_{th}=2097,53\Omega$.

a) L'exécution du programme avec un nombre de cercles m=2 et un nombre d'arcs n=1 donne $R=1457,504 \Omega$.

L'erreur de précision

$$\Delta R(\%) = \frac{R_{d_{th}} - R_d}{R_{d_{th}}} 100 = 30,53 \%$$

b) L'exécution du programme avec un nombre de cercles m=11 et un nombre d'arcs n=10 donne $R_d=2065,356 \Omega$ avec une erreur de précision $\Delta R = 1,55\%$.

c) L'exécution du programme avec un nombre de cercles m=51 et un nombre d'arcs n=10 donne $R_d=2095,53 \Omega$ avec une erreur de précision $\Delta R = 0,116\%$.

Ces calculs montrent que le programme réalisé est fiable du moment que le résultat donné par celui-ci s'approche de plus en plus du résultat

théorique au fur et à mesure qu'on augmente le nombre de subdivisions.

VI) COMPARAISON ENTRE LES DEUX METHODES

Le programme donne exactement le même résultat quelle que soit la méthode utilisée. En effet, en optant pour une couche de pollution uniforme avec les mêmes données précédentes, la valeur de la résistance totale ne change pas pour des valeurs de m et n identiques; dans les deux cas le programme calcule la même surface moyenne du contour circulaire, différemment.

Néanmoins, la première méthode qui permet de calculer la résistance ΔR de chaque élément quadratique est la plus intéressante, car elle permet de connaître la résistance superficielle dans chaque région de l'isolateur, chose qui est très utile lorsqu'il s'agit d'une couche de pollution non uniforme.

VII) INFLUENCE DU PARAMETRE "n"

Les calculs effectués pour un même nombre m de cercles, mais pour différentes valeurs n du nombre d'arcs donnent à chaque fois le même résultat.

Quelle que soit la méthode utilisée, le programme réalise la sommation de la totalité des "n" arcs qui est égale à 2π . Il en ressort que le nombre "n" n'a aucune influence sur les résultats. En effet si $\theta_{i+1} - \theta_i = 2\pi/n$ représente l'angle d'un arc quelconque, il en découle que la

sommation $\sum_{i=1}^n (\theta_{i+1} - \theta_i)$ est égale à 2π quel que soit "n".

VII) CALCUL DE LA RESISTANCE D'UNE COUCHE DE POLLUTION NON UNIFORME

Ce programme est particulièrement destiné pour le calcul de la résistance d'une couche de pollution non uniforme. La fiabilité du programme dans ce cas, peut être vérifiée si on considère deux exemples différents d'une couche non uniforme où l'épaisseur moyenne de l'une est 10 fois supérieure à l'autre.

Dans les deux cas, nous avons considéré les mêmes valeurs pour les autres données, qui sont:

$$\begin{aligned} a &= 1,0 \text{ cm} & ; & \quad b = 11,0 \text{ cm} \\ n &= 10 & ; & \quad m = 11 \end{aligned}$$

Résultats obtenus:

$$\begin{aligned} R1 &= 11830,647 \ \Omega \\ R2 &= 1183,065 \ \Omega \end{aligned}$$

Les résultats donnés par le programme, montrent que celui-ci est fiable; En effet, comme l'épaisseur moyenne d'une couche est supérieure à l'autre dans un ordre de 10, il est tout à fait clair que la résistance R1 doit être

supérieure à R2, et ce dans le même ordre de grandeur.

VIII) CONCLUSION

Nous avons pensé au calcul numérique de la résistance de pollution, car les moyens de mesure de celle-ci in-situ sont pratiquement inexistant dans notre pays, vu leur cherté.

Les essais de calcul effectués confirment la fiabilité et la précision du programme réalisé. Il peut très bien être utilisé pour le calcul d'une couche de pollution uniforme que pour une couche non uniforme.

Nous avons considéré un cas d'isolateur très simple, à savoir un disque plat qui présente une similitude avec l'isolateur utilisé dans le désert. Néanmoins, ce programme peut très bien être amélioré pour l'appliquer sur un isolateur réel de formes complexes; Pour cela, il faut l'introduction d'autres données supplémentaires dans le programme tel qu'un repère qui permet d'affecter à chaque point toutes ses coordonnées.

Néanmoins, ce programme nécessite la connaissance, donc la mesure, de l'épaisseur de la couche polluante sur toutes les parties de l'isolateur.

IX) REFERENCES

- [1] R. Wilkins
« Flashover voltage of high-voltage insulators with uniform surface-pollution film ». Proc. IEE. Volume 116, N°3, mars 1969.
- [2] D.C. Jolly
« Contamination flashover. Part I: Theoretical aspects ». IEEE Power Engineering Society novembre 1977.
- [3] C. Garry et les autres
« Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions ». Editions Eyrolles 1984.
- [4] M. Sereir
"Méthodes des essais des isolateurs H.T sous pollution artificielle". Projet Fin d'Etude soutenu à l'université Djillali Liabes. Octobre 1999.
- [5] S. Flazi
« Etude du contournement électrique des isolateurs H.T pollués. Critère d'élongation de la décharge et dynamique du phénomène ». Thèse de docteur d'état-sciences. Université Paul Sabatier. Toulouse 1987.
- [6] A.M. Rahal
« Sur les mécanismes physiques de contournement des isolateurs H.T ». Thèse de docteur es-sciences physiques. Université P. Sabatier, Toulouse 1979.



ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA NON-UNIFORMITE DE LA POLLUTION SUR LE DIMENSIONNEMENT DES ISOLATEURS DES LIGNES AERIENNES THT

Partie 1 : Influence des paramètres géométriques des isolateurs Anti-Fog sur la non-uniformité de l'accumulation de la pollution

M. EL-A. SLAMA, S. FLAZI, H. HADI et K. L. RABAH

Laboratoire de la Haute Tension et des Décharges Electriques

Département d'électrotechnique. Faculté de Génie Electrique

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran - Mohamed Boudiaf-

USTO BP 1505 El Mnaouar, Bir El Jir, Oran, Algérie

E-Mail : amineslama@usa.net / flazis@yahoo.com

Résumé :

Notre article présente une méthode de mesure qui permet de déterminer la non-uniformité de la distribution de la pollution sur la surface d'un isolateur. Cette méthode est basée sur une relation mathématique que nous avons élaboré liant les paramètres géométriques des isolateurs telles que la surface et la ligne de fuite. A partir de là, et en se basant sur une méthode de subdivision de la surface des isolateurs en plusieurs domaines distincts, nous avons mesuré l'ESDD partielle de chacun de ces derniers.

Les résultats de nos mesures montrent qu'il existe une irrégularité de la distribution de la pollution. Cette irrégularité croît avec l'augmentation du nombre de subdivision, et les écarts entre l'ESDD moyenne et les ESDD partielles prennent, parfois, des valeurs très importantes.

1. Introduction

La pollution et le contournement des isolateurs sont l'un des problèmes majeurs que rencontrent les exploitants des réseaux électriques. Cette pollution n'est pas déposée d'une manière uniforme. La nature du champ électrique appliqué, le vent, la pluie et la forme de l'isolateur jouent un rôle important sur l'accumulation et la distribution de la pollution sur la surface de l'isolateur [1][2][3][4]. Des mesures montrent que la pollution déposée sur la surface supérieure d'un isolateur est plus importante que celle de la surface

inférieure[2][3][4][5]. De même que la pollution accumulée sous tension continue est supérieure que celle sous tension alternative [2][3][9] et que pour cette dernière elle est plus importante au niveau de la tige. D'autres résultats montrent que la tension de contournement la plus critique correspond au cas d'une pollution non uniforme [3][10][11].

2. Présentation

Lors du dimensionnement des isolateurs, la première étape à faire est de mesurer le degré de pollution. La méthode de l'ESDD (Densité de Dépôt de Sel Equivalent) est une des méthodes les plus utilisées [5][6][8][9]. Le degré de pollution y est exprimé en concentration moyenne de sel par unité de surface de l'isolateur. Or cette quantité est une valeur moyenne, donc la pollution est supposée comme étant uniforme sur toute la surface de l'isolateur. A la rigueur, la non-uniformité est prise en compte en mesurant séparément les ESDD de la surface supérieur "Top" et inférieur "Bottom".

Dans cette optique, nous nous sommes intéressés à la quantification de l'écart existant entre une distribution uniforme de la pollution et une distribution non-uniforme. A cet effet, nous avons adopté une méthode basée sur une subdivision de la surface de l'isolateur en plusieurs domaines ; chaque domaine étant délimité par deux points. Nous avons utilisé des isolateurs Anti-Fog qui étaient soumis à une

pollution naturelle. Leurs caractéristiques sont donnés au tableau 1.

Type d'isolateur	P(mm)	L(mm)	D(mm)
F12P	146	445	280
F16P	170	545	320

Tableau 1

3. Calcul de la surface et de la ligne de fuite des isolateurs

Nous avons estimé la surface et la ligne de fuite des isolateurs F12P et F16P à partir de la coupe transversale de ces derniers, donnée dans les catalogues des constructeurs d'isolateurs. Nous avons relevé la maximum de points $P_i=(x_i, y_i)$ représentant la ligne de fuite. La ligne de fuite de l'isolateur est calculée suivant la méthode de calcul de la longueur d'un arc de longueur finie [13]. Si AB est un arc, $A(x_1, y_1)$ et $B(x_2, y_2)$ sont deux points de la courbe $y=f(x)$ représentant l'arc, alors sa longueur peut être calculée selon l'expression ;

$$L = \int_{AB} dl = \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} dx \quad (1)$$

avec $y=f(x)$ et $f'(x)$ continues sur l'intervalle $[x_1, x_2]$. La ligne de fuite totale sera la somme des lignes de fuites partielles.

Pour le calcul de la surface, nous avons procédé suivant la méthode de calcul d'une aire d'une surface de révolution[13]. Si $y=f(x)$ et $y'=f'(x)$ sont continues et où $f'(x)$ ne change pas de signe sur l'intervalle $[x_1, x_2]$, l'aire de la surface engendrée par la rotation de l'arc AB autour de l'axe X est :

$$s = 2\pi \int_{AB} y dl = 2\pi \int_{x_1}^{x_2} y \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} dx \quad (2)$$

La surface totale de l'isolateur est la somme des surfaces de chaque segment.

Le tableau 2 donne les résultats du calcul de la surface et de la ligne de fuite pour les isolateurs F12P et F16P, ainsi que le rapport entre les valeurs calculées et les valeurs réelles.

Comme nous pouvons le constater, l'erreur de calcul est très petite ; de l'ordre de 1%. Toutefois, nous avons vérifié la conséquence de l'erreur de calcul sur la mesure de l'ESDD. A cet effet, nous avons choisi deux isolateurs pollués ; F12P et F16P. Nous avons mesuré la conductivité selon la procédure normalisée [6][7] et calculé l'ESDD

suivant la surface réelle, puis la surface calculée. Nous avons estimé le rapport entre l'ESDD réelle ($ESDD_r$) et l'ESDD calculée ($ESDD_c$) selon :

$$R_g = ESDD_r / ESDD_c \quad (3)$$

Type d'isolateur	F12P	F16P	
Surface (cm²)			
Top	Réelle	881	1355
	Calculée	887,45	1359,25
Bottom	Réelle	1646	2225
	Calculée	1640	2221,21
Totale	Réelle	2527	3580
	Calculée	2527,45	3580,46
Ligne de fuite(mm)			
	Calculée	445	545
	Réelle	444,78	544,8
Rapport entre les valeurs calculée et réelle			
	Surface top	0,99273	0,99687
	Surface bottom	1,00366	1,0017
	Surface totale	1,04101	0,99987
	Ligne de fuite	0,9995	0,9996

Tableau 2 : Résumé comparatif des résultats des calculs

Type d'isolateur	ESDD _r (mg/cm ²)		
	Top	Bottom	Moyenne
F12P	0,56084	0,16490	0,110492
	0,036495	0,122089	0,079292
ESDD_c (mg/cm²)			
F16P	0,055670	0,16550	0,110585
	0,036380	0,122297	0,079552
Type d'isolateur	R _g = ESDD _c / ESDD _r		
	Top	Bottom	Moyenne
F12P	0,99273	1,00366	1,0084
F16P	0,99687	1,00170	1,00328

Tableau 3 : Comparaison entre les mesures basées sur la surface réelle et celles basées sur la surface calculée.

D'après le tableau 3, nous pouvons voir que l'erreur de calcul de la surface n'affecte pratiquement pas la mesure de l'ESDD et les trois premiers chiffres significatifs restent inchangés.

Les résultats de nos calculs nous ont permis de lier la ligne de fuite à la surface par un polynôme algébrique de la forme ; $S(l) = A_n l^n + A_{n-1} l^{n-1} + \dots + A_0$. Cette expression requiert toute son importance lors de la mesure de la répartition de la pollution sur la surface de l'isolateur.

4. Mesure de l'ESDD et influence de la non-uniformité de la pollution

Les points de mesure que nous avons choisis appartiennent au réseau de transport de la région ouest. La majorité de ces lignes se concentrent entre les postes de Marsat El Hadjadj et Zahana et leur voisinages à l'exception de l'isolateur appartenant à la ligne Zahana-Ghazaouet, qui est située à l'extrême ouest. De nombreuses mesures ont été effectuées autour de ces zones [5][12], et toutes montrent que le niveau de pollution atteint des valeurs extrêmes durant les périodes sèches. Le tableau 4 résume le descriptif des points de mesure et des sites choisis, ainsi que la durée d'exposition des isolateurs.

Type d'isolateur	Zone	Spécificité	Durée d'exposition	Code
F12P	Marsat El Hadjadj	35 km du poste	Plus d'un an	F12P rel
F12P	Entre Marsat El Hadjadj et Zahana	20 km du poste	Plus d'un an	F12P zah
F16P	Marsat El Hadjadj	20 km du poste	Plus d'un an	F12P ous2
F16P	Beni Saf	Près du poste Benis	Plus d'un an	F16P benis

Tableau 4 : Descriptif des points de mesure.

Nous avons utilisé pour la mesure de la conductivité un conductimètre Radiometer CDM210. La cellule de mesure est une cellule de type standard CDC641T. Nous avons prélevé la pollution en utilisant de l'eau déminéralisée de conductivité variant entre 1 et 3 $\mu\text{S}/\text{cm}$

Afin d'étudier l'influence de la non-uniformité de la pollution, nous avons subdivisé la surface des isolateurs en plusieurs domaines. La figure 2 est un exemple de subdivision ; le

nombre de domaines est 4, chaque domaine est délimité par deux points l_i et l_{i-1} et possède une surface partielle s_i . Connaissant l'expression de la fonction $S(l)$, il est facile de calculer cette surface, et donc, de mesurer l'ESDD partielle $ESDD_i$.

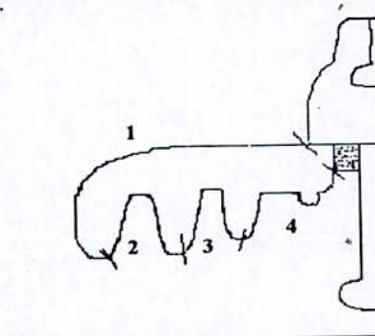


Fig.2 : Exemple de subdivision d'un isolateur en quatre domaines.

Nous nous sommes intéressés à la distribution de la pollution de plusieurs points de vue. En premier lieu, nous avons examiné la répartition de la pollution suivant les domaines. Nous avons ensuite quantifié l'écart entre l'ESDD partielle et l'ESDD moyenne (Top, Bottom et Totale) suivant l'expression :

$$R_i = ESDD_i / ESDD_{Top/Bottom/moy} \quad (4)$$

Par la suite, nous avons étudié la variation de ces rapports avec la ligne de fuite.

4-1. Isolateurs F12P rel et F12P zah

Ces isolateurs ont été subdivisés en quatre (04) domaines ; un domaine sur le Top et trois domaines sur le Bottom. La figure 3 représente la répartition de la pollution suivant la subdivision pratiquée. Nous avons estimé le rapport entre l'ESDD partielle et l'ESDD du « Bottom » des deux isolateurs et avons représenté la variation de ce rapport en fonction de la ligne de fuite sous la forme de courbes illustrées par les figures 4-a et 4-b.

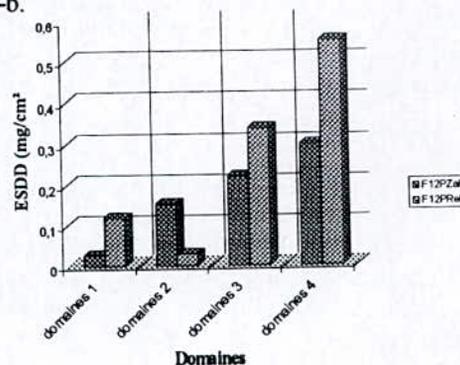


Fig.3 : répartition de la pollution des isolateurs F12Prel et F12Pzah

Il est clair que, d'après ces courbes, la pollution accumulée dans la surface inférieure "Bottom" augmente au fur et à mesure que l'on s'approche de la tige.

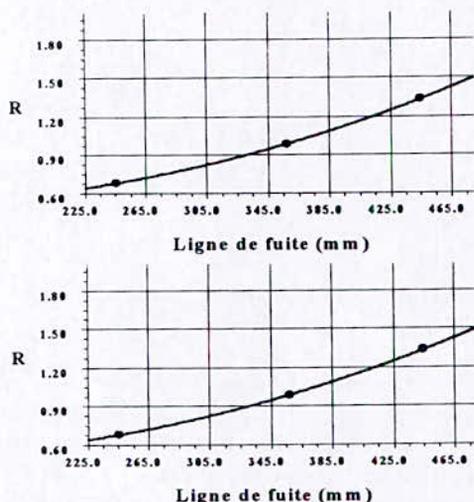


Fig.4 : Variation du rapport des ESDD en fonction de la ligne de fuite. (a) F12Prel, (b) F12Pzah

4-2. Isolateur F16P Ous2

Nous avons subdivisé le Bottom de cet isolateur en sept (07) domaines. Les figures 5 et 6 illustrent la répartition de la pollution suivant les domaines de subdivision et la variation du rapport des ESDD partielles et l'ESDD du Bottom en fonction de la ligne de fuite.

Dans la figure 6, nous avons divisé la ligne de fuite du Bottom suivant la longueur de fuite de chaque domaine. Le résultat est que nous aurons des rapports $L_{f_{Bi}} / L_{f_B} = N$, où $L_{f_{Bi}}$ est la longueur de fuite partielle et L_{f_B} est la longueur de fuite totale du Bottom. Ainsi, d'après cette figure, nous remarquons que le rapport R augmente avec N pour atteindre une valeur maximale à 0,51 L_{f_B} ; l'ESDD partielle est 6 fois supérieure à l'ESDD du Bottom. De même, à partir de $N = 0,6$ à L_{f_B} , le rapport R fluctue entre 1,2 et 4,8 ; il n'est égale à l'unité que dans le dernier segment.

4-3. Isolateur F16P Benis

La subdivision que nous avons appliqué à cet isolateur est la plus complète. En effet, nous avons délimité 14 domaines ; 6 sur le Top et 8 sur le Bottom.

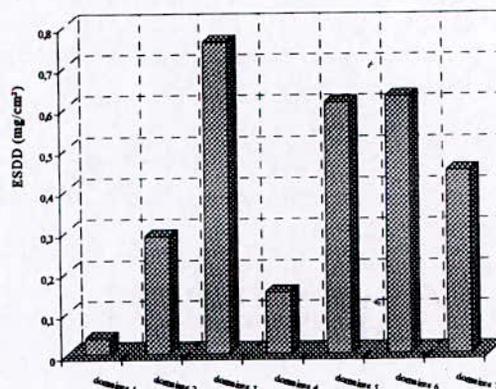


Fig.5 : Répartition de la pollution de l'isolateur F16Pous2

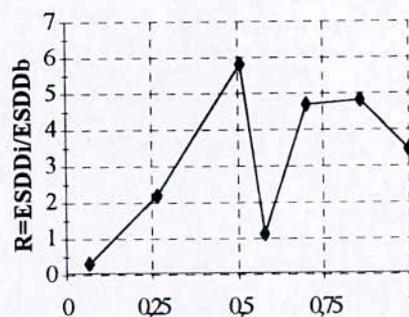


Fig.6 : Variation du rapport des ESDD avec le rapport de la ligne de fuite partielle et de la ligne de fuite du Bottom

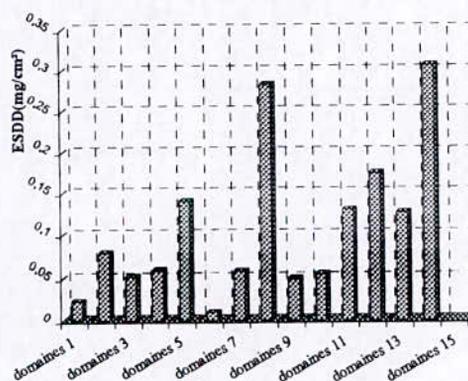


Fig.7 : Répartition de la pollution de l'isolateur F16Pbenis

La figure 7 illustre la répartition de la pollution sur la surface de l'isolateur selon la subdivision appliquée. Nous avons par la suite estimé le rapport entre les ESDD partielles et l'ESDD du « Top », respectivement du « Bottom ». En usant du même principe que précédemment, nous avons partagé la ligne de fuite du « Top » et du « Bottom » selon la longueur de fuite des différent domaines. Nous avons, ensuite, tracé les variations du rapport des ESDD en fonction du rapport des longueurs de fuite dans les figures 8-a et 8-b.

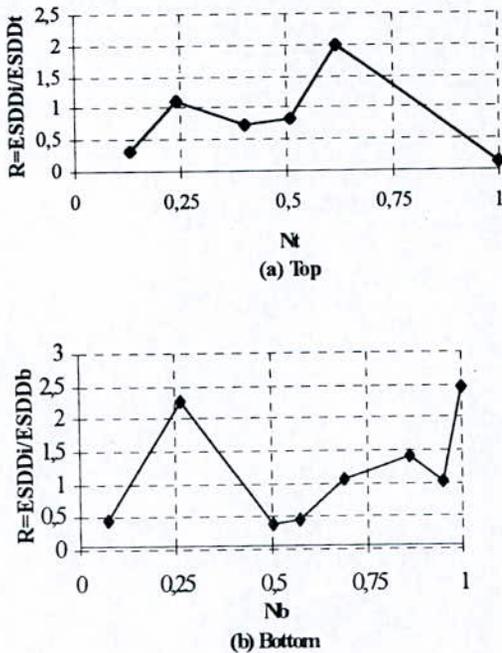


Fig.8 : Variation du rapport des ESDD en fonction du rapport des lignes de fuite

D'après la figure 8, nous constatons que :

- Pour le Top, le rapport $R = \text{ESDD}_i / \text{ESDD}_{\text{Top}}$ fluctue autour de 1 de $N_t = 0,24$ à $0,51$. Le maximum est atteint à $N_t = 0,62$, où l'ESDD partielle est égale au double de l'ESDD du Top.
- Pour le Bottom, le rapport $R = \text{ESDD}_i / \text{ESDD}_{\text{Top}}$ vaut 2,25 au point $N_b = 0,27$. Il fluctue ensuite entre 0,5 et 1,5 dans l'intervalle allant de $N_b = 0,5$ à $0,86$. L'ESDD partielle est égale à l'ESDD du Bottom à $N_b = 0,95$, pour ensuite atteindre 2,5 à $N_b = 1$.

