

AJOT

ALGERIAN JOURNAL OF TECHNOLOGY

7^{ème} Conférence Nationale
sur la Haute Tension

CNHT'2009

Sidi-Bel-Abbès 19-21 Avril 2009

Proceedings

ISSN 1111-357X

Série B - Numéro Spécial



Mot du Président

Cette septième édition de la Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT) fait suite aux éditions qui ont eu lieu à Béjaïa en 1995, Tizi-Ouzou en 1997, Guelma en 1999, Ghardaïa en 2002, Oran en 2003 et Taghit en 2007. Elle est conjointement organisée par l'université Djillali Liabes de Sidi-Bel-Abbès, l'Ecole Nationale Supérieure Polytechnique, les universités de Mascara et de Saïda, ainsi que l'Association des Réseaux Electriques de Haute Tension ARELEC.

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. Actuellement, la CNHT devient un forum national rapprochant chercheurs et universitaires d'une part, et, professionnels, fabricants et industriels d'autre part.

Le Comité d'Organisation a reçu quatre-vingt six rapports dont soixante-sept ont été retenus par le Comité Scientifique pour communication, 13 pour une présentation orale et 54 en session Poster. Toutes les communications feront l'objet de publication dans les proceedings édités par la revue scientifique de l'ENSP Algerian Journal of Technology, la revue de l'ANDRU ou le Journal ACTA ELECTROTECHNICA.

Le comité d'organisation tient à remercier vivement les entreprises et institutions ayant contribué financièrement au soutien de la CNHT'09 : la faculté de l'Ingénieur de l'Université de Sidi-Bel-Abbès, l'agence Nationale pour le Développement de la Recherche Universitaire ANDRU, la SONELGAZ, l'Assemblée Populaire de Wilaya de Sidi-Bel-Abbès, le Groupe METANOF, Khentour Composants Automobiles ainsi que les laboratoires de recherche IRECOM et ICEPS de l'Université de Sidi-Bel-Abbès, LRE de l'ENSP Alger et LSTE de l'Université de Mascara.

Que les responsables de l'université trouvent ici la reconnaissance du comité d'organisation, à savoir Monsieur le Recteur, le Vice-recteur chargé de la post-graduation, le Doyen de la Faculté de l'Ingénieur et le Chef de département d'électrotechnique de l'Université de Sidi-Bel-Abbès. Nous tenons aussi à adresser nos vifs remerciements à la Directrice de l'Ecole Nationale Supérieure Polytechnique d'Alger et aux Recteurs des universités de Mascara et de Saïda.

Nous souhaitons la bienvenue aux autorités locales, aux membres du comité de lecture, aux communicants, aux responsables ainsi qu'aux invités. Nous sommes aussi ravis d'accueillir nos invités qui sont venus de l'étranger, à savoir de France, Angleterre, Syrie, Liban et de Belgique, et qui nous ont honoré de leur présence, ce qui rehausse le niveau de cette rencontre.

Je termine ce mot en remerciant personnellement mes amis et collègues membres du comité d'organisation pour les grands efforts développés pour la réussite de la CNHT.

P/ le Comité d'Organisation

Dr. Tilmatine Amar
Président de la Conférence

CNHT'09, 19-21 Avril 2009

Conférence Nationale sur la Haute Tension

Membres d'Honneur

- Pr, Dr. TOU Abdenacer, *Recteur de l'Université de Sidi-Bel-Abbès.*
- Pr. NEZZAL Ghania, *Directrice de l'ENSP- Alger.*
- Dr. KHALDI Abdelkader, *Recteur de l'université de Mascara.*
- Pr. BELGOUMANE Berrazoug, *Recteur de l'université de Saïda.*

Et

- Pr. HÁDJERI Samir, *Doyen de la Faculté des Sciences de l'Ingénieur*
- Dr. SAYAH Houari, *Chef du département d'Electrotechnique*

Président de la conférence : Dr. TILMATINE Amar

Co-Président de la conférence : Dr. BENMIMOUN Youcef

Comité d'Organisation

Président: Dr. BRAHAMI Mostefa

Secrétaire général: Dr. MEDLES Karim

Chargé du sponsor: Dr. ZIANE Mohamed

Membres :