4. Conclusion

Nous avons présenté, dans cet article, un outil de calcul et de mesure qui permet de quantifier la

non-uniformité de la distribution de la pollution sur la surface d'un isolateur Anti-Fog. L'outil principal que nous avons utilisé pour le calcul de la surface partielle est l'expression algébrique que nous avons élaboré ; elle permet de lier la surface à la ligne de fuite. Les résultats de nos calculs s'accordent bien aux résultats réels et l'erreur de calcul n'influe pratiquement pas sur la mesure de l'ESDD.

Suivant la méthode appliquée les résultats de mesures montrent que la pollution augmente avec l'accroissement de la ligne du Bottom des isolateurs F12Prel et F12Pzah. La pollution est plus importante au voisinage de la tige à cause de l'effet du champ électrique appliqué. Le rapport entre l'ESDD partielle et l'ESDD du Bottom varie d'une façon linéaire. Pour l'isolateur F16Pous2, nous avons constaté des écarts important entre l'ESDD partielle et l'ESDD du Bottom. Toujours est-il que la pollution est plus importante au voisinage de la tige, plus qu'en allant vers l'extérieur. L'isolateur F16Pbenis présente la particularité d'avoir l'ESDD partielle entre les deux premières nervures extérieures presque égale à celle de la zone près de la tige, avec un rapport variant de 2,25 à 2,5.

Pour finir, notre méthode de mesure montre que l'écart entre l'ESDD moyenne et les ESDD partielles présente des variations importantes qui doivent être prise en compte lors du dimensionnement de l'isolement d'une ligne.

Bibliographie

- [1] : P. Claverie : "Predetermination of the behaviour of polluted insulators." IEEE Trans. on PAS, vol. PAS-90, n°4, july-august 1971.
- [2] : T. Kawamura and all : " DC pollution performances of insulators." Cigre, paper 33-10, 1984.
- [3] : T. C. Cheng and C. T. Wu : " Formation of clean zones during the surface flashover of contaminated insulators." IEEE Trans. on EI, vol. EI-13, n°3, june 1978.
- [4] : M. Akbar and F. Zedan : " Performances of HV transmission line insulators on desert conditions. Part 3 : pollution measurement at a coastal site in the eastern region of Saudi Arabia." IEEE Trans. on PD, vol. PD-6, n°1, January 1991.
- [5] : M. El-A. Slama et coll. : « Mesure de la DDSE et analyses physico-chimiques de la pollution des isolateurs d'une ligne 220 kV exposée à une forte contamination. ». International conference on Electrotechnics, ICEL 2000, 13-15 novembre 2000, USTO-MB-.

- [6] : M. K. H. Schneider et coll. : « Mesure de la sévérité de la pollution des sites et application au dimensionnement des isolateurs HT pollués. ». Electra n°20, 1979.
- [7] : CEI 60507 : « Essais sous pollution artificielle des isolateurs destinés aux réseaux à courant alternatif. ». 1991.
- [8] : CEI 60815 : « Guide pour le choix des isolateurs sous pollution. ». 1986.
- [9] : K. Naito : « Insulators pollution. Part 1 : general aspects. ». Séminaire sur la pollution des isolements des lignes et des postes HT. Casablanca, mars 1989, Maroc.
- [10] : K. C. Holte and all : " Dependence of flashover voltage on the chemical composition of multi-component insulator surface contaminants." . IEEE Trans. on PAS, vol. PAS-95, n°2, march-april, 1976.
- [11] : R. Sundararadjan and R. Gorur : " Dynamic arc modelling of polluted flashover of insulators under DC voltage." . IEEE Trans. on EI, vol. EI-28, n°2, april 1993.

[12] : S. Melodia : « Mesure de la sévérité de la pollution dans le poste électrique 220/60 kV de Marsat El Hadjadj à côté d'Oran, Algérie. ». Séminaire sur la pollution des isolements des lignes et des postes HT. Casablanca, mars 1989, Maroc.

[13] : N. Piskounov : « Calcul différentiel et intégral. ». Tome 1, édition Mir, 1974.

[14] : A. Angot : « Compléments de mathématiques à l'usage des ingénieurs de l'électrotechnique et des télécommunications. ». Edition de la Revue d'optique, 1965.

Remerciements :

Nous tenons à remercier M^{lle} F. Khedidi et M. F. Bettir pour leur collaboration. Nous remercions également M. M. Said, chef de service de la maintenance ligne de la DTML-Oran/SONELGAZ, pour son aide et M. D. Dumora, conseiller technique au-près de SEDIVER.

INFLUENCE D'UNE BARRIÈRE DE POTENTIEL SUR UNE DECHARGE ELECTRIQUE EN ELONGATION SUR UNE SURFACE POLLUEE

*H.Hadi, S.Flazi

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Faculté de Génie électrique, Département d'électrotechnique, Laboratoire de haute tension, Algérie.

RESUME

Une méthode d'arrêt de la décharge électrique sur la surface d'un électrolyte a été réalisée, en utilisant une lame métallique qui représente une barrière de potentiel placée dans le trajet de la décharge électrique. La barrière de potentiel est une lame métallique de longueur égale à la largeur du canal d'électrolyte et de largeur égale à la profondeur du canal. Sur la base des résultats expérimentaux, il a été déduit que le processus d'ionisation par un champ électrique dans la pollution et par photo émission à partir du pied de la décharge agissent ensemble et simultanément pour mener la décharge vers le contournement.

MOTS CLEFS

Contournement, Electrotechnique, Isolateur, Pollution, Champ électrique, Haute tension.

INTRODUCTION

Le contournement des isolateurs haute tension du à la pollution atmosphérique est fréquent dans les réseaux de transport d'énergie électrique. Dans la majorité des cas, le contournement provoque la mise hors service dans des lignes de transport d'énergie électrique. Le contournement des isolateurs pollués résulte de la formation et de l'élongation de la décharge électrique sur la surface polluée.

On trouve dans la bibliographie beaucoup de théories utilisées dans l'explication du phénomène de contournement [1,2,3,4,5,6,7,8]. D'autres travaux pour lesquels l'élongation de la décharge est retardée ou arrêtée ont été déjà réalisés [9,10,11,12] tels qu'un isolant plat légèrement placé au dessus de la surface de l'électrolyte, ou une barrière métallique placée sur la surface de l'électrolyte de l'isolateur [10,11]. Cependant, dans la majorité des travaux effectués, on trouve très peu d'explications sur le mécanisme physique de l'élongation de la décharge électrique. Dans ce présent papier, nous allons nous intéresser aux mécanismes physiques de la décharge électrique en utilisant une barrière métallique plongée dans l'électrolyte dans la direction de propagation. Cette étude a été faite

en mesurant les tensions et les courants de la décharge à travers un oscilloscope numérique en interface avec un ordinateur.

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est montré sur la figure 1. La haute tension positive est appliquée à l'électrode pointe. L'intervalle h entre l'électrode pointe et la surface de l'électrolyte est égale à 0.3 cm et gardé constant pendant les expériences. La solution liquide ($H_2O + NaCl$) a été utilisée pour simuler la surface mouillée d'un isolateur pollué.

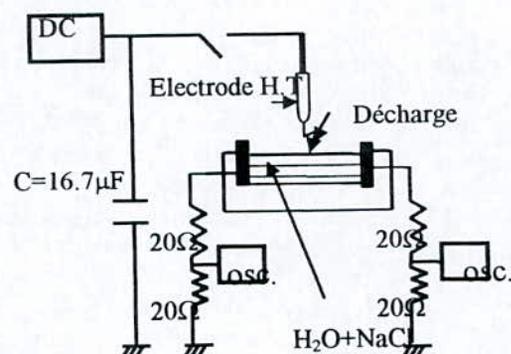


Figure 1 : Montage expérimental

CELLULE DE MESURE

Un exemple de cellule de mesure est montré sur la figure 2. Le canal d'électrolyte est de profondeur (e) et de largeur (a) constantes. La longueur du canal de pollution est la distance axiale à partir de l'électrode pointe à l'électrode de masse. L'électrode pointe est placée au dessus de l'électrolyte ($H_2O+NaCl$).

Quand la tension positive est appliquée à l'électrode pointe, la décharge électrique se déplace sur la surface de l'électrolyte. L'élongation de la décharge de l'électrode pointe à l'électrode de masse signifie le contournement.

Liste des symboles

e: profondeur du canal

a: largeur du canal

h: distance entre l'électrode haute tension et l'électrolyte représentant la zone sèche

l: distance de la lame par rapport à l'électrode Haute Tension.

U_c : Tension critique de contournement avec lame métallique

U_{cs} : Tension critique de contournement sans lame.

I_c : Courant critique.

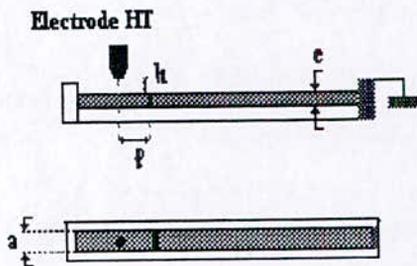


Figure2: Dispositif d'étude de l'influence de la lame sur le contournement

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons mesuré la tension critique de contournement à différentes positions de la lame par rapport à l'électrode haute tension. Dans le tableau de mesures expérimentales, nous calculons la différence de tension entre la tension de contournement avec lame et la tension sans lame. Cette différence est notée par $\Delta U = U_c - U_{cs}$. Nous prendrons ΔU à différentes positions de la lame par rapport à l'électrode haute tension.

1) Petites résistances

Pour des résistances linéiques de valeurs variant de $r=1.31k\Omega/cm$ à $3.93k\Omega/cm$, Nous remarquons dans le tableau 1, quelle que soit la

position de la lame ($l=2+6cm$), ΔU est différente de zéro, pour laquelle la tension de claquage U_{cs} est supérieure à U_c sans lame. A cette faible résistance, la décharge ne peut franchir cette barrière métallique même si elle est près de l'électrode de masse. La caractéristique a une forme descendante. Plus on éloigne la lame, plus ΔU diminue, donc l'effet de la lame dépend de sa position. Par contre pour le tableau 2, pour une distance $l=2cm$ ΔU est faible; Au-delà de cette position l'effet de la lame disparaît.

r k Ω/cm	l cm	I_c A	U_c kV	U_{cs} kV	ΔU kV
1.31	2	0.426	8.74	13.578	4.878
1.31	4	0.426	8.74	10.974	2.274
1.31	6	0.426	8.74	9.3	0.6

Tableau 1

r k Ω/cm	l cm	I_c A	U_{cs} kV	U_c KV	ΔU kV
3.94	2	0.308	11.9	13.764	1.86
3.94	4	0.308	11.9	11.904	0
3.94	6	0.308	11.9	11.904	0

Tableau 2

COMMENTAIRE

En appliquant une tension à l'électrode Haute Tension, un courant initial donne à la décharge la possibilité d'avancer vers l'électrode de masse. Lorsque la décharge atteint la lame métallique, elle sera stoppée. Car au niveau de la lame les lignes de courant deviennent uniformes dans l'électrolyte, par conséquent le champ au pied de la décharge devient moins important. Pour que la décharge contourne cet obstacle, le courant doit être augmenté à une valeur beaucoup plus grande que la valeur initiale, pour cela, il faut augmenter la tension.

Lorsque la tension est de nouveau augmentée, la décharge initiale est stoppée au niveau de la lame métallique. Selon les conditions électriques, une deuxième décharge est créée au niveau de la lame à partir de la décharge initiale arrêtée. La résistance comprise entre la deuxième décharge et l'électrode de masse, sera plus petite, étant donné la distance que la décharge initiale a parcourue, donc le courant sera plus élevé dans la deuxième décharge. Cette nouvelle valeur de courant augmente le champ électrique à une valeur qui lui permet d'ioniser l'air et donner à la décharge la possibilité d'avancer.

A chaque fois qu'on augmente la distance qui sépare l'électrode H. T et la lame, la

résistance comprise entre la lame et l'électrode de masse décroît, ce qui entraîne une augmentation de courant, permettant alors à la décharge de contourner la lame et progresser vers l'électrode de masse plus aisément.

2) Moyennes résistances

rt kΩ/m	l cm	Ic A	Ucs kV	Uc KV	ΔU kV
6.52	2	0.214	14.88	15.252	0.372
6.52	4	0.214	14.88	14.88	0
6.52	6	0.214	14.88	14.88	0

Tableau 3

r kΩ/cm	l cm	Ic A	Ucs kV	Uc KV	ΔU kV
9.94	2	0.164	15.25	15.624	0.372
9.94	4	0.164	15.25	15.252	0
9.94	6	0.164	15.25	15.252	0

Tableau 4

D'après les tableaux 3 et 4, la différence de tension ΔU est égale à 0.372 kV quand la lame est placée à 2 cm de l'électrode haute tension. Cette valeur est relativement petite.

Si on augmente la distance de la lame ($l > 2\text{cm}$) ΔU devient nul. Dans ce dernier cas, l'influence de la lame est négligeable.

Pour des résistances linéiques $r = (6.52 \div 9.94)$ kΩ/cm, le champ électrique est plus élevé. Lorsque la décharge arrive à la lame métallique, la valeur du gradient de potentiel en avant du pied de la décharge est presque égale à la valeur de seuil nécessaire à l'ionisation de l'air, donc une légère augmentation du courant peut donner à la décharge son aspect dynamique.

3) Grandes résistances

r kΩ/cm	l cm	Ic A	Ucs kV	Uc kV	ΔU kV
16.42	2	0.113	16.74	18.6	1.86
16.42	4	0.113	16.74	17.484	0.744
16.42	6	0.113	16.74	16.74	0

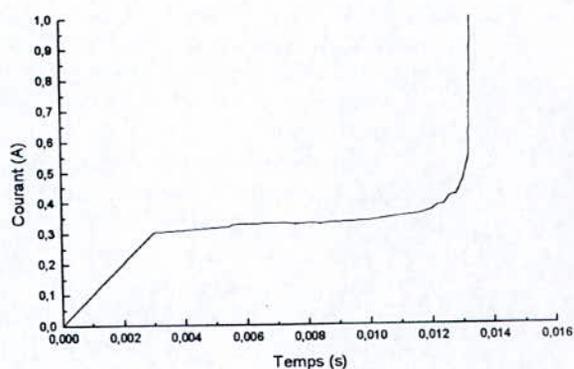
Tableau 5

Pour des résistances linéiques de grande valeur ($r \geq 16.42$ kΩ/cm), les résultats figurent au tableau 5. Dans cette gamme de résistances, ΔU prend des valeurs importantes surtout quand la lame est à proximité de l'électrode H. T, mais

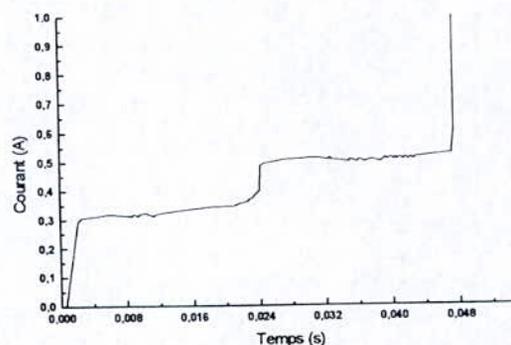
une fois la lame est éloignée de celui-ci, ΔU commence à décroître jusqu'à son annulation. La tension critique de contournement appliquée avec obstacle pour des positions de la lame ($l=2\text{cm}$ et $l=4\text{cm}$) est beaucoup plus importante à celle sans lame. A cette position de la lame par rapport à l'électrode haute Tension, le champ électrique dans la pollution n'arrive pas à atteindre sa valeur critique car le courant critique dans ces conditions n'a pas été encore atteint. Une fois le courant critique est atteint, la décharge avance normalement jusqu'à arriver à l'électrode de masse sans être stoppée par la lame.

Pour des résistances linéiques $r = 3.94$ kΩ/cm, les oscillogrammes sont représentés dans l'ordre suivant :

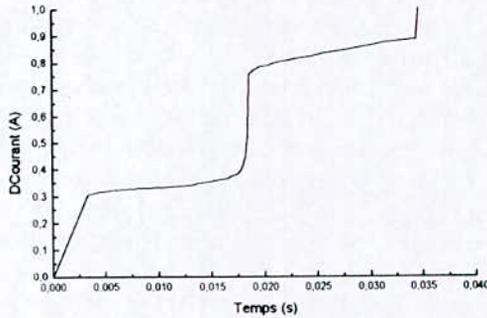
Celui de la Figure 3 (a) représente un claquage sans lame. Celui de la Figure 3 (b), claquage avec lame distante de 4cm par rapport à l'électrode Haute Tension et enfin celui de la Figure 3(c) représente un claquage avec lame distante de 6cm.



a)



b)



c)

Figure 3: Oscillogramme de courant pendant l'extension de la décharge sur l'électrolyte. $L=10$ cm, $r=3.94$ k Ω /cm.

HYPOTHESES

On sait que le champ électrique dans la pollution est constitué d'une composante normale E_n qui maintient les porteurs de charges électriques à la surface de l'électrolyte d'une polarité donnée près de cette surface et d'une composante tangentielle E_t qui déplace ces porteurs de charge dans son propre sens. On sait aussi que la composante tangentielle E_t est nulle sur la surface d'un conducteur, seul la composante normale existe. Dans notre cellule de mesure constituée d'un électrolyte, le gradient de potentiel dans le liquide est considéré comme la composante tangentielle du champ électrique au voisinage de la décharge.

En appliquant cette définition à notre système expérimental où une lame métallique est plongée dans l'électrolyte, et sachant que la composante tangentielle E_t est nulle au niveau de la lame métallique, les charges électriques dans l'espace au voisinage de la décharge électrique resteront alors maintenues uniquement par la composante normale E_n du champ électrique. Pour que la décharge évolue, il faut augmenter le courant pour produire plus de charges électriques afin d'augmenter le champ dans l'air et créer une nouvelle ionisation à partir de la première décharge pour pouvoir donc contourner l'obstacle.

CONCLUSION

On peut conclure en disant :

- Que le courant critique I_c permet de créer une ionisation par photo émission. Cette photo émission représente la quantité de charges électriques Q nécessaire à la décharge pour évoluer avec l'aide du champ électrique dû à la pollution.
- Que le champ électrique dans la pollution E_p procure la vitesse aux charges électriques pour se déplacer.

Si le champ E_p est largement suffisant, il suffit d'une moindre photo émission pour que la décharge évolue.

Si le champ E_p est faible et le courant I_c est important, la décharge évoluera.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] OBENAU; "Die Überschlagspannung verschmutzter isolatoren". ETZ, Vol.56, pp. 368-70, 1935.
- [2] B. H. Hampton, "Flashover mechanism of polluted insulation", Proc.IEE, Vol.11, No5, pp.985-990 (1964).
- [3] R. Wilkins; "Flashover voltage of high voltage insulators with uniform surface pollution films": PROC. I.E.E. , Vol.116 N°3, P.P. 457-465, March 1969.
- [4] J.C.Labadie; "Etude de la validité de modèle électrique du contournement des isolateurs H.T pollués": Thèse de spécialité: Université Paul Sabatier Toulouse 1977
- [5] A.M. RAHAL; "Sur les mécanismes physiques du contournement des isolateurs haute tension"; Thèse présentée à l'université Paul Sabatier de Toulouse Année 1979.
- [6] S.Flazi; "Etude du contournement électrique des isolateurs H.T pollués. Critères d'élongation de la décharge et dynamique du phénomène"; thèse de doctorat Es-sciences Université Paul Sabatier Toulouse 1987
- [7] A.Boudjella, H.Hadi, S.Flazi, M.Yumoto, T.Sakai and T.Hosokawa, « Study of the local discharge propagation direction on two electrolyte water channels (part I) », International Conference on Phenomena Ionized Gaz, Toulouse France(1997).
- [8] T.Yamashita, H.Matsuo, H.Fujiyama and T.Oshige; "Relationship between photoemission and development velocity of partial discharge on electrolytic". Surfaces. IEEE discharge on electrolytic. Surfaces; IEEE Trans.on.EI.Ins., Vol.22, pp. 811-816, 1987.
- [9] R.Wilkins and A.A.J.Al Baghdadi, « Arc propagation along an along electrolyte surface », Proc.IEE, Vol.118,pp.1886-1892 (1971).
- [10] A.Rumeli : 'Control of flashover of polluted insulation', Metu journal of pure and Applied sciences. Vol 5, n°2 August 1972.
- [11] D.A.Swift "Flashover across the surface of an electrolyte : Arresting arc propagation with narrow metal stips" IEEE.Proc.Vol 127, Pt.A, n°8 Nov 1980.
- [12] H.Hadi: "Modélisation pour l'étude des conditions favorables au contournement des isolateurs haute tension"; Thèse de Magister présentée à l'université des sciences et de la technologie d'Oran Année 1985.

ETUDE DYNAMIQUE DE LA PROPAGATION SUR UNE SURFACE D'ELECTROLYTE D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE ALIMENTEE EN COURANT ALTERNATIF *

B. Zegnini, D. Mahi

Institut de génie électrique

*Centre Universitaire Ammar Thelidji Laghouat,
BP 37G, route de Ghardaïa, Laghouat (03000)*

Résumé

Le contournement des isolateurs pollués humidifiés est le résultat de la propagation des décharges le long de la surface d'électrolyte. Plusieurs facteurs sont à l'origine de ce phénomène. La différence entre le champ dans la décharge et le champ dans la pollution est l'élément essentiel qui gouverne la propagation de la décharge. Dans ce travail nous avons analysé le comportement de la décharge le long de son parcours sur une surface isolante polluée modélisant un isolateur haute tension. Sa vitesse de propagation dépend non seulement de sa position sur l'électrolyte, mais aussi de la résistance de la pollution. Additivement au point critique, déterminé par plusieurs auteurs, à partir duquel la décharge stable s'allonge pour contourner la surface isolante, nous avons montré expérimentalement, qu'il existe un intervalle de longueur s'étalant entre $0.385L$ et $0.721L$ (L -longueur du canal) qu'on pourrait appeler zone critique d'établissement et de propagation de la décharge, dont le point de départ dépend de la résistance de pollution.

Mots-clés : Contournement électrique, Isolateurs H.T, Arc électrique, Champ électrique, Pollution, Décharge superficielle, Courant alternatif

1. INTRODUCTION

Le contournement des isolateurs haute tension pollués conduit à la propagation d'une racine de décharge le long de la surface d'électrolyte. Il se fait en deux phases successives, caractérisées par l'amorçage et l'allongement de la décharge[1]. Dans le cas réel le phénomène est plus complexe car plusieurs facteurs interviennent simultanément et leur représentation physique dans un modèle de laboratoire est difficile. Plusieurs mécanismes gouvernant la propagation de la décharge, ont été proposés [2],[3],[4] sans qu'aucun ne fasse l'unanimité.

Du point de vue électrique, Alston et Zoledziowski[5] ont décrit les valeurs minimales de la tension appliquée pour que la décharge, au cours du processus d'allongement ayant atteint une longueur donnée, puisse être alimentée et se maintenir. Au-delà d'une longueur critique notée x_c , la décharge peut être maintenue quelle que soit la tension

d'alimentation et le contournement est alors possible. Dans le présent travail, nous nous sommes intéressés à la dynamique du phénomène.

Nos expériences ont été réalisées sur un canal d'électrolyte, plusieurs grandeurs électriques ont été enregistrées pour des valeurs de la résistance de pollution allant de $5k \Omega/cm$ et $9.5k \Omega/cm$.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Nous avons utilisé un modèle expérimental formé d'un canal rempli d'électrolyte long (L) de 10 cm, large (a) de 4cm et profond de 0.3cm, sur lequel est amorcée une décharge susceptible de s'allonger jusqu'au contournement [6]. On peut varier la résistance par unité de longueur en agissant sur la concentration du soluté (NaCl) dans le solvant (eau). Une électrode haute tension est placée au-dessus de la surface du liquide à une hauteur pouvant atteindre 1cm à la verticale d'une prise de potentiel qui sert à amener l'impulsion

* Les expériences ont été effectuées au laboratoire de Génie Electrique de Toulouse, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse cedex

d'amorçage fournie par le générateur HT. L'alimentation alternative est constituée d'un transformateur élévateur de 60kVA.

Les grandeurs électriques sont stockées dans un système d'acquisition de données D.A.S -40. Ce nouveau dispositif permet avec plus de sensibilité de collecter de manière fiable tout type de grandeurs électriques et optiques.

3. LES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

Sur la figure 1 nous avons représenté l'évolution des signaux de tension et de courant pour plusieurs résistivités allant de $5k\Omega/cm$ à $9.5k\Omega/cm$. La distribution du potentiel s'écrit :

$$V_{ht} = V_{arc} + V_p + V_E \quad (1)$$

où V_{ht} tension totale appliquée
 V_p tension dans la pollution
 V_{arc} tension dans l'arc
 V_E tension cumulées aux électrodes.

La figure permet de suivre l'évolution de la décharge. Durant l'intervalle de temps noté $(t_A - t_0)$, t_0 étant l'instant d'application de la haute tension, la forme du courant suit celle de la tension appliquée. Au point A, la tension chute à la tension d'arc (point C) alors que le courant augmente. Durant cet intervalle (A-C), la caractéristique tension - courant est non linéaire et révèle donc l'apparition d'une première décharge. Dans la demi-période suivante, la décharge s'amorce plus rapidement, et s'allonge atteignant une position plus avancée que la précédente (point D).

Le phénomène se répète aux alternances suivantes. Au point B, la décharge a atteint le point critique d'élongation, au-delà duquel la décharge, stable, s'allonge jusqu'à atteindre l'électrode de basse tension. Cependant au point B les conditions critiques d'élongation sont atteintes et on peut écrire :

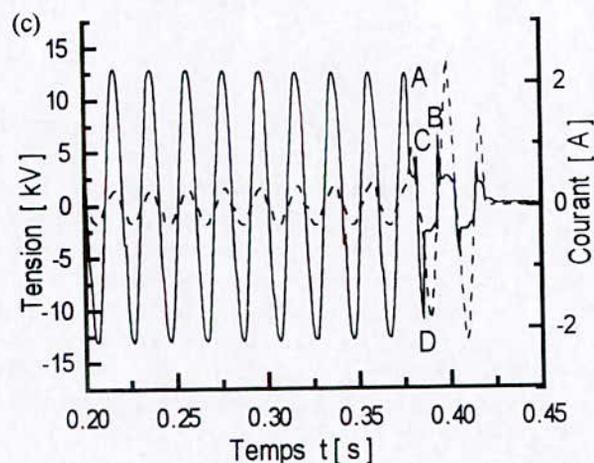
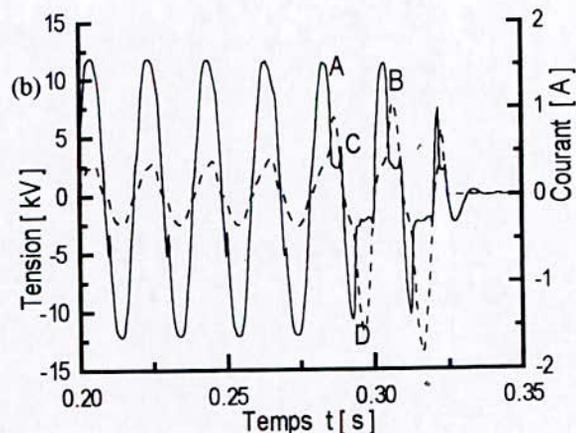
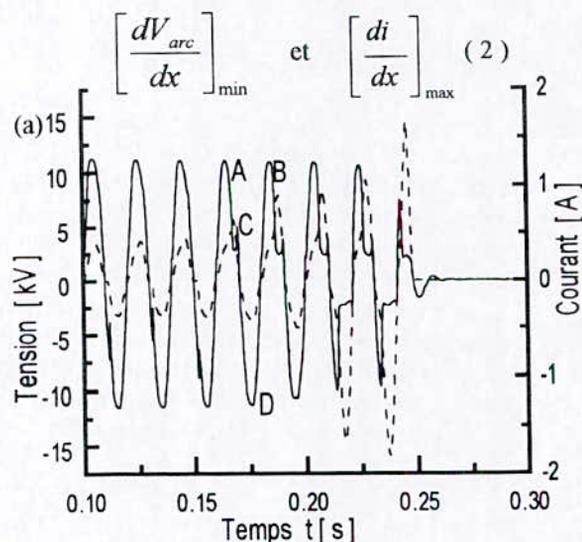


Figure 1. Variation de la tension appliquée et du courant total durant l'allongement de la décharge pour plusieurs valeurs de la résistivité r_p : (a)- $5k\Omega/cm$ (b)- $7k\Omega/cm$ (c)- $9.5k\Omega/cm$

4. CALCUL DE LA VITESSE DE PROPAGATION

A partir des courbes de courant et de tension représentées sur la figure 1, nous avons pu exprimer la vitesse de propagation de la décharge en utilisant la relation suivante :

$$v = \frac{x_c}{(t_B - t_0)} \quad (3)$$

Dans laquelle x_c représente la longueur critique parcourue par la décharge durant l'intervalle de temps $(t_B - t_0)$.

Sa valeur est donnée par la relation suivante [5] [4] [2] [1] :

$$x_c = \frac{1}{(n+1)} \left[L + \frac{a}{2\pi} \text{Log} \left(\frac{a^2}{4\pi^2 \cdot r_d^2} \right) \right] \quad (4)$$

Si on prend $r_d=0.2 \text{ cm}$ (r_d - rayon de la décharge) et on suppose que la décharge brûle dans une atmosphère caractérisée par les constantes $A=360$, $n=0.59$ [7], l'expression de la vitesse devient alors :

$$v = \frac{0.721 \cdot L}{(t_B - t_0)} \quad (5)$$

Utilisant les relevés expérimentaux de la figure 1 et la relation (5), nous avons représenté la vitesse en fonction de la résistivité de la pollution.

La caractéristique montre que la vitesse décroît quand la résistance linéique de pollution augmente. Les valeurs trouvées sont comparables à celles de Li [8].

En outre on peut déterminer la longueur effective atteinte par chaque branche. Elle est donnée par :

$$x = v \cdot (t - t_0) \quad (6)$$

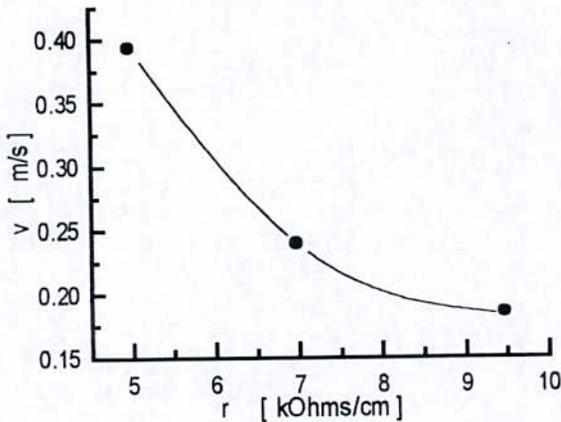


Figure 2. Variation de la vitesse de propagation de l'arc en fonction de la résistance linéique de pollution.

5. DETERMINATION DES ZONES CRITIQUES D'EXTENSION DE LA DÉCHARGE

Pour étudier l'évolution des champs dans l'arc et dans la pollution E_a et E_p pour différentes longueurs x_i de la décharge, nous avons pris pour modèle le dispositif expérimental sur la figure 3. L'électrode HT représente le potentiel de la ligne (V_a), la prise de potentiel représente le potentiel dans la pollution (V_p)

Les expressions des champs sont données par les relations suivantes :

$$E_a = \frac{V_a}{x_i}, \quad E_p = \frac{V_p}{L - x_i} \quad (7)$$

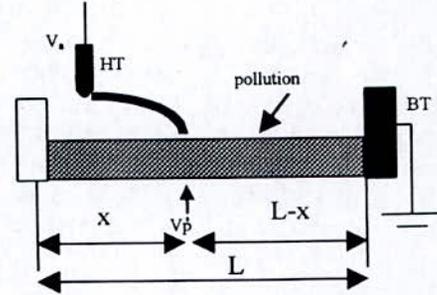


Figure 3. le dispositif expérimental

Sur La figure 4, nous avons représenté la variation de E_a et E_p en fonction de la longueur de la décharge x_i pour différentes valeurs de la résistance de la pollution r_p .

La figure montre que lorsqu'on s'approche de la valeur critique x_c , le champ dans la décharge décroît tandis que le champ dans la pollution augmente. Comme c'est indiqué dans la littérature [9] [10], le point d'intersection de ces deux courbes, noté M, et d'abscisse x_0 , représente le point critique de propagation de la décharge, conduisant au phénomène de contournement. Tandis que, dans l'étude que nous avons menée, ce point indique, pour une valeur donnée de la résistance de la pollution, le développement de la première branche, stable, aboutissant au contournement quand $x > x_0$. Dans cette partie du parcours où $E_a < E_p$ des décharges multiples naissent et se propagent jusqu'au point d'abscisse x_c à partir duquel une de ces décharges s'allonge et conduit au phénomène du contournement. Pour toutes les valeurs de x inférieures à x_0 , c'est à dire lorsque $E_a > E_p$, la décharge est instable et elle est éteinte.

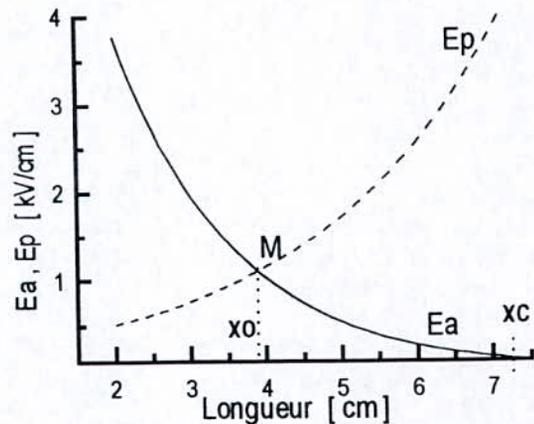


Figure 4. Variation du champ dans la décharge et champ dans la pollution en fonction de la longueur de la décharge pour $r_p = 9.5 \text{ k}\Omega/\text{cm}$.

Contrairement aux travaux antérieurs qui mentionne que la phase critique se résume en un point qui est le point d'intersection des courbes de champ dans l'arc et dans la pollution, dans ce travail, l'intervalle de distance entre x_0 et x_c est appelé zone critique de développement et de propagation de la décharge. Elle est responsable de l'élongation et donc de l'accomplissement du phénomène de contournement. Elle évolue entre 38.5% jusqu'à 72.1% de la longueur du canal, suivant la valeur de la résistivité de la pollution

Nous avons représenté sur la figure 5 la variation de x_0 en fonction de la résistance de la pollution. Elle est inversement proportionnelle à la résistance de la pollution.

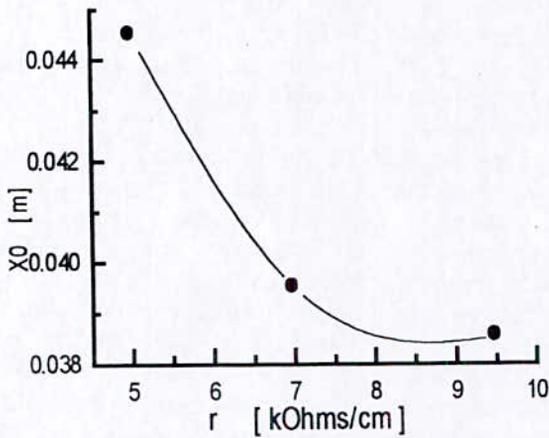


Figure 5. Variation de la longueur minimale (x_0) en fonction de la résistance linéique.

6. CONCLUSION

Dans cette étude nous avons vérifié expérimentalement les conditions critiques d'apparition et de développement de la décharge dues aux champs dans l'arc et dans la pollution. En effet la différence, notée : δE , entre ces deux champs est capitale pour le développement de la décharge. Elle doit être obligatoirement inférieure à zéro, car $\delta E=0$ est une condition nécessaire mais non suffisante. Nous avons en outre montré que la notion du point critique déterminé par l'intersection de ces deux champs est insuffisante car elle permet uniquement de connaître la longueur critique au-delà de laquelle la décharge s'allonge et mène au contournement. Il existe cependant une zone critique délimitée par les points d'abscisses x_0 et x_c , où des branches de décharges s'établissent et aboutissent au contournement. Elle évolue, suivant

la valeur de la résistance de la pollution, entre 0.385L et 0.721L.

Un deuxième facteur, chiffrant la propagation, qu'est la vitesse de propagation, a été déterminé. Nous avons montré qu'il dépend lui aussi de la résistance de la pollution.

7. REFERENCES

- [1] Mahi D, «dynamique de l'allongement sur une surface faiblement conductrice d'une décharge électrique alimentée en courant alternatif »,thèse de docteur ingénieur, Université de Toulouse III,1986
- [2] Wilkins.R. et Al-Baghdadi.A., «arc propagation a long an électrolyte surface », Proc. IEEE, Vol118, n°12, Dec 1971, pp 1886-1892.
- [3] Jolly D.C « contamination flashover, part I theoretical aspects » IEEE, Winter meeting, pp2451-2473, New-York, February 1972
- [4] Rahal A.M, « les mécanismes physiques du contournement des isolateurs haute tension », thèse docteur es-sciences physiques, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1979.
- [5] Alston L.L and Zoledziwski. S « Growth of discharge on polluted insulation », Proc.IEE, Vol.110, No.7, pp.1260-1266, July 1963.
- [6].Mahi.D, Huraux.C « Surface flashover of a channel filled with an électrolyte »,CEIDP.Victoria,British Columbia, Canada, October 15-18,2000 .
- [7] Ghosh.P.S and Chatterjee.N « Polluted insulator flashover model for ac Voltage »,IEEE .trans on dielectrics and electrical insulation, Vol. 2,No.1, pp128-136,February1995.
- [8]Li Shunyan ,Zhang Renyu, Tan Kexiong , « Measurement of dynamic potentiel distribution during the propagation of local arc a long a polluted surface »,IEEE .Trans on electr.insl,Vol.25,No4,pp.757-761,Aug1990
- [9] Hampton.B.F « Flashover mechanism on polluted insulation », Pro .IEE, Vol.111, No5 pp985-990, May 1964.
- [10] Rahal A.M. et Huraux.C, « Flashover mechanism of high voltage insulators », IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems. Vol.PAS-98, No.6, Nov/Dec 1979,pp 2223-2231.



ETUDE CRITIQUE DES CRITERES DU CONTOURNEMENT

S.Flazi*

Laboratoire de la Haute Tension
Université des Sciences et de Technologie d'Oran
BP : 1505 El M'Naouar Bir El jir- Oran
E-mail : flazis@yahoo.fr

RESUME :

Nous avons utilisé notre modèle bicontournable pour étudier la validité des différents critères du contournement proposés dans la littérature. En appliquant ces critères sur notre modèle, on a dévoilé un grand désaccord entre les prévisions théoriques et la vérification expérimentale concernant le côté du contournement. Ceci a mis en doute la validité des différents critères. En outre, l'analyse des résultats obtenus nous a permis de confirmer notre hypothèse concernant le critère du contournement.

MOTS CLES :

Contournement, isolateur, décharge électrique, pollution.

INTRODUCTION :

Les conditions critiques du contournement pour un système sont les conditions initiales nécessaires et suffisantes pour remplir le critère d'élongation de décharge tout au long de son développement jusqu'à la mise en court-circuit de la haute tension avec la masse.

Ce sont les valeurs critiques de certaines grandeurs électriques mesurées ou calculées et qui dépendent de la géométrie du système et des caractéristiques du milieu. Il est indispensable d'indiquer aussi la nature de l'influence de ces grandeurs sur l'évolution de la décharge : l'influence étant directe ou par l'intermédiaire d'autres grandeurs ?

Par contre, le critère du contournement est un principe physique indépendant des dimensions géométriques et des caractéristiques du milieu.

Plusieurs modèles expérimentaux et plusieurs méthodes d'analyse théorique ont été utilisés dans le but de trouver les conditions critiques et le critère du contournement.

Ces modèles peuvent être tous rapportés au modèle le plus simple, modèle d'Obenaus [1]

représentant le phénomène par un système formé d'une décharge de longueur donnée x placée en série avec une résistance qui représente la couche conductrice de pollution sur la surface de l'isolateur. Ainsi les critères proposés sont cités comme suit :

1-Critère de Hampton [2]: La décharge évolue si le gradient de tension dans la pollution est supérieur au gradient de tension dans la décharge ($E_p > E_d$).

2-Critère de Heskeith [3]: L'évolution de la décharge est possible si elle provoque l'augmentation du courant consommé par le système ($dI/dx > 0$).

3-Critère de Wilkins[4] : L'allongement de la décharge est possible s'il provoque une augmentation de puissance fournie par la source ($dP/dx > 0$). Donc pour une tension constante, le critère de Wilkins devient ($dI/dx > 0$).

Cependant les valeurs critiques du contournement trouvées en appliquant les trois critères sur le modèle d'Obenaus sont les mêmes !

Comment aboutissent ces critères, différents par leur contenu physique, aux mêmes valeurs critiques ? on ne peut pas savoir si cet accord est une condition nécessaire au contournement ou s'il n'est dû qu'à la particularité du modèle d'Obenaus, modèle mono trajet du contournement.

Par conséquent, nous avons jugé nécessaire d'étudier la validité de ces critères qui servent d'appui pour la majorité d'études de modélisation dans le monde.

ETUDE THEORIQUE :

Nous avons utilisé notre modèle bicontournable [5] figure (1) où on permet à la décharge de choisir entre deux trajets différents par leur géométrie et leurs grandeurs électriques [6][7]. On a appliqué les critères cités sur notre modèle

en vue de déterminer les valeurs critiques et le côté sur lequel se fait le contournement.

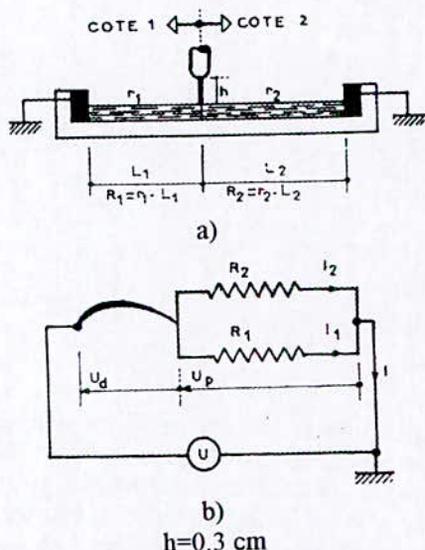


Figure.1 Modèle à deux rainures
a) Système expérimental
b) Circuit électrique équivalent

On résume les résultats obtenus sur la figure (2) en fonction du rapport des longueurs L_2/L_1 pour les valeurs de résistances r_1 et r_2 indiquées sur le tableau 1.

r_1 (k Ω /cm)	r_2 (k Ω /cm)
1,5	0,75
3,3	1,66
6,6	3,3
13,3	6,6

Tableau 1.
Valeurs des résistances utilisées

D'après la figure 2, pour les valeurs du rapport L_2/L_1 tel que $1 \leq L_2/L_1 < 2$; le côté du contournement prévu par tous les critères est le côté 2.

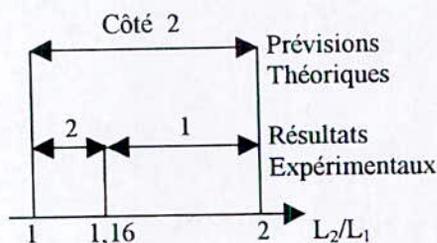


Figure 2 Côté du contournement en fonction de L_2/L_1 pour le modèle bicontournable

RESULTAS EXPERIMENTAUX :

Les expériences faites sur le modèle bicontournable avec les valeurs des résistances données sur le tableau 1, ont révélé les résultats suivants (figure 2) :

1- Pour $1 \leq L_2/L_1 < 1,16$ le contournement se fait du côté 2. Cela confirme les résultats théoriques prévus par les trois critères sur ce petit intervalle.

2- Pour $1,16 \leq L_2/L_1 < 2$ le contournement se fait du côté 1. Cette large zone de contradiction entre les résultats expérimentaux trouvés et les prévisions théoriques met en doute la validité de ces critères.

3- Pour $L_2/L_1 = 1,16$ que nous appelons « valeur d'équilibre », le contournement a lieu sur le côté 1 et 2 « arbitrairement » c'est à dire la décharge évolue sur les deux côtés en même temps, mais elle n'arrive à la masse que pour un seul côté tandis qu'elle s'avorte sur l'autre côté. La figure (3) montre cette évolution pour les résistances $r_1 = 3,3 \text{ k}\Omega/\text{cm}$ et $r_2 = 1,66 \text{ k}\Omega/\text{cm}$.

Donc on peut poser la question suivante : puisque l'évolution se fait sur les deux côtés en même temps, quelles sont alors les grandeurs présentes sur les deux côtés et qui sont égales ? après l'analyse des résultats obtenus, on a trouvé comme réponse :

$$I_{c1}^{0,5} \cdot E_{pc1} = I_{c2}^{0,5} \cdot E_{pc2} = \text{cte}$$

Or, le champ électrique dans l'air au voisinage de la décharge est proportionnel au gradient de potentiel dans la pollution E_p et au diamètre de la décharge par l'intermédiaire du facteur trouvé $I_c^{0,5}$.

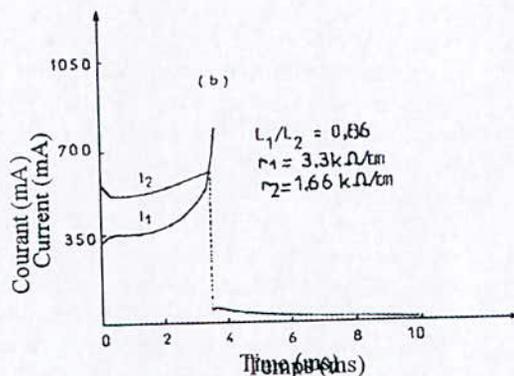


Figure.3 Variation du courant pendant la propagation de la décharge sur les deux côtés sous la condition $L_2/L_1 = 1,16$.