Dr. ABID Mohamed	Université Djilali Liabès de Sidi Bel-Abbès
Mme. AMROUAYECHE Mériem	ARELEC/SONELGAZ
Dr. BENAÏSSA Abdelkader	Université Djilali Liabès de Sidi Bel-Abbès
Dr. BENDAOUUD Abdelber	Université Djilali Liabès de Sidi Bel-Abbès
Pr. BOUBAKEUR Ahmed	Ecole Nationale Supérieure Polytechnique, Alger
Dr. DEHIBA Boubekeur	Université Djilali Liabès de Sidi Bel-Abbès
Dr. Mme GHERBI F.Zohra	Université Djilali Liabès de Sidi Bel-Abbès
Mme. HAMMADI Nacéra	Université des Sciences et de la Technologie MB-Oran
Dr. MASSOUM Ahmed	Université Djilali Liabès de Sidi Bel-Abbès
Pr. MEKHALDI Abdelouahab	Ecole Nationale Supérieure Polytechnique, Alger
Dr. OUIDDIR Rabah	Université Djilali Liabès de Sidi Bel-Abbès
Pr. RAMDANI Youcef	Université Djilali Liabès de Sidi Bel-Abbès
Mr. RAOUTI Driss	Université de Saïda
Mr. REMAOUN Sidi-Mohamed	Université des Sciences et de la Technologie MB-Oran
Dr. SAYAH Houari	Université Djilali Liabès de Sidi Bel-Abbès
Dr. YOUNES Mohamed	Université Djilali Liabès de Sidi Bel-Abbès
Mr. MILOUDI Mohamed	Université Djilali Liabès de Sidi Bel-Abbès
Mr. BENTAALLAH Abderrahim	Université Djilali Liabès de Sidi Bel-Abbès

Comité scientifique

Président: Dr. BENDAOU D Abdelber

ABDELLAH M.	E.M.P.B. El-Bahri- Alger (Algérie)
AISSANI D.	U.A.M. Bedjaia (Algérie)
AUBES M.	Lab. LAPLACE- Toulouse (France)
AZZOUZ A.	USTMB Oran (Algérie)
BELARBI A. W.	Université d'Oran (Algérie)
BENDAOU D A.	Univ.Sidi-Bel-Abbès (Algérie)
BENMIMOUN Y.	Université de Mascara (Algérie)
BENSETTI M.	IRSEEM-Univ. de Rouen (France)
BEROUAL A.	E.C. Lyon (France)
BOUAZABIA S.	U.S.T.H.B. Alger (Algérie)
BOUBAKEUR A.	E.N.P. Alger (Algérie)
BOUDISSA R.	Univ. Bedjaia (Algérie)
BRAHAMI M.	Univ. Sidi-Bel-Abbès (Algérie)
BUIAI M.	U.P.S. Toulouse (France)
BURET F.	E.C. Lyon (France)
CHAKER A.	E.N.S.E.T. Oran (Algérie)
CHRZAN K.	T.U.W. Varsovie (Pologne)
DASCALESCU L.	I.U.T.Angoulême (France)
DUMITRAN L.	Université de Bucarest (Roumanie)
DUVAL F.	IRSEEM-Univ. de Rouen (France)
FLAZI S.	USTMB Oran (Algérie)
HADDAD A.	Univ. Cardiff (G. Bretagne)
HADI H.	USTMB Oran (Algérie)
HADJERI S.	Univ.Sidi-Bel-Abbès (Algérie)
HAMDAROU H.	Univ.Sidi-Bel-Abbès (Algérie)
HAMID A.	USTMB Oran (Algérie)
HARID. N	Univ. Cardiff (G. Bretagne)
HENNAD A.	USTMB Oran (Algérie)
HOUABES M.	Univ. de Annaba (Algérie)
JBARA O.	UFR Sciences Reims (France)
KATTAN R.	Univ. Hadath (Liban)
KUCA B.	T.U.W. Varsovie (Pologne)
LAURENT C.	U.P.S. Toulouse (France)
MAHI D.	U.A.T. Laghouat (Algérie)
MEDLES K.	Univ.Sidi-Bel-Abbès (Algérie)
MEGHENFI F.	Univ de Chicoutoumi. (Canada)

MEGHERBI F.	Univ, TIZI-OUZOU (Algérie)
MEKHALDI A.	E.N.P. Alger (Algérie)
MESLEM Y.	U.I.K. Tiaret, (Algérie)
MIHALCIOIU A.	JAPON
MOKHNACHE L.	U.C.H.L. Batna (Algérie)
MOULAI H.	U.S.T.H.B. Alger (Algérie)
NEDJAR M.	Université de Tizi-Ouzou (Algérie)
NEMAMCHA M.	Univ, Guelma (Algérie)
NOTHINGER P.	Univ. Montpellier (France)
OUIDDIR R.	Univ. Sidi-Bel-Abbès (Algérie)
OULD ABDESLEM D.	Univ. Mulhouse. (France)
PANSCHESNEYI S.	U.P.S. Toulouse (France)
PETRE A.	Univ. de PAU
PIROTTE P.	Univ. Montéfiort (Belgique)
RAHLI M.	USTMB Oran (Algérie)
RAYES N.	l'université de Damas (Damas)
ROMAT H.	Univ. De Poitiers (France)
SAMUILA A.	I.U.T. Angoulême (France)
SAYAH H.	Univ. Sidi-Bel-Abbès (Algérie)
SENOUCI B.	L.P.G.P. CNRS (France)
TAIEB-BRAHIM A.	USTMB Oran (Algérie)
TALHI C.	U.P.S. Toulouse (France)
TEGUAR M.	ENP, -Alger (Algérie)
TILMATINE A.	Univ. Sidi-Bel-Abbès (Algérie)
TIOURSI M.	USTMB Oran (Algérie)
VOLAT C.	Univ Québec (Canada)
WIRA P.	Univ. Mulhouse (France)
YOUNES M.	Univ.Sidi-Bel-Abbès (Algérie)
ZEBBOUDJ Y.	U.A.M. Béjaia (Algérie)
ZEBLAH A.	Univ. Sidi-Bel-Abbès (Algérie)
ZELMAT S.	Univ. de Toulouse (France)
ZIANE M.	Univ. Sidi-Bel-Abbès (Algérie)
ZIDI S. A.	Univ. Sidi-Bel-Abbès (Algérie)
ZISSIS G.	Laboratoire Laplace, Toulouse (France)
ZOUZOU N.	Univ. Poitiers (France)