Cela nous a permis avec la combinaison d'autres résultats expérimentaux [8] [9] de proposer l'hypothèse suivante : « Le champ électrique au voisinage de la décharge est le paramètre d'influence directe sur l'évolution de la décharge déterminant ainsi les conditions critiques du contournement ».

CONCLUSION :

On peut dire que l'accord entre les différents critères du contournement proposés dans la littérature pour la détermination des conditions critiques du contournement a été dû à la particularité du modèle utilisé par les chercheurs, modèle monocontournable

L'application des différents critères sur le modèle bicontournable a révélé des différences entre les valeurs critiques prévues par chaque critère mais le plus important est que l'expérience a montré la fausse prévision de ces critères en ce qui concerne le côté du contournement ce qui a mis en doute leur validité.

Ceci étant plus grave que la différence trouvée entre les valeurs critiques théoriques et expérimentales sur le modèle monocontournable et qui est l'axe de nombreuses recherches.

Ainsi nous avons déterminé les grandeurs responsables de l'équilibre entre les conditions critiques sur les deux côtés et par une analyse théorique nous avons déterminé la grandeur d'influence directe sur l'évolution de la décharge ce qui a servi d'appui pour notre hypothèse concernant le critère du contournement.

REFERENCES :

- [1] F.Obenaus "Die überschlagspannung verschmutzter isolatoren " ETZ, vol.56, 1935, p.p. 369-70.
- [2] B.F. Hampton "Flashover mechanism of polluted insulation" Proc IEE, vol. III, n°5, May 1964, p.p. 985-90.
- [3] S. Heskeith "General creterion for the prediction of pollution flashover" Proc IEE, vol. 114, n°4, April 1967, p.p. 531-32.
- [4] R. Wilkins "Flashover voltage of high voltage insulators with uniform surface pollution films" Proc. IEE, vol. 116, n°3, March 1969, p.p. 457-65.
- [5] S.Flazi "Etude du contournement électrique des isolateurs haute tension pollués, critère d'élongation de la décharge et dynamique du

phénomène " Thèse d'Etat, université Paul Sabatier, Toulouse, 1987.

[6] A. Boudjella, H. Hadi, S. Flazi, M. Yumoto, T. Sakai, T. Hosokawa " Study of the discharge propagation direction on two electrolyte water channels (part 1)" XXIII ICPIG, Toulouse, 1997.

[7] A. Boudjella, H. Hadi, S. Flazi, M. Yumoto, T. Sakai, T. Hosokawa " Study of the discharge propagation direction on two electrolyte water channels (part 2)" GD'97, Germany.

[8] S. Flazi, M. Hamouda "Influence of the electric field to the neighbourhood of the discharge on its propagation to flashover" ELECO'99, Turkey.

[9] M. Hamouda, S. Flazi " Influence du champ électrique dans l'air sur le contournement" CNPA'2000, USTHB, Algerie.

Utilisation des réseaux de neurones dans le domaine de la pollution des isolateurs

E.Ailam, M.Teguar, A.Mekhaldi

Laboratoire de Haute Tension, Département de Génie Electrique
Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (E.N.P.)
10 Avenue Hassen Badi, B.P. 182, El - Harrach, Alger, Algérie,
e-mail: ailam_elhadj@yahoo.fr

Résumé:

Ce rapport illustre la possibilité d'utiliser les réseaux de neurones artificiels (RNA) dans l'extrapolation des fonctions non linéaires caractérisant la propagation des décharges électriques sur des surfaces isolantes polluées. En effet, à partir des courbes expérimentales nous testons l'efficacité des réseaux que nous allons utiliser. Trois configurations sont à utiliser, les trois entrent dans le même type des RNA, il s'agit du réseau à fonction de base radiale (RBF). Dans ce travail nous commençons par déterminer la meilleure des trois méthodes en les appliquant aux mêmes caractéristiques. Les résultats que nous obtenons montrent que la troisième méthode (RBF à deux neurones d'entrée) est la plus efficace dans l'extrapolation des fonctions non linéaires.

Mots clés: pollution des isolateurs, réseaux de neurones, fonction de base radiale, optimisation aléatoire.

1.Introduction:

Malgré la constante augmentation des calculateurs, et les approches théoriques de plus en plus sophistiquées, un certain nombre de tâches résistent encore aux algorithmes et aux méthodes classiques de traitement de signaux et de données. Ces tâches relèvent typiquement du traitement, en temps réel, du très grand nombre de données souvent multidimensionnelles et arrivant à des cadences élevées. Le grand nombre de données, leurs variabilité, le fait

qu'elles ne répondent pas à des modèles physiques connus nous laissent souvent démunis devant des tâches de caractérisation, de reconnaissance et de prise de décision. Or toutes ces opérations se trouvent réalisées de manière naturelle chez les êtres vivants. Les réseaux de neurones avec leurs aptitudes en classification, mémorisation, filtrage et approximation sont devenus un moyen très efficace et ont conquis plusieurs domaines. Nous citons le contrôle et la modélisation des systèmes, le traitement de signal et notamment d'image, et dans le domaine de la haute tension, diagnostic de l'isolation [1], classification des décharges partielles [2,3,4], calcul du champ [5] etc...

Si nous décidons d'utiliser les RNA, nous allons nous trouver confrontés au nombre important de types des réseaux existants, chacun avec sa propre architecture et son propre algorithme d'apprentissage. Chaque type présente des avantages et des inconvénients. Il se trouve en effet, qu'une architecture est beaucoup plus destinée pour telle ou telle application. Donc la première difficulté est la sélection du réseau adéquat à notre application. Après le choix du type du réseau, il reste à fixer l'architecture correspondante, le nombre de couches et le nombre de neurones dans chaque couche. Le type du réseau étant choisi ainsi que la configuration adéquate, il reste à fixer les différents paramètres liés au réseau, comme par exemple les valeurs des poids synaptiques, ce qui veut dire le choix de l'algorithme d'apprentissage. En ce qui nous concerne, nous avons opté pour les réseaux à fonction de base radiale comme type de réseau et la méthode d'optimisation aléatoire comme algorithme d'apprentissage.

2. Les réseaux de neurones à fonction de base radiale (RBF):

Les RBF, outre les couches d'entrée et de sortie, comprennent une couche cachée de n unités qui ne réagissent significativement qu'à une partie restreinte dans l'espace d'entrée suivant une fonction du type gaussienne. La première couche reçoit les entrées injectées au réseau et la couche cachée est constituée de neurones, dont le discriminant est à fonction de base radiale [6]. Chacun de ses neurones est doté d'un vecteur C_i appelé centre. Lorsqu'un vecteur X est présenté à l'entrée du réseau, chaque neurone calcule à travers son discriminant, la distance euclidienne de cet exemple par rapport au centre de la classe qui le représente. La sortie de chaque neurone de cette couche est donnée comme suit:

$$S_i = \exp\left[\frac{(X - C_i)(X - C_i)}{2\sigma_i^2}\right]$$

Où σ est un paramètre qui représente une mesure de dispersion des données associées à chaque nœud. La couche de sortie constituée de neurones linéaires effectue l'approximation définie par la somme pondérée suivante:

$$Y_k(X) = \sum_{i=1}^m \lambda_{ki} \Phi(\|X - C_i\|) \quad k = 1, n$$

avec n le nombre de neurones de sortie, et m le nombre de valeurs à prédire, λ_{ki} le poids de connexion entre le neurone k et le neurone i , Φ la fonction d'activation.

3. Méthode d'optimisation aléatoire ROM (random optimisation method):

Cette méthode fût présentée pour la première fois par J. Mathias en 1965 [7]. Elle a été développée par la suite par F.J.Sollis et J.B.Wells en 1981, qui ont démontré la convergence de l'algorithme vers un minimum global [7]. L'algorithme de cette méthode se présente comme suit:

1. Initialiser aléatoirement tous les poids W du réseau. Initialiser la variance $v(0)$ et la moyenne de la séquence aléatoire $b(0) = 0$
2. Générer une nouvelle séquence aléatoire $\xi(k)$ de moyenne $b(k)$ et de variance $v(k)$.
3. Calculer les erreurs $E = \sum_{p=1}^m E_p$ à la sortie du réseau pour chaque cas:
 - $E(w(k) + \xi(k)) \rightarrow E_2$
 - $E(w(k) - \xi(k)) \rightarrow E_3$

4. si $E_2 < E_1$ alors

$$\begin{cases} w(k+1) = w(k) + \xi(k) \\ b(k+1) = 0.2b(k) + 0.4\xi(k) \end{cases}$$
 si $E_2 > E_1$ et $E_3 < E_1$ alors

$$\begin{cases} w(k+1) = w(k) - \xi(k) \\ b(k+1) = 0b(k) - 0.4\xi(k) \end{cases}$$
 sinon

$$\begin{cases} w(k+1) = w(k) \\ b(k+1) = 0.5b(k) \end{cases}$$
5. poser $k=k+1$ et refaire les étapes de 2 à 4 jusqu'à l'obtention de l'erreur désirée.

Contrairement à la méthode de backpropagation où le calcul du Jacobien est nécessaire, le grand avantage de cette méthode est son indépendance du critère à minimiser.

4. Architecture des réseaux utilisés:

Méthode 1:

Après la présentation de tous les exemples d'entraînement $(X_1, Y_1), \dots, (X_n, Y_n)$ et l'adaptation des paramètres du réseau (Fig.1), nous présentons à l'entrée du réseau X_{n+1} . Nous la considérons comme sortie exacte (valeur prédite) et nous refaisons l'apprentissage dès le début en présentant les exemple $(X_1, Y_1), \dots, (X_{n+1}, Y_{n+1})$. On refait les étapes, jusqu'à ce qu'on arrive à injecter X_{n+m} (m est le nombre de valeurs à prédire) et on obtient à la sortie la dernière valeur prédite. Mais vue le problème de surapprentissage au cour de la prédiction, car à chaque fois nous augmentons le nombre d'exemples d'entraînement, et vu aussi le problème des propriétés qui ne prennent pas les mêmes formes durant tout l'intervalle d'apprentissage, nous avons essayé de rendre la base d'apprentissage évolutive au cours de l'apprentissage [8]. Autrement dit à chaque fois que reprenons l'apprentissage, nous éliminons la première valeur de la base d'apprentissage en devenant $(X_{1+f}, \dots, X_{n+f})$, tel que f est la $f^{\text{ème}}$ valeur prédite (f entre 1 et m).

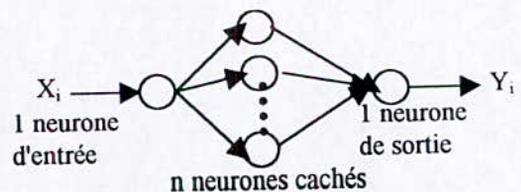


Fig.1: Architecture du réseau de la méthode 1

Méthode 2:

La même procédure que pour la méthode 1 est refaite, mais cette fois la base des X est éliminée et nous utilisons seulement les valeurs de la propriété. Les exemples d'entraînement seront $(Y_1, Y_2) \dots (Y_{n-1}, Y_n)$ (Fig.2). Après avoir terminé l'apprentissage, nous présentons à l'entrée du réseau la valeur Y_n et nous obtenons à la sortie la $(n+m)^{ème}$ valeur que nous considérons comme valeur exacte. Nous ajoutons cette dernière à la base de donnée et nous refaisons l'apprentissage dès le début. Nous reprenons ainsi les mêmes étapes jusqu'à la $(n+m-1)^{ème}$ valeur que nous injecterons, et la valeur reçue sera la dernière valeur que nous devons prédire.

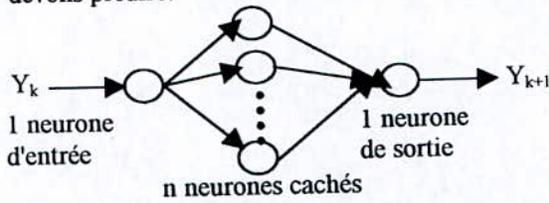


Fig.2: Architecture du réseau de la méthode 2

L'algorithme d'apprentissage utilisé pour les deux méthodes utilise la méthode d'optimisation aléatoire qui a montré son efficacité.

Méthode 3:

Le réseau utilisé dans cette méthode est constitué de trois couches, une couche d'entrée de deux neurones, une couche cachée de n neurones où n est le nombre de données que nous avons, et un seul neurone dans la couche de sortie. Cette méthode regroupe les performances de prédiction des deux premières. Les entrées du réseaux de cette méthode sont X_k et Y_k , la sortie est Y_{k+1} . Donc les exemple d'entraînement seront $(X_i, Y_i$ et $Y_{i+1})$. Le réseau effectue le test d'erreur entre la sortie calculée et celle désirée Y_{k+1} .

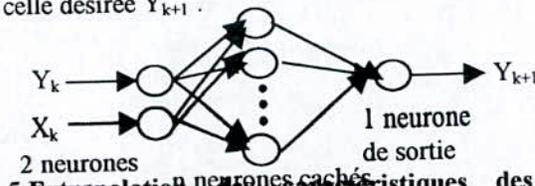


Fig.3: Architecture du réseau de la méthode 3

Dans le but d'illustration, nous présentons dans ce paragraphe quelques exemples de calculs numériques, où le réseau RBF entraîné par la ROM a été appliqué sur quelques caractéristiques non linéaires d'un

isolateur pollué. Ces caractéristiques concernent la variation du courant de fuite en fonction de la conductivité de la couche polluée, la variation du courant de fuite en fonction du rayon de l'électrode circulaire et la variation de la longueur d'arc en fonction de la tension appliquée [9]. Tous les résultats sont obtenus avec une erreur relative de 5%. Les figures 4, 5 et 6 montrent les valeurs prédites et celles mesurées de différentes caractéristiques

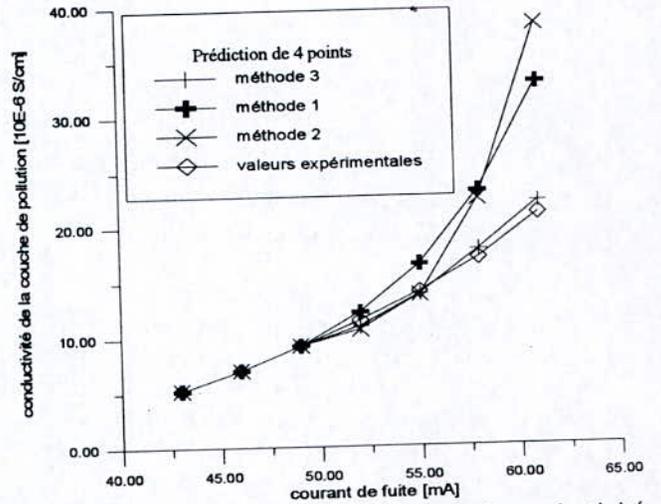


Fig.4: Courant de fuite en fonction de la conductivité de la couche polluée (prédiction de 4 points)

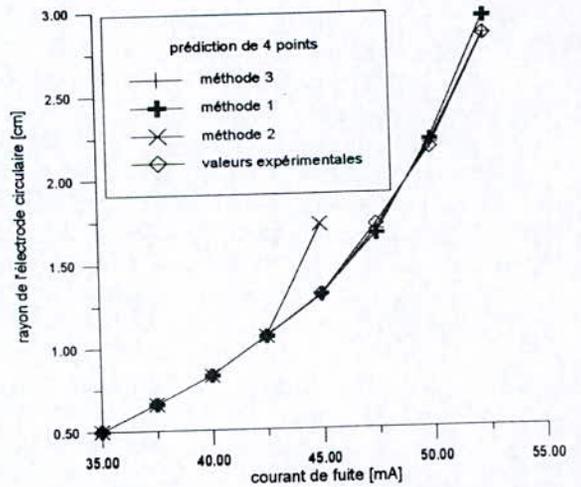


Fig.5: Courant de fuite en fonction du rayon de l'électrode circulaire (prédiction de 5 points)

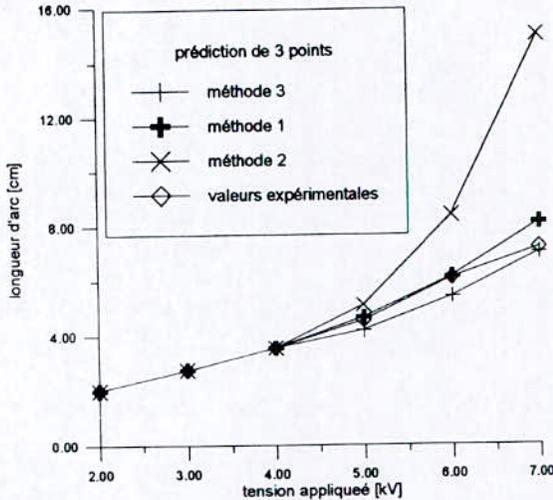


Fig6. Longueur d'arc en fonction de la tension appliquée (prédiction de 4 points)

6. Interprétations des résultats:

Comme les réseaux RBF ont montré des limites dans le cas des fonctions convexes [7,8] (le cas des courbes des figures 4 et 5), nous avons commencé par élaborer l'extrapolation des X en fonction des Y pour des caractéristiques de la forme $Y = f(X)$ puis à la fin nous présentons Y en fonction de X. Par exemple, pour la variation du courant de fuite en fonction du rayon de l'électrode circulaire, les valeurs du courant de fuite représentent les Y et les valeurs des rayons de l'électrode représentent les X.

A partir des courbes de simulation, nous remarquons bien une différence entre la qualité de prédiction des trois méthodes. En effet, la courbe prédite correspondant à la troisième méthode coïncide exactement avec la courbe réelle de la variation du courant de fuite en fonction du rayon de l'électrode (Fig.5), et elle est très proche pour les deux autres caractéristiques (Fig.4 et Fig.6). Pour la méthode 2, les résultats de prédiction sont acceptables pour la variation de courant de fuite en fonction du rayon de l'électrode et la variation de la longueur d'arc en fonction de la tension appliquée (Fig.5 et Fig.6), mais cette méthode n'a pas donné une bonne prédiction pour la propriété de la variation du courant de fuite en fonction de la conductivité de la couche de pollution (Fig.4). La qualité de prédiction de la méthode 3 est la meilleure par rapport aux deux autres méthodes et pour les trois caractéristiques.

Conclusion :

Le réseau de neurones à fonction de base radiale (RBF), entraîné par la méthode d'optimisation aléatoire (ROM) constitue un outil très puissant pour la prédiction des fonctions non linéaires, et en particulier dans le domaine de la pollution des isolateurs.

Il est très économique d'utiliser les réseaux de neurones artificiels dans le domaine de la pollution des isolateurs. En effet, les essais sont non seulement très coûteux mais aussi très longs à réaliser. Les RNA nous permettent de diminuer le travail expérimental en laissant les réseaux prédire les valeurs de la propriété d'où un gain de temps considérable.

Références bibliographiques :

- [1] H.Okubo « Electric Field optimization of High Voltage Electrode Based on Neural Network » IEEE Transactions on Power Systems, 1997, pp 1413-1418.
- [2] P.S.Ghos « ANN with RPROP learning algorithm applied to modelling of flashover voltage characteristics of polluted insulators » 9th ISH, Graz, Austria, 1995, pp 3197.1-3197.4.
- [3] Katrin Engel « influence of PD fault development on fault type recognition using Artificial Neural Networks » 9th ISH, Graz, Austria, 1995, pp 5861.1-5861.4.
- [4] Y.Tian « PD pattern identification acoustic emission measurement and neural networks » High Voltage Engineering Symposium, Publication n°467, 1999, pp5.41.S.8-5.44.S.8.
- [5] M.E. Ghourab « application of artificial neural networks for insulation diagnosis » 9th ISH, Graz, Austria, 1995, pp 5595.1-5595.4.
- [6] M.Y.M.Yeddou « Etude de synthèse sur les réseaux de neurones et leurs applications », thèse de Magister ENP 1999.
- [7] O.N.M. Elboukhari, Bedja A.Rahim « Utilisation des réseaux de neurones artificiels dans le vieillissement thermique de l'huile de transformateur », PFE, ENP 2000.
- [8] L.Mokhnache, A.Boubakeur, A.Nemmour, A.Khelifi « Utilisation des réseaux de neurones artificiels dans les câbles MT », 3rd International conferece QRM, Oxford 2000.
- [9] A.Mekhaldi « Etude des Phénomènes de Conduction et de Décharges Electriques sur des surfaces isolantes Polluées sous Tension Alternative 50 Hz », thèse de Doctorat d'état, ENP 1999.

TRAITEMENT DE SIGNAL DU COURANT DE FUITE SUR UN ISOLATEUR PARTIELLEMENT POLLUE

M.Teguar, A.Mekhaldi, A.Abimouloud et A.Boubakeur
Laboratoire de Haute Tension, Département de Génie Electrique
Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (E.N.P.)
10 Avenue Hassen Badi, B.P. 182, El - Harrach, Alger, Algérie,
e-mail: mateguar@yahoo.fr

Résumé : Vu les distorsions et les fluctuations à hautes fréquences accompagnant l'oscillogramme du courant de fuite, nous présentons un outil numérique traitant son signal afin d'obtenir sa valeur de crête, son spectre fréquentiel et son déphasage par rapport à la tension appliquée. A l'aide de la transformée de Fourier discrète, le signal enregistré dans le domaine temporel est converti à celui fréquentiel. Le déphasage s'obtient à partir des phases des fondamentaux du courant et de la tension.

Mots clés : Courant de fuite, Déphasage, Filtrage, Isolateur, Modèle, Pollution, Spectre fréquentiel, Tension.

1. INTRODUCTION

Pour surveiller la qualité d'isolement d'un ouvrage il est impératif de connaître réellement les mécanismes conduisant au contournement sous pollution. Malgré de nombreuses investigations qui ont été effectuées [1-8], le processus de contournement sous pollution reste insuffisamment compris à cause d'un grand nombre de paramètres, difficiles à cerner, qui interviennent simultanément dans la génération et la propagation des décharges électriques.

Dans ce papier, nous présentons une étude mathématique permettant de traiter le signal du courant de fuite circulant sur une surface isolante partiellement polluée, sous tension alternative 50 Hz. Pour cela, nous utilisons un modèle rectangulaire de laboratoire, sur lequel nous reproduisons exactement la même répartition

discontinue de la pollution que celle de l'isolateur capot-tige type 1512L, prélevé de la région électrique de Hassi R'mel au Sahara Algérien [3,4].

La couche de pollution est une peinture semi-conductrice permettant de garder une conductivité constante, après séchage (de 24 heures environ) indépendamment des conditions de laboratoire.

Les enregistrements des oscillogrammes du courant de fuite, par le biais d'un oscilloscope numérique, montrent que son signal, en forme de "M" déformé, est accompagné par des fluctuations à fréquences élevées. Un certain nombre d'impulsions apparaît pour des niveaux de tension élevés. Par conséquent, la détermination des caractéristiques du signal tels que l'amplitude et le décalage de phase est rendue imprécise. Pour cette raison, nous élaborons un outil numérique traitant le signal du courant de fuite pour obtenir son spectre fréquentiel (en amplitude et phase) et son déphasage par rapport à la tension appliquée. Ce spectre est obtenu en convertissant, à l'aide de la transformée de Fourier discrète, les signaux enregistrés dans le domaine temporel à celui fréquentiel. D'autre part, le déphasage représente la différence entre leurs spectres de phase à la fréquence du fondamental ou également la différence de phase entre les signaux de leurs fondamentaux enregistrés dans le domaine temporel.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le circuit d'essais se compose d'un transformateur de haute tension 300 kV, 50 kVA, 50 Hz. Le modèle expérimental considéré est constitué d'une plaque de verre (500x400x6 mm³) munie de deux électrodes en aluminium (2 µm d'épaisseur), l'une est

circulaire (50 mm de diamètre) mise sous tension et l'autre rectangulaire (300x50 mm²) mise à la terre.

La répartition de la pollution (Fig. 1) ainsi que les dimensions longitudinales des différentes zones propres et polluées (tableau 1) sont imposées au modèle de laboratoire conformément à l'état de surface de l'isolateur 1512L.

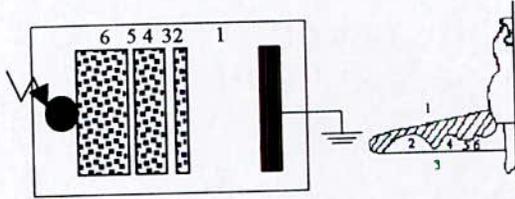


Fig. 1. Modèle expérimental.

	N°	Largeur (mm)	Pourcentage par rapport à la longueur de fuite (%)	
Zones propres	1	106	36.30	42.12
	3	13	4.45	
	5	04	1.37	
Zones polluées	2	30	10.27	57.88
	4	52	17.81	
	6	87	29.80	

Tableau I. Dimensions des zones propres et polluées.

Le modèle de laboratoire est soumis à cinq conductivités superficielles (2, 4, 8, 15 et 30 nS), cinq largeurs de la pollution (30, 24, 18, 12 et 6 cm) et six niveaux de tension (de 10 à 35 kV par pas de 5 kV).

L'agent polluant est réalisé par un mélange du graphite (élément conducteur), du bioxyde de silicium (élément isolant), une résine cellulosique (élément inerte liant) et de l'alcool isopropylique (pour l'homogénéité du mélange). La conductivité superficielle désirée est obtenue en jouant sur la concentration de ces composants.

L'enregistrement du courant de fuite (par l'intermédiaire de l'onde de tension captée aux bornes d'une résistance non-inductive de 100 Ω insérée entre l'électrode rectangulaire et la terre) et de la tension au secondaire du transformateur s'effectue à travers une interface de communication analogique/ numérique reliée à un micro-ordinateur.

3. TRAITEMENT NUMERIQUE

Notre outil numérique permet de déterminer certaines caractéristiques de signal du courant de fuite à savoir son spectre fréquentiel, sa valeur de crête et son déphasage par rapport à la tension appliquée.

Le but de ce programme consiste, en premier lieu, à convertir les signaux échantillonnés du courant de fuite et de la tension appliquée en vecteurs de données compatibles avec le langage de

programmation. Notons que le nombre d'échantillons offerts par notre convertisseur analogique/numérique est $N=1024$, avec une résolution de $M=8$ bits (256 niveaux) et une fréquence d'échantillonnage de 20 kHz. Dans une deuxième étape, les signaux enregistrés dans le domaine temporel seront convertis à celui fréquentiel par le biais de la transformée de Fourier discrète, définie par:

$$Y(f) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} y(nT) e^{-j2\pi \frac{n}{N} k} \quad (1)$$

$$= |Y(f)| e^{j\varphi(f)}$$

où $Y(f)$ est le signal dans le domaine fréquentiel, f la fréquence, $y(nT)$ le signal dans le domaine temporel, nT ($=t$) le temps, T la période d'échantillonnage, N le nombre d'échantillons, $\varphi(f)$ le spectre de phase, $|Y(f)|$ le spectre d'amplitude, j le nombre complexe et finalement $k=1, 2, \dots, N-1$.

Le déphasage est défini comme étant la différence entre le spectre de la phase du courant de fuite et celui de la tension appliquée à la fréquence du fondamental :

$$\Delta\varphi = |\varphi_i(f_1) - \varphi_u(f_1)| \quad (2)$$

où $\varphi_i(f_1)$ et $\varphi_u(f_1)$ sont respectivement les phases du courant de fuite et de la tension appliquée et f_1 fréquence du fondamental (50 Hz).

La transformée de Fourier du signal de sortie $Y_f(f)$ d'un filtre linéaire est, par définition, le produit de la fonction de transfert du filtre $G(f)$ par le signal $Y(f)$ [9,10] :

$$Y_f(f) = G(f)Y(f) \quad (3)$$

Par conséquent, le signal filtré dans le domaine temporel est la transformée de Fourier discrète inverse du produit obtenu :

$$y_f(t) = F^{-1}(Y_f(f)) = F^{-1}(G(f)Y(f)) \quad (4)$$

En introduisant la transformée de Fourier discrète inverse, l'équation (4) devient :

$$y_f(nT) = \sum_{k=0}^{N-1} G\left(\frac{k}{NT}\right) Y\left(\frac{k}{NT}\right) e^{j2\pi \frac{n}{N} k} \quad (5)$$

Les filtres passe-bas les plus connus sont les filtres basés sur l'approximation de Butterworth suivante [10] :

$$|G(f)|^2 = \left[1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^{2m} \right]^{-1} \quad (6)$$

où $G(f)$ est la fonction de transfert du filtre, f_c la fréquence de coupure et m le degré du filtre.

Cette opération permet la détermination de la valeur de crête du courant de fuite.

4. PROGRAMME

La simulation numérique est donnée à travers les étapes suivantes:

Etape 1: Introduction de la conductivité, du niveau de tension et de la largeur de la pollution.

Etape 2: Enregistrement des signaux du courant de fuite et de la tension appliquée.

Etape 3: Acquisition de fichiers des signaux échantillonnés.

Etape 4: Conversion de fichiers en vecteurs de données compatibles avec le langage de programmation.

Etape 5: Filtrage du signal du courant de fuite.

Etape 6: Détermination de la valeur de crête du signal filtré.

Etape 7: Détermination du spectre fréquentiel concernant le signal du courant de fuite.

Etape 8: Détermination des fondamentaux du courant de fuite et de la tension appliquée.

Etape 9: Détermination du déphasage.

Etape 10: Exploitation des résultats.

5. RESULTATS NUMERIQUES

Les observations de laboratoire montrent que le contournement se produit directement sans décharges préliminaires. Ceci est dû au fait que la longueur totale de la bande propre équivalente (représentant la somme des différentes bandes propres partielles) dépasse la longueur critique à partir de laquelle aucun arc partiel stable ne se propage [3]. Dans ces conditions, le courant de fuite reste faible et ne dépasse pas quelques centaines de micro-ampères. A cette gamme d'amplitudes, les phénomènes perturbateurs tels que les courants parasites sont substantiels. En effet, le recours à un matériel d'enregistrement minutieux est indispensable afin d'améliorer la précision ainsi que la manière d'exploitation des mesures requises. En outre, pour des niveaux de tension élevés, l'effet de couronne contribue fortement à la distorsion du signal du courant de fuite en générant un ensemble d'impulsions d'amplitudes excessives (Fig.2.a).

5.1. Filtrage numérique

Certains chercheurs [7] ont montré que le temps au contournement décroît avec l'augmentation de la tension appliquée. Ils ont trouvé une valeur particulière de la tension appliquée pour laquelle un contournement se produit au bout de 1 ms et que toute augmentation de la tension n'a pas d'effet remarquable sur le temps de contournement.

Vu que la durée de vie des impulsions générées est largement inférieure à 1 ms, elles n'ont aucun effet sur le comportement de la surface isolante. Le concept de filtrage nous servira donc comme solution au problème lié à la détermination de l'amplitude du signal périodique du courant de fuite. En effet, nous avons considéré un filtre de quatrième ordre. Sa fréquence de coupure a été choisie égale à 350 Hz. Celle-ci correspond à la limite concernant les harmoniques non négligeables générés. La figure

2.b illustre un exemple de filtrage numérique du courant de fuite.

5.2. Spectre Fréquentiel

Comme le signal du courant de fuite est presque symétrique, les harmoniques d'ordre impairs sont générés. La figure 2.c montre que les composants 150, 250 et 350 Hz sont dominants. Le 250 Hz possède la plus haute amplitude. Les autres étant négligeables.

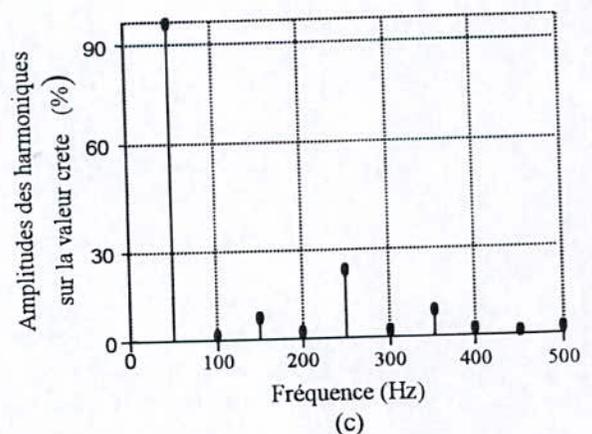
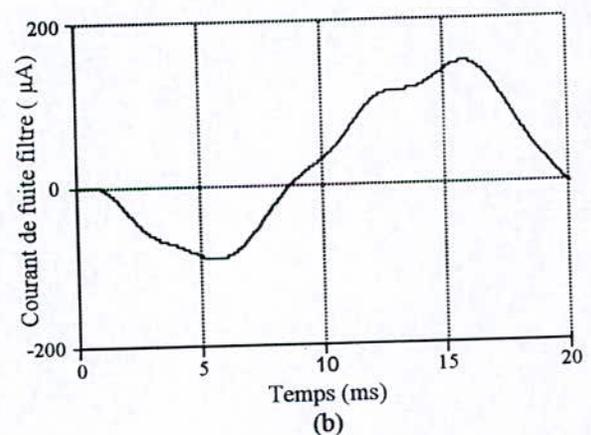
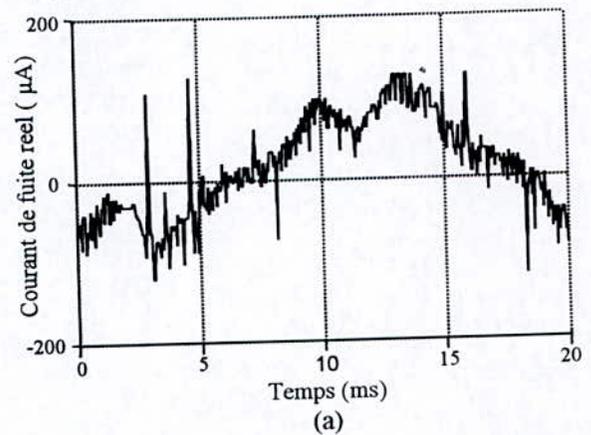


Fig. 2. Application numérique pour 15 kV, 30 nS et 12 cm, (a) courant de fuite réel, (b) courant de fuite filtré et (c) spectre fréquentiel d'amplitude.

5.3. Déphasage courant-tension :

L'enregistrement simultané de l'onde du courant et celle de la tension permet de nous informer sur le déphasage constituant un paramètre essentiel lorsque nous tenons à établir une modélisation rigoureuse. Spécialement dans le cas d'une plaque complètement polluée (pollution continue), il a été montré que le courant de fuite est en phase avec la tension appliquée, indiquant que ce courant est résistif [3,4].

En ce qui concerne la configuration de la pollution que nous avons considérée, le courant de fuite est toujours en avance sur la tension appliquée. La figure 3 ci-dessous montre que ce déphasage est au voisinage de 73° . Le modèle de laboratoire possède, en effet, un caractère capacitif à cause de la longueur importante de la zone propre équivalente.

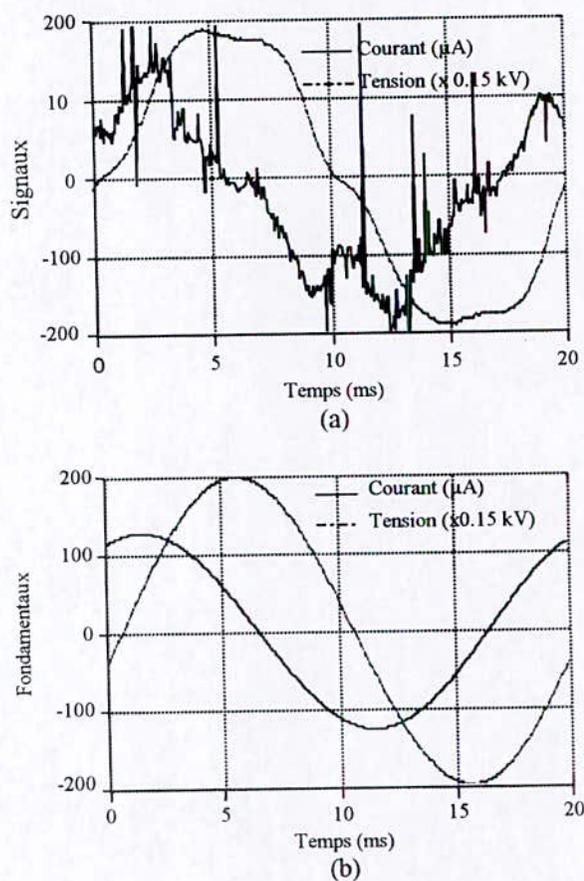


Fig. 3. Déphasage courant-tension pour 20 kV, 12 cm et 30 nS, (a) signaux réels et (b) fondamentaux.

6. CONCLUSION

La peinture semi-conductrice permet une reproductibilité parfaite des valeurs mesurées. Cependant, l'effet de couronne accentué, notamment pour ce genre de pollution, contribue à engendrer des impulsions d'amplitudes excessives accompagnant le signal du courant de fuite. En effet, notre programme permet non seulement de contourner la difficulté liée à ces fluctuations

perturbatrices, mais également il élimine carrément les erreurs de lecture en offrant les différents tableaux de mesures directement à partir des enregistrements des signaux.

Comme principaux résultats, le cinquième harmonique est plus grand en amplitude que le troisième et le septième, les autres étant négligeables. Ce résultat a été déjà trouvé par un autre chercheur [8]. En outre, le déphasage est toujours de type capacitif. Ceci est dû à la dimension longitudinale importante de la zone propre équivalente relativement à la longueur de fuite totale.

REFERENCES

- [1] A.Porrino, D.Perin, A.Pigini, I.Visintainer, "Flashover in HVDC Bushings under Non Uniform Rain", 9th International Symposium on HV Engineering, pp. No. 32.04, Graz, Austria, 1995.
- [2] F.A.M.Rizk, Sherif I.Kamel, "Modeling of HVDC Wall Bushing Flashover in Non Uniform Rain" IEEE Trans. On Power Delivery, Vol. 6, No. 4, pp. 1650-1662, 1991.
- [3] A.Mekhaldi, D.Namane S.Bouazabia and A.Beroual, "Flashover of Discontinuous Pollution Layer on HV Insulators", IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 6, No. 6, pp. 900-906, December 1999.
- [4] A.Mekhaldi, M.Teguar, and A.Beroual, "Algorithm for pollution flashover calculations", Archives of Electrical Engineering, Vol. XLV, No. 4, pp. 385-397, 1996.
- [5] A.Mekhaldi, "Etude du Développement d'un Arc Électrique sur des Surfaces Isolantes Contaminées par la Pollution Désertique", Thèse de Magister, ENP, Alger, Algérie, Juin 1990.
- [6] M.Dobarzik, "Formes de Décharges Glissantes sous Tension de Choc 1,2/50 μ s sur Les Surfaces de Diélectriques Solides Polluées par le Sable du Sahara", Thèse de Docteur-Ingénieur, ENP, Alger, Algérie, Juin 1975.
- [7] P.S.Ghosh, S.Chakaravorti and N.Chatterjee, "Estimation of Time to Flashover Characteristics of Contaminated Electrolytic Surfaces Using a Neural Network", IEEE, Trans. on Dielect. and Elect. Insul., Vol. 2, No. 6, pp. 1064-1076, Dec. 1995.
- [8] T.Suda, "Study on the Frequency Characteristics of Leakage Current Waveforms of Artificially Polluted 12t Suspension Insulators by the Clean Fog Method", HV Engineering Symposium, 22-27 August 1999, Conference Publication No. 467, pp. 4.115.S27-4.118.S27, IEE, 1999.
- [9] M. Kunt, "Traitement Numérique des Signaux", Edition Dunod, 1981.
- [10] R.E.Bekka, "Fondement du Traitement de Signal", Edition O.P.U., 1998.

ZONES D'ATTRACTION D'UN PARATONNERRE HORIZONTAL DANS LE CAS D'UNE TERRE DISCONTINUE

A. RAHMANI¹, A. BOUBAKEUR², H. BROURI²

¹ Laboratoire de Génie Electrique de Béjaïa, Université A.Mira Béjaïa, Algérie.

² Laboratoire de haute tension, Ecole Nationale Polytechnique Alger, Algérie.

Résumé :

Dans ce rapport, nous présentons quelques travaux de recherche effectués dans le domaine de protection contre la foudre, cas où le paratonnerre horizontal suspendu au-dessus d'une terre discontinue. Dans une telle configuration la zone d'attraction ne correspond pas en générale à celle définie par le modèle électrogéométrique classique où la terre est parfaitement conductrice. Car cette zone dépend de plusieurs paramètres tels que la nature du sol et les dimensions du paratonnerre horizontal.

Nos recherches ont été particulièrement orientées sur l'influence de la discontinuité du sol et la position du paratonnerre horizontal par rapport à l'interface du sol et ainsi que son rayon de courbure. Les principaux résultats d'investigations qui mettent en relief l'influence de ces paramètres sont analysés.

Mots clés : Zones d'attractions, Terres discontinues, Modèle électrogéométrique, Paratonnerre horizontal.

1. Introduction

Afin de procéder au dimensionnement des systèmes de protection contre la foudre, il est nécessaire de connaître les propriétés électrologiques du sol sur lequel est implanté notre objet à protéger pour dresser le type de paratonnerre à utiliser.

Parmi les modèles de protection conçus jusqu'à nos jours, la plus part se base sur le modèle électrogéométrique classique, qui considère que la terre est homogène plane et parfaitement conductrice[1]. Cependant, la terre présente généralement des caractéristiques électrologiques spécifiques qui varient d'un site à l'autre, la terre est hétérogène au-dessous d'un nuage orageux. C'est là qu'est centrée l'activité du Laboratoire de Haute Tension de l'ENP depuis plusieurs années [2][3] [4][5][6]. La synthèse de ces travaux permet de tirer les résultats suivants :

➤ Dans le cas d'une terre hétérogène [2][3], suivant la position de l'axe de la décharge

de la foudre par rapport à l'interface et au paratonnerre, la décharge sera, soit favorablement, soit défavorablement attirée par le paratonnerre. En particulier, les zones d'attractions d'un paratonnerre horizontal placé au-dessus de la partie bonne conductrice de la terre entre l'axe de la décharge et l'interface peuvent être plus petites que celle définie pour un sol homogène conducteur.

Dans le cas d'une terre homogène mauvaise conductrice, [4] [5], les zones d'attraction sont plus larges que celle définie par le modèle électrogéométrique classique. Cet élargissement dépend de la conductivité de la terre et du rapport entre la hauteur du paratonnerre et l'épaisseur de la couche mauvaise conductrice. Dans ce cas un modèle de protection élargi a été élaboré [4] [5]. D'après ce modèle, la terre mauvaise conductrice est équivalente à une terre bonne conductrice où toutes les distances verticales sont majorées d'une certaine valeur correspondant au niveau de terre fictive « e' ».

- L'influence de la discontinuité de la terre sur les zones d'attraction d'un paratonnerre vertical, dépend en premier lieu de la position de l'axe de la décharge par rapport à la position de
- re par rapport à la profondeur de la partie basse de la terre [6].

Se basant sur ces premiers travaux, nous avons jugé nécessaire de définir un modèle de protection qui prendrait en considération les propriétés électrogéologiques du sol.

2. Modèle expérimental réduit :

Pour vérifier la fiabilité d'un modèle de protection contre la foudre, une simulation pratique des systèmes à protéger s'avère nécessaire par des arrangements au laboratoire.

La terre discontinue est constituée de deux plaques en aluminium de 4 mm d'épaisseur

ayant chacune une surface de $1,2 \times 1,2 \text{ m}^2$. En joignant les deux parties, la terre de type

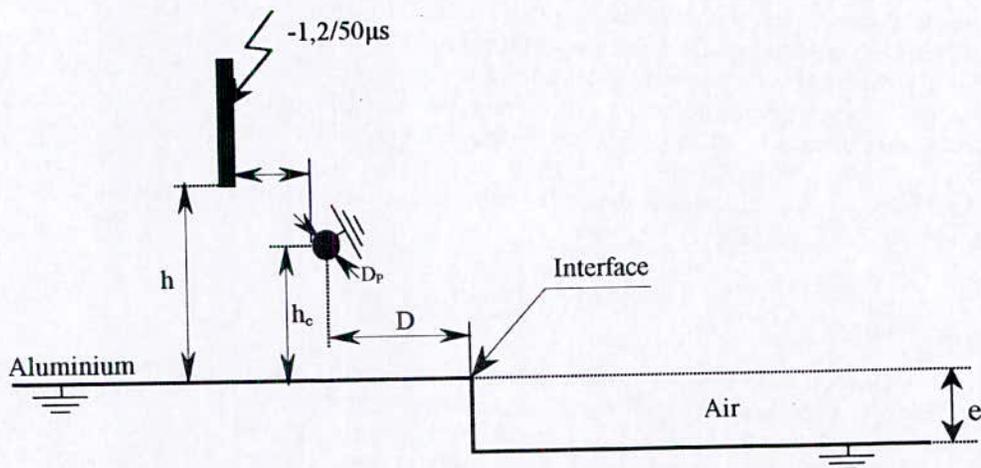


Figure 1- Modèle expérimental de terre discontinue en présence du paratonnerre horizontal.

Suivant la position de la tige de haute tension et du paratonnerre horizontal, nous avons étudié la configuration où le Paratonnerre horizontal est situé sur la partie haute de la terre discontinue, entre l'axe de la décharge et l'interface de la terre discontinue (figure 1).

Pour déterminer la probabilité de foudroiement du paratonnerre horizontal, nous avons appliqué pour chaque configuration de la terre discontinue (D_p , D , h_c , h et d) du système, 50 fois un niveau de tension engendrant toujours une décharge disruptive certaine dans le système sans paratonnerre ($U_{100\%}$). Cette tension dépend toujours de la hauteur h qui est la distance de l'intervalle d'air.

l'interface et au paratonnerre. Ainsi, cette influence dépend de la grandeur relative de la hauteur du paratonnerre

discontinue aura une interface perpendiculaire de profondeur «e». Le paratonnerre horizontal est simulé par un conducteur cylindrique horizontal de diamètre D_p allant de 0.4 à 12mm tendu parallèlement à l'interface. Il est relié à la terre à l'une de ses extrémités; sa hauteur de suspension h_c , comptée à partir de la surface du plan conducteur (figure 1).

La décharge préliminaire d'un coup de foudre descendant négatif (traceur par bonds), juste avant le saut final, est simulée par une tige conductrice en laiton de 4.8mm de diamètre, mise sous une tension de type choc de foudre négatif (-1.2/50µs).

Les zones d'attraction sont obtenues par les configurations pour lesquelles la probabilité d'impact sur le paratonnerre est égale à 90% ($d_{90\%}$).

Nous commençons par étudier la configuration où le sol est homogène. Nous déterminons ensuite les tensions de décharge $U_{100\%}$ pour les différentes hauteurs de la tige de haute tension et enfin nous vérifions le modèle électrogéométrique pour tous les diamètres du paratonnerre horizontal étudiés.

3 Résultats et interprétations

3.1 Cas d'une terre homogène parfaitement conductrice :

Le modèle électrogéométrique classique considère que la zone d'attraction d'un conducteur horizontal est l'ensemble des points à égale distance du conducteur et de la terre et dont le lieu géométrique est l'ensemble des points situés sur une parabole d'équation (1) : (figure2).

$$X^2 - 2Y + 1 = 0 \quad (1)$$

Où $X = d/hc$, $Y = h/hc$; Les zones d'attractions sont définies pour la position d qui correspond à la probabilité de foudroiement de 90% sur le paratonnerre (figure 3).

Nous avons utilisé cette dernière zone d'attraction comme une référence pour la comparaison avec les résultats dans le cas des terres discontinues.

3.2 Cas où le paratonnerre horizontal est situé sur la partie haute de la terre discontinue, entre l'axe de la décharge et l'interface :

3.2.1 Influence du rapport D/hc :

Pour un diamètre du paratonnerre fixe, nous avons déterminé les zones d'attraction en fonction de la distance horizontale relative au paratonnerre par rapport à l'interface (D/hc égal à 2, 6 et 12). Les zones d'attraction obtenues ont été comparées à celle du même paratonnerre horizontal dans le cas d'une terre homogène conductrice.

Les zones d'attraction obtenues pour les différents diamètres (figure 3) sont plus larges que celle définie dans le cas de terre homogène conductrice. Ainsi, les zones s'élargissent au fur et à mesure que le rapport D/hc est petit. Pour un rapport D/hc égal ou supérieur à 12, les zones se confondent avec celle définie pour une terre homogène conductrice.

Pour un diamètre du paratonnerre horizontal D_p égal à 0,5mm, le niveau de terre fictive e'/hc (2) varie dans le sens inverse de la variation du rapport D/hc . Lorsque ce rapport atteint une valeur suffisamment grande D/hc égal à 12, le niveau de terre fictive tend vers celui du sol homogène bon conducteur (figure4).

$$\frac{e'}{hc} = \sqrt{X^2 - 2Y + 1} + Y \quad (2)$$

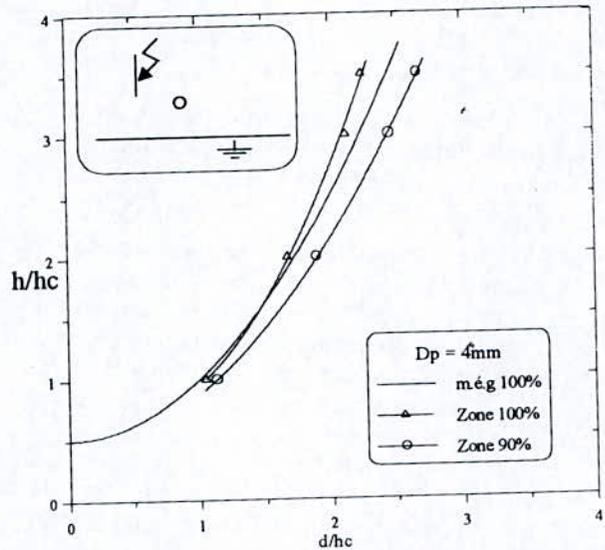


Figure 2 : Exemple des zones d'attraction obtenues avec des distances $d_{90\%}$ et $d_{100\%}$

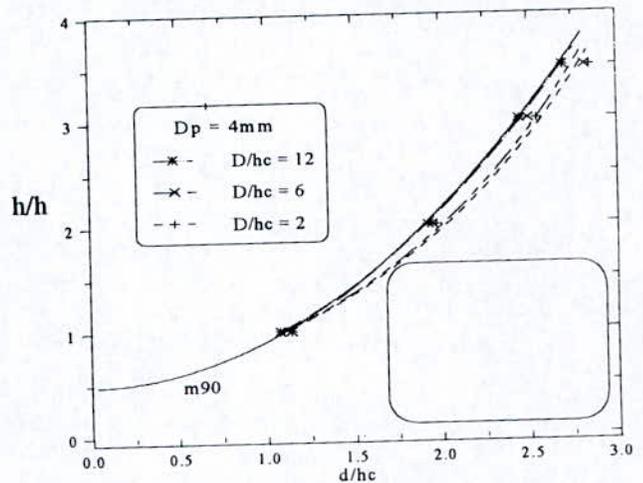


Figure 3- Zones d'attraction pour la terre discontinue.

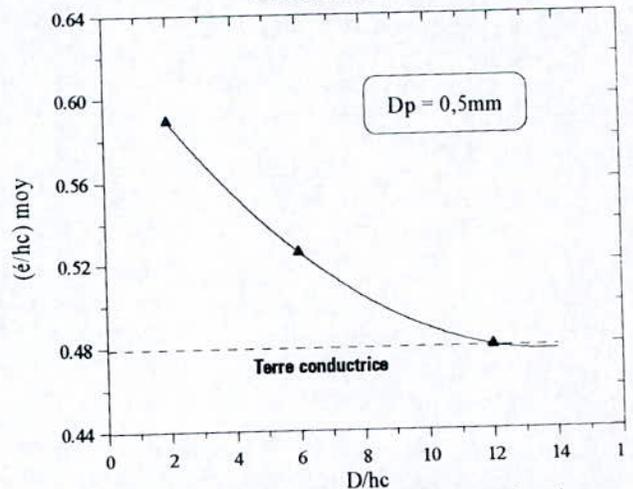


Figure 4- Influence des rapports D/hc sur le niveau de terre fictive.

3.2.2 Influence du diamètre D_p du paratonnerre horizontal :

Nous avons tracé, pour un rapport D/h_c constant, les zones d'attraction du paratonnerre horizontal de différents diamètres ($D_p = 0.5, 4, 8$ et 12mm) (figure 5).

La présentation précédente (figure 5) permet de confirmer le type d'influence du diamètre du paratonnerre sur les zones d'attraction et de vérifier le modèle de protection des paratonnerres horizontaux pour des rapports D/h_c suffisamment faibles. L'exemple sur lequel est basée cette tendance est le paratonnerre de diamètre 4mm . Dans le cas de terre homogène parfaitement conductrice, le résultat obtenu (figure 2) confirme que sa zone d'attraction est moins large que celle du modèle électro géométrique classique. Cependant, dans le cas de notre configuration de la terre discontinue et pour un faible rapport $D/h_c = 2$, sa zone d'attraction est devenue plus large que celle du modèle électro géométrique 100%.

4 Conclusion :

Si des progrès importants ont pu être obtenus récemment, dans le domaine de la protection contre la foudre, c'est essentiellement grâce aux recherches menées dans les laboratoires de haute tension à travers le monde.

Les chercheurs du Laboratoire de Haute Tension de l'ENP contribuent dans ces travaux en étudiant l'influence des propriétés électro géologiques du sol sur les zones d'attraction du paratonnerre horizontal et vertical. En effet, ces propriétés sont considérées comme l'une des insuffisances du modèle électro géométrique. Notre travail est orienté vers la détermination des zones d'attraction d'un paratonnerre horizontal dans le cas de terre discontinue.

Arrivés au terme de ce travail, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- indépendamment du type de terre, le diamètre du paratonnerre horizontal semble avoir un effet important sur les zones d'attraction. Plus le diamètre du paratonnerre diminue, plus la zone d'attraction s'élargit.
- dans le cas où le paratonnerre est situé entre l'interface et la tige de haute tension, sur la partie haute ou basse de la terre discontinue, les zones d'attraction du paratonnerre horizontal

sont plus larges que celle définie pour une terre homogène conductrice.

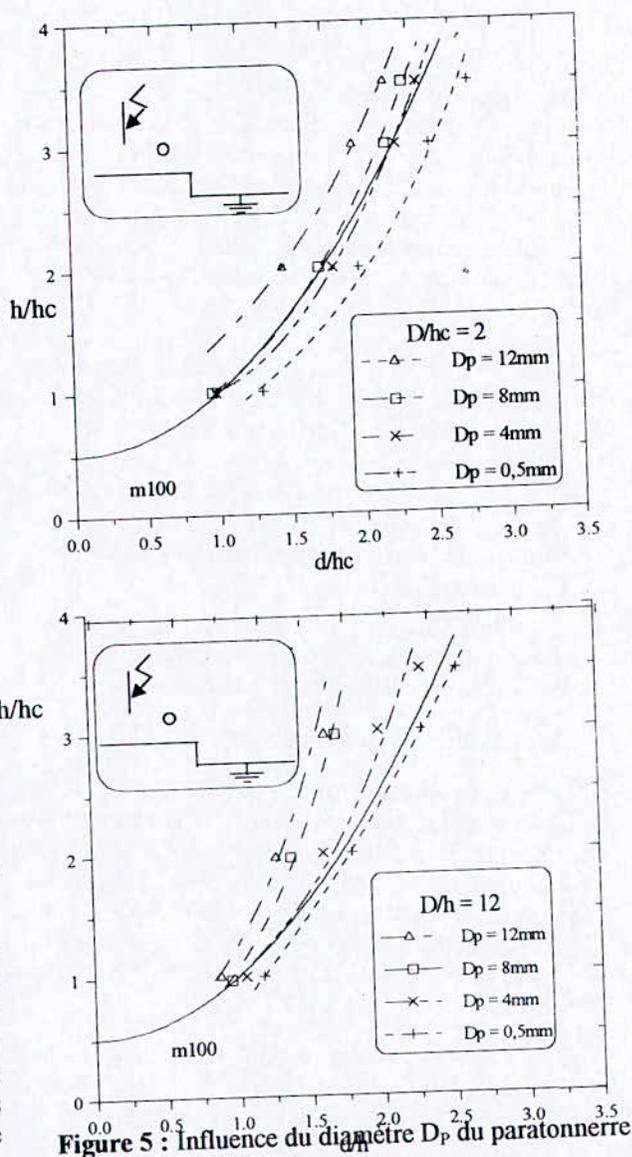


Figure 5 : Influence du diamètre D_p du paratonnerre sur les zones d'attraction.

- lorsque le paratonnerre horizontal est relativement éloigné de l'interface, les zones d'attraction se confondent avec la zone définie dans le cas d'un sol homogène bon conducteur.

5 références

- [1] R. H. Golde ; « Lightning : T2 », Academic Press, 2^{ème} édition, London, 1981.
- [2] A. Boubakeur, J. Ferras ; « Negative lightning breakdown of rod-plane air gaps with heterogeneous earth », Proceeding of the 5th ISH, paper 14.26, Braunschweig, Germany, 1987.

[3] A. Boubakeur ; « Protection contre la foudre dans le cas d'une terre hétérogène », Séminaire sur la sécurité et la protection des installations et des équipements électriques, ENSEM-LPEE, Casablanca, Maroc, 1991.

[4] A. Boubakeur, R. Belaïcha ; « Modèle de protection en cas de terre mauvaise conductrice », Congrès International, Foudre et Montagne, SEE, Chamonix, France, 1994. pp : 100-103.

[5] A. Boubakeur, R. Belaïcha, A. Rahmani, R. Boudissa ; « Influence of earth conductivity on the capture zones of an horizontal lightning conductor », 23rd International Conference of Lightning Protection (ICLP'1996), Vol. 1, Firenze, Italy, 1996. pp : 453-456.

[6] A. Boubakeur, A. Chouchou, S. A. A. Boumaza ; « Influence of earth discontinuity on the capture zones of a vertical lightning conductor », 25th ICLP, Rhodes, Greece, 2000. (submitted).

LIGNES DE TRANSPORT D'ENERGIE ET PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES

*M. BRAHAMI¹, F. SOUKER², A. BENDAOU¹, H.SAYAH¹

¹ Laboratoire ICEPS UDL Sidi Bel Abbès mbrahami@yahoo.com

² Direction Transport d'Energie, Sonelgaz Oran

1-Résumé.

Le champ électrique à la fréquence industrielle est un phénomène qui existe autour de tout ouvrage de transport d'énergie électrique, lignes et postes aériens, c'est la valeur de plus en plus élevée des tensions utilisées qui conduit à prendre les conséquences de ce phénomène en considération.

Avec l'avènement des hautes tensions à 400kV les perturbations électromagnétiques deviennent une contrainte dont la conception et le tracé des lignes de transport doivent tenir compte.

Dans cet article on se propose d'exposer au concepteur et à l'exploitant de ces ouvrages la méthode de calcul et de représentation des perturbations électromagnétiques au voisinage d'une ligne THT.

MOTS CLES : Lignes THT, Champs Electromagnétiques, Perturbations Radioélectriques.

2-INTRODUCTION : Lors de l'évaluation des champs électrique et magnétique aux environs des installations à THT, il est souvent fait usage de courbes expérimentales ou de calculs simplifiés en assimilant les faisceaux à des conducteurs simples équivalents en choisissant des géométries particulières et en négligeant l'effet des câbles de garde.

Le nombre important de formules de calcul et de prédétermination des perturbations radioélectriques a laissé planer un doute sur la validité de ces méthodes.

L'enquête menée par CIGRE-IEEE montre que la plupart de ces formules donnent des résultats peu différents les uns des autres. L'incertitude est due plus aux variations aléatoires et aux difficultés de mesures du phénomène étudié qu'à une méconnaissance de ce dernier.

3-FORMULATION MATHEMATIQUE

3-1 Niveau Perturbateur.[5-6]

La formule CIGRE donne une estimation du niveau perturbateur le plus probable par beau temps sec (état de surface moyen, à une distance horizontale de 15 m du conducteur extérieur, à 2m au dessus du sol et à une fréquence de 0.5 MHz).

Le niveau perturbateur relatif à chaque phase est :

$$\begin{aligned} NP_1 &= 3,5 \cdot gm_1 + 12 \cdot r_1 - 33 \log_{10} (D_1/20) - 30 \\ NP_2 &= 3,5 \cdot gm_2 + 12 \cdot r_2 - 33 \log_{10} (D_2/20) - 30 \\ NP_3 &= 3,5 \cdot gm_3 + 12 \cdot r_3 - 33 \log_{10} (D_3/20) - 30 \end{aligned} \quad (1)$$

Avec : gm = gradient maximal du conducteur ou du faisceau en kV_{eff}/cm

r = rayon du conducteur élémentaire en cm.

Les coefficients 3,5 et 12 sont des valeurs expérimentales.

Remarque :

Cette formule suppose que la distance du point de mesure au conducteur est $D_0 = 20m$ en distance directe, à laquelle correspond une hauteur de celui-ci au-dessus du sol de 15m

Le champ triphasé est déterminé par la relation CISPR :

Si l'un des champs est supérieur aux autres d'au moins 3dB, il est seul pris en compte si non on aura :

$$NP = (NP_a + NP_b) / 2 + 1,5 \text{ dB} \quad (2)$$

Avec NP_a et NP_b les deux valeurs les plus élevées

3.2 calcul du gradient superficiel des conducteurs :

Dans la formule du niveau perturbateur nous avons besoin de gm (gradient maximal du conducteur ou du faisceau, en kV).

D'une façon générale le champ superficiel se calcule par la théorie de Gauss : [1-7]

$$E = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 r} \quad (3)$$

Avec E = champ superficiel en kV/cm

q = charge superficielle par unité de longueur en C/m.

$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9}$ permittivité du vide (ou de l'air) en F/m.

r = rayon du conducteur lisse équivalent en cm.

3-2.1 Calcul du rayon équivalent :

$$r_{eq} = R_i \left(\frac{r_i}{R_i} \right)^{\frac{1}{n_i}} \quad (4)$$

où R_i : Le rayon géométrique du faisceau.

n_i : Le nombre de conducteurs par faisceau.

r_i : Le rayon du conducteur élémentaire.

3-2-2 Calcul des coefficients de potentiels : [P_{ij}]

$$P_{ij} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \log \frac{D'_{ij}}{D_{ij}} \quad (5)$$

$$P_{ii} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \log \frac{2h_{imoy}}{r_i} \quad (6)$$

$$D_{ij} = \sqrt{d_{ij}^2 + (h_j - h_i)^2} \quad (7)$$

$$D'_{ij} = \sqrt{d_{ij}^2 + (h_j + h_i)^2} \quad (8)$$

où : d_{ij} distance entre le conducteur

(i) et le conducteur (j).

h_i la hauteur du conducteur (i) à partir du sol.

h_j : la hauteur du conducteur (j) à partir du sol.

h_{imoy} : La hauteur moyenne du conducteur

(i) à partir du sol.

on forme la matrice des coefficients de potentiels soit : [P_{ij}]

3-2-3 Calcul de la matrice des capacités

La matrice des capacités linéiques s'obtient par l'inversion de la matrice des coefficients de potentiels :

$$[C_{ij}] = [P_{ij}]^{-1} \quad (9)$$

3-2-4 Calcul de la matrice des charges :

La matrice des charges s'obtient en multipliant la matrice des capacités par celle des potentiels :

$$Q = CV \quad (10)$$

3-2-5 Calcul des gradients moyens : g_{moy}

Le gradient moyen à la surface d'un conducteur de rayon (r) est :

$$g_{moy} = \frac{|q|}{2\pi\epsilon_0 r} = \frac{cv}{2\pi\epsilon_0 r} \quad (11)$$

Pour un faisceau de n conducteurs, on peut écrire :

$$g_{moy} = \frac{|q_i|}{2\pi\epsilon_0 r} = \frac{1}{n} \frac{cv}{2\pi\epsilon_0 r} \quad (12)$$

On définit alors le gradient maximal qui sera obtenu en fonction du gradient moyen par l'expression suivante :

$$g_{max} = g_{moy} \left[1 + (n-1) \frac{r_i}{R_i} \right] \quad (13)$$

3-3 Calcul du champ électrique [1-4]

Le champ électrique au niveau du sol est unidirectionnel. [5]

3-3-1 Calcul de la composante horizontale E_x :

$$E_x = \sum E_{xi}$$

$$E_x = \frac{|q_i|}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{x-d_i}{(x-d_i)^2 + (h_i-y)^2} - \frac{x-d_i}{(x-d_i)^2 + (y+h_i)^2} \right) \quad (14)$$

$|q_i|$: module de la charge du conducteur i.

d_i : l'abscisse du conducteur i.

h_i : la hauteur du conducteur i.

3-3-2 Calcul de la composante verticale E_y :

$$E_y = \sum E_{yi}$$

$$E_y = \frac{|q_i|}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{h_i-y}{(x-d_i)^2 + (h_i-y)^2} + \frac{h_i+y}{(x-d_i)^2 + (y+h_i)^2} \right)$$

(15)

3-3-3 Calcul du champ unidirectionnel résultant :

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \quad (16)$$

3-4 Calcul du champ magnétique.

Contrairement à E , H est elliptique au niveau du sol. Dans le calcul, on néglige les images des conducteurs dans le sol [3-7]

On a :

$$\vec{B} = \frac{\mu \cdot i}{2 \cdot \pi \cdot r} = \frac{\mu \cdot i}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{h^2 + x^2}}$$

(17)

$[r_i]$ 3-4-1 Calcul de la matrice des distances

$$r_i = \left[(x - d_i)^2 + h_i^2 \right]^{1/2} \quad (18)$$

Où : d_i : l'abscisse de la phase i.

h_i : la hauteur de la phase i.

3-4-2 Calcul de la matrice des courants

$$I = \frac{P}{\sqrt{3} \cdot U \cdot \cos \varphi} \quad (19)$$

Avec : p : la puissance active.

$\cos \varphi$: le facteur de puissance.

U : la tension de la ligne.

En système triphasé équilibré on a :

$$I = I \cdot \begin{bmatrix} 1 + j0 \\ -0.5 + j0.866 \\ -0.5 - j0.866 \end{bmatrix} \quad (20)$$

Le courant dans le câble de garde est nul car le système est considéré équilibré.

3-4-3 Calcul du champ résultant :

Le champ résultant B_{rx}

$$\vec{B}_{rx} = \sum_{i=1}^3 \vec{B}_i \cos \theta_i \quad (21)$$

$$\theta_i = \text{Arctg} \frac{x - d_i}{h_i} \quad (22)$$

Le champ résultant B_{ry}

$$\vec{B}_{ry} = \sum_{i=1}^3 \vec{B}_i \sin \theta_i$$

\vec{B}_x et \vec{B}_y , sont sous forme complexe.

$$\begin{cases} B_x = a + jb \\ B_y = c + jd \end{cases} \quad (23)$$

3-4-5 Calcul des modules du grand axe M_1 et du petit axe M_2 :

$$M_1 = \left\{ \frac{1}{1 + \rho_1^2} \left[(a^2 + c^2) + (b^2 + d^2) \rho_1^2 + 2(ab + cd) \rho_1 \right] \right\}^{1/2} \quad (24)$$

$$M_2 = \left\{ \frac{1}{1 + \rho_2^2} \left[(a^2 + c^2) + (b^2 + d^2) \rho_2^2 + 2(ab + cd) \rho_2 \right] \right\}^{1/2} \quad (25)$$

Avec :

$$\rho_1 = \frac{K + \sqrt{K^2 + 4}}{2}; \rho_2 = \frac{K - \sqrt{K^2 + 4}}{2}$$

$$K = \frac{(b^2 + d^2) - (a^2 + c^2)}{(ab + cd)} \quad (27)$$

3-4-6 Calcul de l'inclinaison de M_1 et M_2

$$\text{tg} \alpha_1 = \frac{a + b \rho_1}{c + d \rho_1} \quad (28)$$

$$\text{tg} \alpha_2 = \frac{a + b \rho_2}{c + d \rho_2} \quad (29)$$

4-1 APPLICATION [2-3-8]

Il s'agit d'une ligne 400 kV à un seul terna en drapeau. $P=750$ MW sous un $\cos(\Phi) = 0.85$ et une tension (composée) = 380 kV.

Chaque phase est constituée d'un faisceau horizontal de deux conducteurs de diamètre extérieur de 31.68mm.

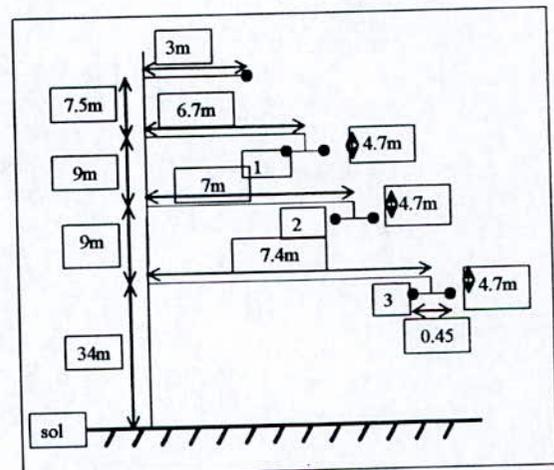


Figure 1 Ligne en drapeau à 400kV , 750 MW

4 1-Présentation des résultats :

La simulation sous environnement Matlab donne les graphes suivants :

Figure 2 : Niveau perturbateur en fonction de la distance latérale à la ligne.

On remarque que le NP est maximum de 4dB (norme 30dB) à l'aplomb du pylône puis diminue en s'éloignant de la ligne. Le niveau perturbateur peut être réduit par l'augmentation du rayon du conducteur d'où la technique des conducteurs en faisceaux.

Figure 3 : Allure du champ électrique au sol en fonction de la distance latérale.

Le champ électrique au niveau du sol est unidirectionnel, passe par un maximum de

9.22kV/m (norme 12kV/m) à l'aplomb de la deuxième phase puis diminue en s'éloignant de la ligne.

Le champ électrique est réduit par l'augmentation du corridor ; la hauteur du pylône ou le diamètre du conducteur du faisceau.

Figure 4: Allure du champ magnétique elliptique au niveau du sol, en fonction de la distance latérale.

Contrairement au champ électrique, le champ magnétique est elliptique au niveau du sol.

Il passe également par un maximum à l'aplomb de la deuxième phase de 4.40 μT (norme 1 μT) puis diminue au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la ligne.

Le champ magnétique est réduit par le choix convenable de la configuration des phases ; la création d'un champ de compensation ; l'augmentation de la hauteur du pylône et du corridor.

5- CONCLUSION

Le but de ce travail est de présenter au constructeur et à l'exploitant des ligne THT la méthode de calcul des perturbations électromagnétiques induites par les ouvrages (lignes et postes) à l'aube de la construction des lignes 400kV par SONELGAZ.

Le programme de calcul réalisé sous environnement MATLAB peut simuler rapidement n'importe quel type de ligne existante ou en projet afin de corriger les dimensions de la ligne limitant ainsi le niveau de conséquences

6- BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. Brahami, A. Bendaoud, H. Sayah, Pr. P. Pirotte. Calcul du champ électromagnétique au voisinage des lignes THT par la méthode CIGRE ICEL'2000 Oran Le 13-15 /11/2000
- [2] M.Brahami, A.Bndaoud, F.Z.Gherbi, A.Tilmatine, Pr.P.Pirotte. Prédétermination des perturbations radioélectriques engendrées par les lignes THT à l'aide de la méthode CIGRE 3^{ème} CNHT, Guelma Le 16-17/11/1999.
- [3] U.Jonsson ; A.Larsson ; J-O. Sjodin. Optimized reduction of the magnetic field near swedish 400 KV lines .IEEE -SM 429-1 PWRD (1993)
- [4] : P.A.Chamorel. Calcul et représentation des champs électriques aux environs d'une ligne à H.T triphasée. Bull. ASE/UCS67 1967
- [5] Groupe de travail 36.01 CIGRE. Interferences Produced by Corona Effect of Electric Systems. July 1996
- [6] CIGRE/IEEE survey on high voltage transmission line radio noise. New York 1972

[7] M.Moreau , C.Gary Predetermination of the RI level of high voltage transmission lines :Fild calculating method. IEEE Summer Meeting 1971.

[8] CIGRE Interferenes produced by corona effect of electric systems. 1974

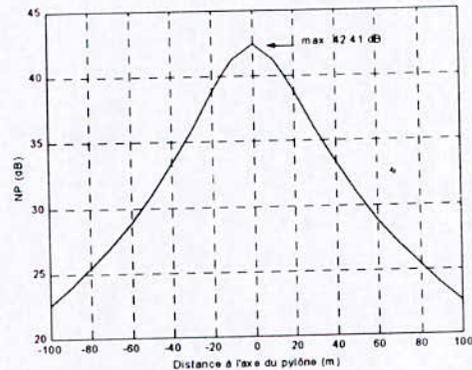


figure 2 Niveau perturbateur

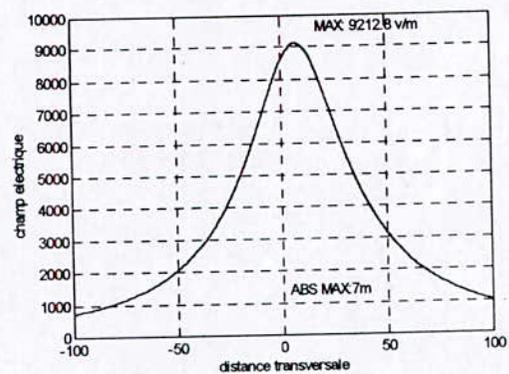


figure 3. Champ électrique au niveau du sol

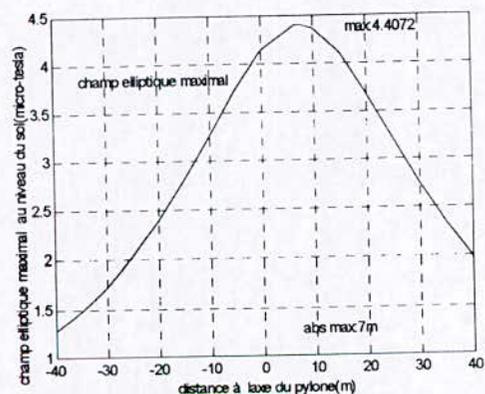


figure 4. Champ magnétique au niveau du sol.

PROTECTION DES RESISTANCES DE MISE A LA TERRE CONTRE LES COURANTS HOMOPOLAIRES DES DEFAITS

(*) M. Ghezaili, :Sonelgaz R&D.
2, Bd Krim Belkacem Alger.

Résumé. Les RMALT insérées dans les neutres des transformateurs HT/MT et déjà en exploitation ne sont pas à l'abri d'incidents dus au manque de suivi des courants homopolaires, parfois très élevés et dépassant de loin ceux prescrits par les constructeurs. Ces RMALT sont aussi sujettes aux erreurs d'exploitations (non respect des consignes d'exploitation) pouvant engendrer leur détérioration. La non maîtrise de ces facteurs rend difficile l'exploitation de ces RMALT et plus encore leur affectation vers d'autres postes où ces facteurs sont moins influents et sans conséquences sur celles-ci. L'objet de ce papier basé sur la quantité d'énergie maximale dissipées dans ces RMALT consiste à étudier un dispositif permettant leur protection contre les échauffements excessifs dus aux courants homopolaires de défaut, les erreurs d'exploitation et ce quelque soient les postes HT/MT où sont insérées ces RMALT.

1. Introduction.

Quand bien même elles ont été dimensionnées pour faire face aux courant homopolaires circulant dans les postes, l'exploitation des RMALT reste difficile et fragile sans un suivi rigoureux des courants de terre et une discipline dans l'application des consignes d'exploitation surtout lorsqu'il s'agit de renvois pour localiser les défauts. Il est claire, que l'évolution des courants homopolaires de défauts conjugués aux erreurs d'exploitation est traduite sur le terrain par des incidents pouvant aller jusqu'à la détérioration de ces moyens de compensations de courant de terre. Ces incidents [1] se traduisent inéluctablement par une modification de la topologie des neutres mettant en cause l'insécurité du matériel et celle du personnel opérationnel au niveau des postes HT/MT.

M. Moudoud ; M Driche, S Belkacem,
M. Fezzani. Dj :
Université de Tizi Ouzou

La mise en place d'un système de protection de ces équipements nécessite préalablement une analyse de leur comportement en régime perturbé soit donc pendant les cycles de renvois sur défauts supposés fugitifs ou semi permanents.

2. Caractéristiques et comportement des RMALT.

En cas de défaut sur une ligne aérienne , le disjoncteur protégeant le départ va s'ouvrir et immédiatement essayer de remettre sous tension la ligne selon le cycle de réenclenchement [2] fig.1. Ces cycles de réenclenchements sont conçus pour rétablir la ligne dans le cas où le défaut serait fugitif ou semi permanent. Lors des défauts et des opérations de renvois sur ceux-ci, pour constater leurs natures et le rétablissement éventuel du départ incriminé, de forts courants homopolaires traversent les RMALT et peuvent les endommager.

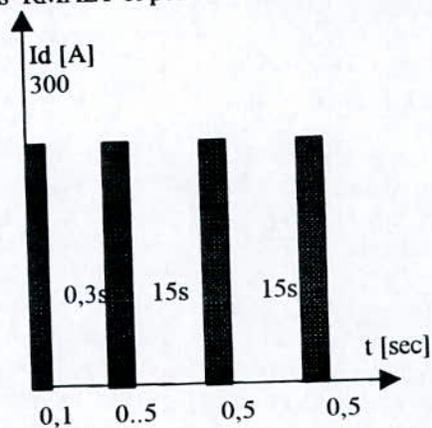


Fig.1 Cycles de réenclenchements sur un départ distribution

Il est donc important de songer à limiter ces courants en court-circuitant instantanément par exemple les RMALT pendant le défaut. Cette technique semble, à priori être en contradiction

avec les objectifs des RMALT, prévues et installées pour limiter les courants de terre "mais en régime permanent".

D'après le diagramme **fig.1**, auquel sont astreintes les RMALT, ces dernières vont être traversées par un courant de défaut I_h pendant un temps cumulé $t = 0.1+3 \times 0.5 = 1,6$ sec correspondant à un cycle complet de réenclenchement. Les RMALT acquises dans le marché sonelgaz [3] sont dimensionnées pour supporter un courant max de 300A pendant 3 sec. Le temps de refroidissement jusqu'à la température de bruit (température correspondante au courant homopolaire "5-10A" de bruit du réseau) est de 20mn. L'évolution de la température dans les RMALT par rapport aux comportements des protections vis à vis des défauts peut atteindre:

- 680°C après deux cycles consécutifs,
- 800°C après trois cycles consécutifs, ensuite il faudrait respecter une période de refroidissement de l'ordre de 20mn,

Exceptionnellement la résistance peut supporter 8 cycles de réenclenchements espacés entre eux de 7mn, dans ces conditions à la fin du 8^{ème} cycle la température oscillera autour de 800°C.

Dans les conditions d'exploitation actuelles la pause entre cycles consécutifs de réenclenchements est suffisante pour un refroidissement partiel des RMALT à condition que les courants homopolaire de défaut les traversant soient inférieurs ou à la limite égaux $I_h = 300A$.

Les causes principales des incidents survenus sur les RMALT, relèvent du fait que ces dernières ont été installées dans des postes où les courants de défauts sont très élevés par rapport à ceux pour lesquels elles ont été dimensionnées, c'est à dire des courants dépassant largement le seuil des 300A.

Il faut rappeler que les seuils des courants de terre sont pratiquement inconnus dans les postes HT/MT, même si des passages de calcul des puissances de court circuit sont faits au niveau de l'entreprise systématiquement et annuellement. Les résultats obtenus jusqu'à présent par simulation et mis à la disposition des exploitants sont entachés d'erreurs avec comme preuve, dans de nombreux postes, des puissances de court circuit monophasées dépassant largement les triphasées, ce qui confirme bien la méconnaissance de l'état "topologie" des neutres.

Parmi les techniques [4] de protection des RMALT contre les incidents, il est proposé dans ce travail l'approche suivante:

D'ores et déjà, il est impératif à ce que l'entreprise lance une vaste programme de prise en charge de la gestion des neutres: voire connaissance de la

topologie des neutres, calcul des puissances de court circuit, optimisation et minimisations des courants de terre etc..., redéploiement des moyens de compensation des neutres à travers l'ensemble des postes THT/MT et HT/MT et adaptation de ces moyens aux courants homopolaire aussi bien en régime permanent qu'en régime perturbé.

La deuxième opération consiste en la mise en application d'un dispositif de protection des RMALT(300 A, 3 sec) déjà installées.

Les incidents survenus sur les RMALT sont jusqu'à présent dus à des élévation de températures produits par des courants situés en dehors des plages normales d'exploitation de ces dernières, ce qui conduit inéluctablement à une quantité de chaleur mettant hors d'usage l'équipement en question. En effet, supposons :

- I_{max} : le courant maximum admissible dans la RMALT ;
- T_{max} : la durée maximale de ce courant dans la RMALT ;
- $Q_{max} = RI_{max}^2 T_{max}$: la quantité de chaleur maximale admissible dans la RMALT

La RMALT est dite à l'abri des courants provoquant son suréchauffement tant que :

$$Q(t) = RI^2 t \leq Q_{Max} \quad (1)$$

L'énergie (1) dissipée dans la RMALT décrit une hyperbole

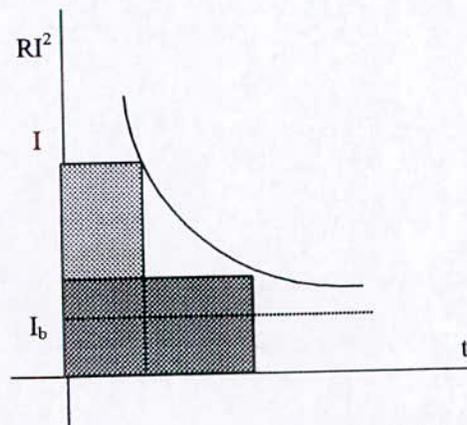


Fig.2 Energie dissipée dans les RMALT

■ $Q(I_1, t_1)$ ■ $Q(I_2, t_2)$

I_b courant de bruit du réseau

D'après cette courbe, une RMALT donnée par ces caractéristiques I_{max} et T_{max} , doit être installée dans un poste tel que le courant I_h de défaut soit :

$$I_h \leq I_{Max} \sqrt{\frac{T_{Max}}{t}}$$

Où t est la durée du défaut ou temps cumulé des renvois.

2. Critères de protection des RMALT (300 A, 3 sec).

Par rapport aux conditions en vigueur d'élimination des défauts **fig.1** dans les réseaux de distribution de la Sonelgaz, les critères de protection des RMALT contre les courants homopolaires de défaut, peuvent être énoncés comme suit:

Critère 1. A la quantité de chaleur $Q_{0,max}$ admissible dissipée dans la RMALT dès l'apparition du défaut et son élimination par l'ouverture du disjoncteur tête de départ pendant un temps ($t = 0.1$ sec), il correspond d'après (1) un courant $I_{h0,max}$ admissible :

$$I_{h0,max} = 1640 \text{ A}$$

Critère 2. A la quantité de chaleur $Q_{1,max}$ admissible dissipée dans la RMALT pendant un temps ($t = 0.6$ sec) cumulé correspondant au 1^{er} renvoi négatif, il correspond d'après (1) un courant $I_{h1,max}$ admissible :

$$I_{h1,max} = 670 \text{ A}$$

Critère 3. A la quantité de chaleur $Q_{2,max}$ admissible dissipée dans la RMALT pendant un temps ($t = 1.1$ sec) cumulé correspondant au 2^{ème} renvoi négatif, il correspond d'après (1) un courant $I_{h2,max}$ admissible :

$$I_{h2,max} = 495 \text{ A}$$

Critère 4. A la quantité de chaleur $Q_{cm,max}$ admissible dissipée dans la RMALT pendant un temps ($t=1.6$ sec) cumulé correspondant à un cycle complet, il correspond d'après (1) un courant $I_{hc,max}$ admissible :

$$I_{hc,max} = 410 \text{ A}$$

Les RMALT installées dans des postes dont les courants $I_{h,i}$ ($i = 0, 1, 2,$) homopolaires de défaut sont supérieurs à $I_{h,i,max}$, ne peuvent pas supporter les renvois successifs sans système de protection. De même que ces résistances ne peuvent également pas

supporter des cycles consécutifs sans pauses de refroidissement.

En exploitation, les refus disjoncteurs sont fréquents pour diverses raisons, d'où :

Critère 5. A la quantité de chaleur $Q_{r,max}$ admissible dissipée dans la RMALT pendant un temps t_r égale au temps de la mise hors tension de la barre sur laquelle est aiguillé le départ en défaut ($t_r = ?$), il correspond d'après (1) un courant $I_{hr,max}$ admissible :

$$I_{hr,max} = I_{Max} \sqrt{\frac{Q_{r,Max}}{Rt_r}}$$

Où R est la résistance de la RMALT.

D'après ces critères, on peut d'ores et déjà dire que les RMALT (300 A, 3 sec) installées aux postes devront subir des courants homopolaires de défaut variant dans la plage (1640 – 410 A), ce qui est pratiquement impossible sans systèmes de protection.

3. Protection par relais à minimum de courant et à temps inverse.

Les RMALT sont protégées par des disjoncteurs **fig. 3**, qui les mettent en court circuit pendant le défaut et une fois atteinte l'énergie dissipée. Les ordres aboutissant aux commandes d'ouverture et de fermeture du disjoncteur sont émis à partir des protections et des interloques des disjoncteurs tête de départ

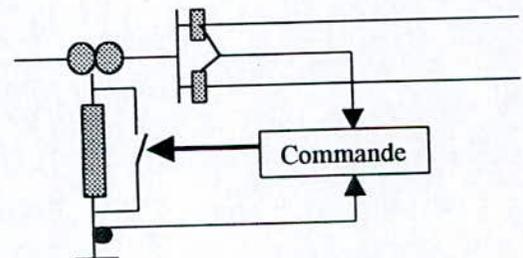


Fig.3. Schéma de principe de synchronisation des ouvertures et fermetures des disjoncteurs de distribution et RMALT limitant l'énergie dissipée dans celle-ci.

Le dispositif de protection **fig.3** des RMALT est démarré par des relais à minimum de courant et à temps inverse, dont les seuils de démarrage sont ceux définis par les critères (1-5). Le relais à temps inverse, réglé selon le critère 5, ordonne la fermeture du disjoncteur de protection des RMALT en cas de refus d'ouverture de l'un des disjoncteurs tête de départ distribution.

Dans ce travail, on propose également le remplacement des relais à minimum de courant et à

temps inverse par l'emplacement de thermocouples à travers le corps des RMALT.

Conclusion.

. Les méthodes appliquées dans ce travail pour les protections des RMALT ne nécessitent pas la connaissance des courants homopolaires de défaut. L'intégration des relais à minimum de courant et à temps inverse évitent un cumul d'énergie supérieur à celui admissible dans les RMALT.

. L'idée de protéger les RMALT par thermocouple est également efficace puisqu'elle tient compte du paramètre principale "température maximale admissible"

Références

[1]: SONELGAZ-XP. S/direction du transport (département études et matériel BT) Régime du neutre 1997.

[2]: SONELGAZ-XP. S/direction du transport (département études et matériel BT) Problèmes et solutions des résistances de mise à la terre du réseau MT ; 1997.

[3]: J. Leboulleux et J.Miroux : Réseau de distribution. Dimensionnement et protection. Techniques de l'ingénieur, tome D4-I, 1990.

[4]: M. Ghezaili, N. Ould Ali. : Influence des courants homopolaires sur les bobines point neutre. UPDEA. 13^{ème} Congrès Dakar. 7-11 Juin 1999



Overvoltages Due to Lightning Stroke in a Transformer Connected to an E.H.V. Transmission Line

T. Bouthiba

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran

Faculté de Génie Electrique

Département d'Electrotechnique

B. P. 1505 EL Mnaouer, Oran, ALGERIA

Fax: + 213 41 42 55 09 -- E-mail: tbouthiba@yahoo.com

Keywords : Lightning, transformer, E.H.V. line, Overvoltages.

Abstract : In this paper a new calculation method is presented for the computation of transient voltage waveforms at different points of a system consisting of transmission line connected in series with the transformer windings following the impact of a lightning stroke at a line tower near the transformer. The method is based on modeling of power system elements in direct phase quantities. The method consists to represent each line span by a number of Pi sections in cascade with mutual coupling between conductors included. Each tower is represented by an equivalent inductance calculated by its surge impedance and its propagation time. The transformer is also represented by a number of sections in cascade in three phase quantities, each section represents the model of a coil.

A computer program and simulation have been done to compute transient voltage distribution in the three phase transformer windings following the impact of a lightning stroke at any location of the line.

I INTRODUCTION

The investigation of the combined effect of transformer and transmission line is necessitated by the protection of Extra High Voltage transformers against traveling waves produced by the charging of uncharged transmission lines or by lightning strokes.

The transient behavior of power transformers have received much attention in recent years, especially if the interaction between them and eventually existing lines or cables is taken into consideration. It is seen that the transformer winding oscillations

are greatly affected by the line's electrical parameters as well as by its length. Also, the neutral treatment of the transformer is found to have an important effect on the transient response.

This paper presents a new calculation method of the transient behavior of a transformer connected to an E.H.V. transmission line against traveling waves produced by a lightning stroke on the tower near the transformer.

II APPLIED METHOD

2. 1. General considerations

The analysis of the transient current distribution in each element of the line and ground structures is very difficult mainly due to the complexity and number of influencing factors. These factors are: soil resistivity which vary along the line, conductors arrangement on the tower, number and material of conductors and especially the accurate model of each element in transient (lines, towers, ground rods, ground grids, etc.) and the impedance values of these elements.

The general network configuration considered in this study consists of an single circuit three phase overhead transmission line with one ground wire (Fig. 1). The line can be assumed for both transposed and untransposed configurations. The towers are assumed to be grounded with a ground rod, the stations are assumed to be grounded with a grounding mat or grid. The neutral transformer of the station may be isolated, connected directly to soil or by an impedance. Lightning stroke can be on any tower near the transformer.

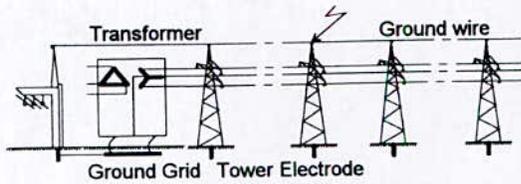


Fig. 1 Study system

2. 2 Equivalent circuit and models

2. 2. 1. Line model

The proposed equivalent scheme of a line span (segment line between two neighboring towers) is represented by figure 2. Each line span is represented by a number of three phases Pi sections with coupled parameters connected in cascade of different lengths.

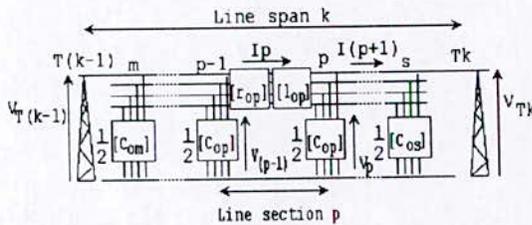


Fig. 2 Equivalent scheme of a line span.

Applying Kirchoff laws, the differential equations at the p^{th} line section are:

$$\frac{d}{dt}[I_p]_j = -[l_{op}]_j^{-1}[r_{op}]_j[I_p]_j + [l_{op}]_j^{-1}[V_{(p-1)}]_j - [V_p]_j \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt}[V_p]_j = 2[C_{op} + C_{o(p+1)}]_j^{-1}([I_p]_j - [I_{(p+1)}]_j) \quad (2)$$

where

$j=1, 2, 3$ and g , represents the phases, and ground wire; respectively.

$[l_{op}]_j$, $[r_{op}]_j$, $[C_{op}]_j$ are the p line section inductance, resistance and capacitance matrices 4×4 , respectively. Each matrix represents the self and the mutual elements of the line. $[I_p]_j$ is the current column vector in the p^{th} line section. $[V_p]_j$ is the voltage column vector at node p .

The line parameters are computed using Carson's formula expressed in terms of frequency, line configuration and ground resistivity [1]. The line parameters are computed for a frequency around 1 MHz which is the average frequency of the transient (at this frequency, the resistance can be neglected).

2. 2. 2. Tower model

For high frequency phenomena and notably for investigation of cases where they can be damaged

by lightning, the tower is represented as a lumped inductance device or a propagation element (characteristic impedance and travel time or propagation speed). In the latter case, they are various equations giving the characteristic impedance, each corresponding to a way of representing the tower (cylindrical, conical, etc.) [2]. In this study, the tower is represented as a localized inductance (Fig. 3). The inductance is given by the following expression [2]:

$$L_T = Z_T \times t$$

where Z_T is the characteristic impedance and t is the travel time through the tower.

2. 2. 3. Station grounding grid and tower footing models

Most published studies have aimed to improve the knowledge of transient behavior of ground electrodes under impulse and lightning discharges of various forms from the theoretical or experimental point of view and to determine the electrical parameters of ground electrodes. The ground electrodes (ground grid, tower electrode, etc.) are represented also as a lumped resistance.

For the grounding grid, the resistance is given by the following expression [3]:

$$R_G = \rho \left(\frac{1}{4r} + \frac{1}{L} \right)$$

where

ρ : soil resistivity in Ωm ,

L : total length of grid conductors in m ,

r : radius of circle with area equal to that of grid in m .

For the tower electrode, the resistance (Fig. 3) can be expressed as [4]:

$$R_T = \rho \frac{1}{2\pi r_0}$$

where r_0 is the radius of an equivalent hemispherical electrode having the same ground resistance as the tower, this radius is in the order of two to three meters for an average single or double circuit tower.

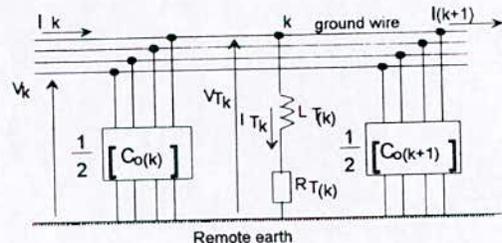


Fig. 3 Tower and tower electrode models.

The differential equations at the tower $T(k)$ (section k) are:

$$\frac{d}{dt} [V_k]_j = 2 [C_{ok} + C_{o(k+1)}]_j^{-1} \begin{bmatrix} I_{k1} - I_{(k+1)1} \\ I_{k2} - I_{(k+1)2} \\ I_{k3} - I_{(k+1)3} \\ I_{kg} - I_{(k+1)g} - I_{T(k)} \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} I_{T(k)} = - \frac{R_{T(k)}}{L_{T(k)}} I_{T(k)} + \frac{1}{L_{T(k)}} V_{T(k)} \quad (4)$$

where

$j=1, 2, 3$ and g (the phases and the ground wire),

$R_{T(k)}$ is the electrode resistance of tower $T(k)$,

$L_{T(k)}$ is the inductance of tower $T(k)$,

$V_{T(k)}$ and $I_{T(k)}$ are the voltage at tower $T(k)$ and the current flowing in the tower $T(k)$, respectively.

$[I_k]_j$ is the current column vector in the k^{th} line section.

$[V_k]_j$ is the voltage column vector at node k .

2.2.4. Transformer model

Fig. 4 shows the equivalent scheme of a single phase of the transformer. The coil is represented by a number of sections in cascade. Each section contains a winding resistance R_T , a winding inductance L_T , a series capacitance C_s and a ground capacitance C_g [5].

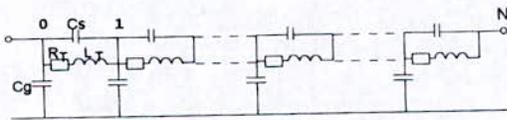


Fig. 4 Equivalent scheme of one phase of the transformer.

For mathematical reasons, we have added a very small inductance L_s in series with C_s (Fig. 5).

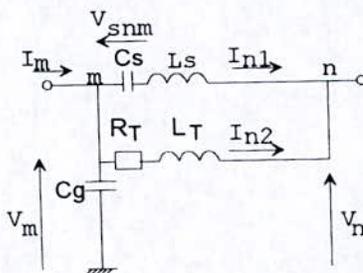


Fig. 5 Coil transformer section.

The equations for the section mn are:

$$\frac{d}{dt} [V_m]_j = \frac{1}{C_g} (I_m]_j - [I_{n1}]_j - [I_{n2}]_j) \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt} [V_{snm}]_j = \frac{1}{C_s} [I_{n1}]_j \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} [I_{n1}]_j = \frac{1}{L_s} ([V_m]_j - [V_n]_j - [V_{snm}]_j) \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt} [I_{n2}]_j = \frac{R_T}{L_T} [I_{n2}]_j + \frac{1}{L_T} [V_{snm}]_j \quad (8)$$

where

$j=1, 2, 3$ and represents the phase.

2.3. Lightning modeling

Figure 6 illustrates a lightning stroke current on the tower $T(f)$ at the top.

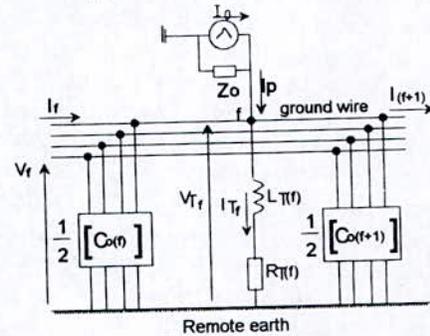


Fig. 6 Lightning stroke on the tower $T(f)$.

The equations at the tower $T(f)$ (struck by the lightning stroke) are:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} V_{f1} \\ V_{f2} \\ V_{f3} \\ V_{Tf} \end{bmatrix} = 2 [C_{of} + C_{o(f+1)}]_j^{-1} \begin{bmatrix} I_{f1} - I_{(f+1)1} \\ I_{f2} - I_{(f+1)2} \\ I_{f3} - I_{(f+1)3} \\ I_{fg} - I_{(f+1)g} - I_{Tf} + I_p \end{bmatrix} \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt} I_{T(f)} = - \frac{R_{T(f)}}{L_{T(f)}} I_{T(f)} + \frac{1}{L_{T(f)}} Z_o I_o \quad (10)$$

where

$j=1, 2, 3$ and g (the phases and the ground wire).

$R_{T(f)}$ is the tower footing resistance of tower $T(f)$.

$L_{T(f)}$ is the inductance of tower $T(f)$.

$I_{T(f)}$ is the current flowing the tower $T(f)$.

$V_{T(f)}$ is the voltage tower $T(f)$.

I_o is the lightning current.

Z_o is the lightning channel impedance.

2. 4. Resolution method and computer program implementation

By writing the differential equations of voltages and currents at each section of the line ((1), (2)), of the transformer ((5), (6), (7), (8)) and each tower ((3), (4), (9), (10)), we obtain a system of first order differential equations. The system is solved with the fourth order Runge-Kutta method. A computer program has been established, written in FORTRAN language. The program is flexible and can be used for various network configurations

III APPLICATION AND RESULTS

For this calculations, the line voltage is of 345 kV. The line is assumed of 20 km long, supported by 41 towers and represented by 40 Pi sections in cascade. The soil resistivity is assumed to be 100 Ωm throughout the entire length of the transmission line. The tower spacing and tower footing resistances along the line are assumed to be uniform and they are equal to 500 m and 20 Ω , respectively. The characteristic impedance and the travel time through the tower for all towers are equal to 140 Ω and 96 ns, respectively. The ground wire of 20 km is connected to the ground grid by a terminal tower of characteristic impedance and travel tower equal to 100 Ω and 86 ns, respectively. The ground grid resistance of the station is supposed equal to 0.3 Ω . The transformer is represented by 10 sections with following parameters [5]:

$$C_s=100 \text{ pF}, C_g=100 \text{ pF}.$$

$$L_T=2 \text{ mH}, L_S=0.01 \text{ mH}, R_T=0.05 \Omega.$$

The first tower near the substation (transformer) is assumed to be hit by a lightning stroke with impedance $Z_o = 400 \Omega$. The lightning stroke current source is with a peak value of 200 kA and represented by a 2/70 μs impulse such that

$$I_o=I_M(e^{-\alpha t}-e^{-\beta t})$$

$$I_M=201 \text{ kA},$$

$$\alpha=0.01024 \mu s^{-1}, \beta=2.8188 \mu s^{-1}$$

3.1. Lightning stroke on the tower top

The first tower near the transformer is assumed to be hit by the lightning stroke on the top where the ground wire is connected.

3.1.1. Transformer with open winding

Fig. 7 shows the overvoltage waveforms of the three phases at the junction of the line and transformer (beginning of the transformer winding). Fig. 8 shows the overvoltage

waveforms of the three phases at the open circuit end (extremity) of the transformer winding.

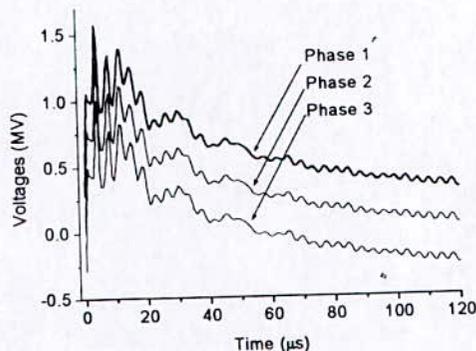


Fig. 7 Overvoltages at the junction of line-transformer.

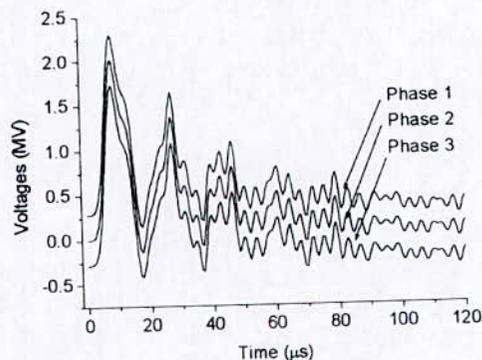


Fig. 8 Overvoltages at the open circuit end of transformer winding.

3.1.2. Transformer with isolated neutral

Fig. 9 shows the overvoltage waveforms of the three phases at the junction of the line and transformer (beginning of the transformer winding).

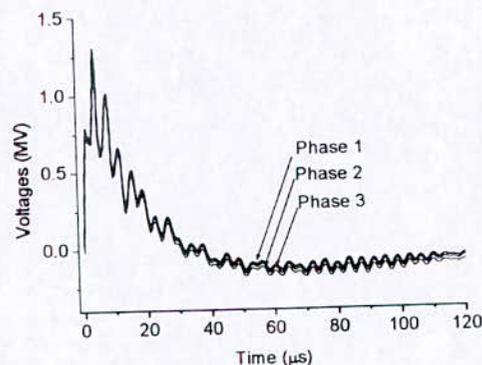


Fig. 9 Overvoltages at the beginning of the transformer winding.

3.2. Lightning stroke on the phase conductor

The phase conductor (phase 1) of the line near the transformer is assumed to be hit by the lightning stroke.

3.2.1. Transformer with open winding

Fig. 10 shows the overvoltage waveforms of the three phases at the junction of the line and transformer (beginning of the transformer winding). Fig. 11 shows the overvoltage waveforms of the three phases at the open circuit end (extremity) of the transformer winding

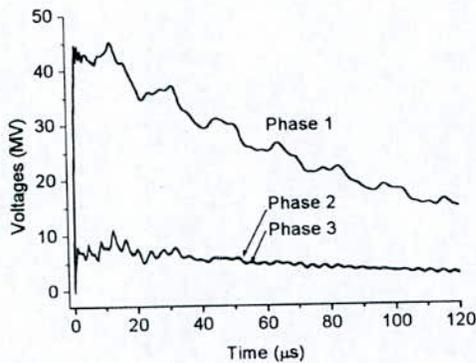


Fig. 10 Overvoltages at the beginning of the transformer winding.

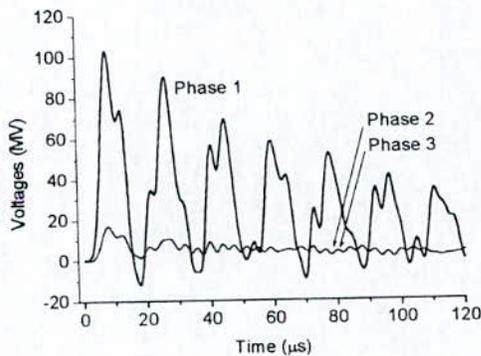


Fig. 11 Overvoltages at the extremity of the transformer winding.

3.2.2. Transformer with isolated neutral

Fig. 12 shows the overvoltage waveforms of the three phases at the junction of the line and transformer (beginning of the transformer winding).

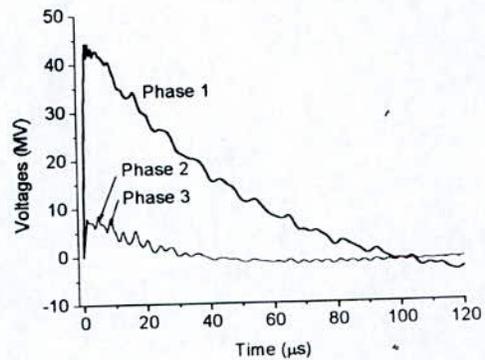


Fig. 12 Overvoltages at the beginning of the transformer winding.

IV CONCLUSION

A procedure is presented for simulating the electromagnetic transient in transformer station supplied from a E.H.V. transmission line caused by lightning stroke on the line near the transformer. The model is based on the representation of power system elements in direct phase quantities. The method consists to represent the line and the transformer by a number of sections in cascade. The results show that at the junction of line-transformer the peak values of the voltages are lower than those at the extremity of the transformer and the voltages in the case of the transformer with isolated neutral are lower than those of the case of the opened transformer.

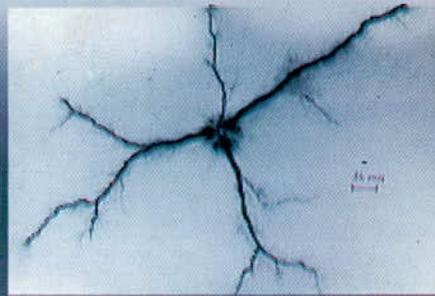
V REFERENCES

- [1] P. M. Anderson "Analysis of faulted power systems", Iowa State University Press, Ames, IA, 1973.
- [2] A. Xemard "High Frequency Tower Modeling", EDF, No 93NR00036, April 1993.
- [3] Turan Gönen "Modern Power System Analysis", A. Wiley Interscience Publication, John Wiley et sons, 1988.
- [4] J. Endrenyi "Analysis of Transmission Tower Potentials During Ground Faults", IEEE Trans on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS 86, No 10, October 1967, pp 1274-1283.
- [5] C.S. Indulkar et al. "Transient Voltages in a Transformer connected to a 500 kV Transmission Line", IEEE Trans on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS 104, No 9, September 1985, pp 2564-2569.

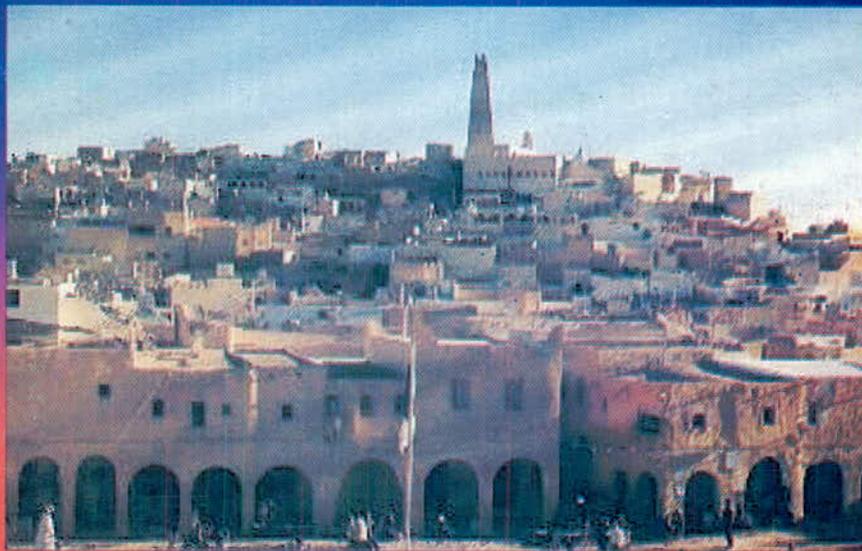
Liste des auteurs

Nom de l'auteur	Institution	N°Page (Référence N°)
AILAM E	E N P Alger	136(Réf36)
ABI MOULOUD A	ENP Alger	140(Réf29)
AIT AMAR S	U A.Mira., Bejaia	35(Réf51)
AMROUN-SAIDI N	USTHB, Alger	75(Réf52)
AOUS M	U M Mameri, Tizi-Ouzou	91(Réf03)
BEDOUI N.K	ECLyon, France	47(Réf21)
BELKACEM S	U M Mameri, Tizi-Ouzou	153(Réf26)
BENDAOU D A	U Dj. Liabes, Sidi Bel Abbes	149(Réf31)
BENDAOU D M	USTHB, Alger	75(Réf52)
BEROUAL A	EC Lyon, France	39(Réf12)- 47(Réf21)- 63(Réf38)-103(Réf37)-
BITAM-MEGHERBI F	U M Mameri, Tizi-Ouzou	11(Réf40)- 15(Réf41)- 71(Réf42)
BONIFACI N	LEMD/CNRS, Grenoble	1(Réf08)
BOUBAKEUR A	E N P, Alger	55(Réf28)- 59(Réf33)- 51(Réf34)- 79(Réf53)- 140(Réf29)- 144(Réf20)
BOUHAMA M	U Dj. Liabes, Sidi Bel Abbes	115(Réf04)
BOUKEZZI L	E N P Alger	59(Réf33)
BOUMERZOUG M	E N P Alger	55(Réf28)
BOURNANE F	U M Mameri, Tizi-Ouzou	103(Réf37)
BOURNANE M	U M.Mameri, Tizi-Ouzou	63(Réf38)- 67(Réf39) -103(Réf37)
BOUTANA I	C. U de Jijel	43(Réf13)
BOUTHIBA T	U Med Boudiaf, Oran	157(Réf22)
BRAHAMI M	U. Dj. Liabes, Sidi Bel Abbes	111(Réf05)- 115(Réf04)- 149(Réf31)
BROURI H	E N P Alger	144(Réf20)
CHAPUIS F	E C Lyon, France	47(Réf21)
DENAT A	LEMD/CNRS, Grenoble	1(Réf08)
DRICHE M	U M Mameri, Tizi-Ouzou	153(Réf26)
EL-KHACHAI B.	U M Mameri, Tizi-Ouzou	91(Réf03)
FEZZANI M	U M Mameri, Tizi-Ouzou	153(Réf26)
FLAZI S	U Med Boudiaf, Oran	111(Réf05)- 115(Réf04)- 119(Réf11)- 125(Réf18)- 133(Réf24)
GHEZAILI M	SONELGAZ, Alger	153(Réf26)
HADI H	U Med Boudiaf, Oran	119(Réf11)- 125(Réf18)
HAMI Y	U A.Mira de Bejaia	35(Réf51)
IKENE R	C U, Guelma	1(Réf08)- 99(Réf07)
KASDI A	U A Mira de Bejaia	19(Réf43)- 23(Réf44)- 31(Réf46)- 95(Réf14)
KHAILI R	Cabel, Alger	67(Réf39)
KHAOUANI A	U Dj. Liabes, Sidi Bel Abbes	111(Réf05)
LALLOUANI B.M	ENICAB, Biskra	59(Réf33)
LEMZADMI A	C. U, Guelma	1(Réf08)- 99(Réf07)
MAHI D	C U A Thelidji, Laghouat	129(Réf23)
MECHERI Y	U M Mameri, Tizi-Ouzou	55(Réf28)
MEDJDOUB A	U A Mira de Bejaia	83(Réf54)- 87(Réf55)
MEDLES K	U Dj. Liabes, Sidi Bel Abbes	107(Réf09)
MEGHERBI M	U M Mameri, Tizi-Ouzou	11(Réf40)- 15(Réf41)- 71(Réf42)
MEKHALDI A	E N P Alger	136(Réf36)- 140(Réf29)
MEKIDECHE M.R	C U Jijel	43(Réf13)
MEKIOUS M	U M Mameri, Tizi-Ouzou	11(Réf40)- 15(Réf41)
MIMOUNI A	C U, Tiaret	5(Réf25)
MOHELLEBI H	U M Mameri, Tizi-Ouzou	91(Réf03)
MOKHNACHE L	U Batna	51(Réf34)

MOUDOUD M	U M Mameri, Tizi-Ouzou	153(Réf26)
MOULAI H	USTHB, Alger	39(Réf12)
NAIT SAID N	U A Mira de Bejaia	51(Réf34)
NEDJAR M	U M Mameri, Tizi-Ouzou	63(Réf38) - 67(Réf39) - 103(Réf37)
NEMAMCHA M	C U, Guelma	1(Réf08)
NOUAR A	C U A. Thelidji, Laghouat	79(Réf53)
QUENIN A	LEMD/CNRS, Grenoble	1(Réf08)
RABAH K.L	U Med Boudiaf, Oran	119(Réf11)
RAHLI M	U Dj. Liabes, Sidi Bel Abbès	107(Réf09)
RAHMANI A	U A Mira de Bejaia	144(Réf20)
RAMDANI Y	U Dj. Liabes, Sidi Bel Abbès	107(Réf09)
ROUHA N	U A Mira de Bejaia	83(Réf54)- 87(Réf55)
SADAQUI Y	U M Mameri, Tizi-Ouzou	67(Réf39)
SAIDI M	USTHB, Alger	75(Réf52)
SAYAH H	U j. Liabes, Sidi Bel Abbès	149(Réf31)
SLAMA M. EL-A	U Med Boudiaf, Oran	119(Réf11)
SOUKER F	SONELGAZ, Oran	149(Réf31)
TEGUAR M	E N P Alger	136(Réf36)- 140(Réf29) -
TILMATINE A	U Dj. Liabes, Sidi Bel Abbès	111(Réf05) - 115(Réf04)
YALA H	U A Mira de Bejaia	19(Réf43)- 23(Réf44)- 31(Réf46)- 95(Réf14)- 99(Réf07)-
YOUNES M	U Dj. Liabes, Sidi Bel Abbès	107(Réf09)
ZEBBOUDJ Y	U A Mira de Bejaia	19(Réf43)- 23(Réf44)- 27(Réf45)- 31(Réf46)- 35(Réf51) - 95(Réf14)- 99(Réf07)
ZEGNINI B	C U A. Thelidji, Laghouat	129(Réf23)



4^{ème} CONFERENCE NATIONALE SUR LA HAUTE TENSION
sous le haut patronage de Monsieur le Ministre de l'Enseignement
Supérieur et de la Recherche Scientifique
GHARDAIA, 16-17 janvier 2002
Organisée par l'ENP et l'ARELEC/CIGRE
avec le parrainage de la SONEGАЗ et l'APW de Ghardaïa



المجلس الشعبي الولائي
بغرداية

CNHT'2002

Ghardaïa 16-17 janvier 2002