Sommaire

I- Technique de l'isolation.

<p>Evolution des Electrons germes en Champ Electrique Fortement non Homogène <i>N. Adjim, M. Rahli et M. Sabani</i> USTOran</p>	1
<p>Modélisation de La Décharge Couronne Bipolaire <i>M.Áïssou, H.Nouri, A.Laïfaoui et Y.Zeboudj</i> Université de Bejaia</p>	6
<p>Etude d'une DBD pour lampe a excimères dans un gaz de xénon <i>K.Khodja, A.Belasri</i> USTOran</p>	12
<p>The Gas Temperature Measurement in the Excimer Lamp at High Pressure <i>A.Benmoussa, B. Mennad, A.Belasri</i> USTOran</p>	17
<p>Modélisation Bidimensionnelle d'une Décharge Luminescente Subnormal à partir des trois moments de l'équation de Boltzmann <i>A. Bouchikhi, A. Hamid</i> Université de Saida</p>	20
<p>Etude de la performance des écrans pollués sous tensions alternative et continue <i>R. Boudissa, S. Mouhoubi, A. Haddad</i> Université de Bejaia</p>	26
<p>The Electromechanical Response and Dielectric Breakdown of Poly (Ethylene-2, 6-Naphthalene Dicarboxylate) (PEN) Thin Films Subjected to High Electric Fields <i>B. Yousfi, B.Zegnini, L. Boudou, J. Martinez-Vega</i> Université de Laghouat</p>	32
<p>Etude du Courant de Préclaquage d'une Interface Isolante Solide/Air <i>M. A. Handala, O. Lamrous,</i> Université de Tizi-Ouzou</p>	37
<p>Simulation de la transition streamer étincelle dans l'air <i>A. Flitti, A. Hamid, S. Pancheshnyi.</i> USTOran</p>	45
<p>Modèles fluides 1D et 2D d'une décharge luminescente dans l'argon <i>D. Guendouz, A. Hamid, A. Bouchikhi</i> USTOran</p>	49
<p>Effect of Water Treeing on Electrical Properties of XLPE Cables <i>M. Kachi, M. Nemamcha, L. Herous, M. Houabes</i> Université de Guelma</p>	55
<p>Résolution en 1d par le schéma NBEE des équations de transports des plasmas froids hors équilibres basse pression <i>B. Kraloua, A. Hennad</i> USTOran</p>	60
<p>Statistique de Weibull dans l'étude de la tenue diélectrique du polyester-imide sous champ alternatif <i>M. Nedjar, Y. Sadaoui, S. Rezgui, F. Namani</i> Université de Tizi-Ouzou</p>	64

Ozone decomposition on the electrode in negative corona discharge <i>K. Yanallah, F. Pontiga, A. Fernández-Rueda, A. Castellanos, Y. Meslem</i> Université de Tiaret	68
Influence de la Teneur en Eau sur les Propriétés Physico Chimiques de l'Huile Minérale de Transformateur <i>A. Nacer, I. Khelfane, H. Moulai, D. Cherif, A. Berami</i> USTHB- Alger	72
Investigation on Breakdown Voltage and Dielectric Strength of Transformer Oil under AC Voltage <i>S. Abdi, A. Boubakeur, N. Harid, A. Haddad</i> Université de Médéa	76
Effet d'une Barrière Isolante sur la Tension de Claquage de l'Huile de Transformateur dans un Système Pointe- Plan sous Tension Alternative <i>F. Guerbas, A. Boubakeur, A. Beroual, M. Zitouni</i> ENP- Alger	80
II- Coordination de l'isolement	
Modélisation d'un isolateur pollué <i>S.A. Bessedik, H. Hadi, A. Bouyekni</i> USTOran	84
Contribution à l'étude de la sévérité de pollution de la région électrique de Béjaia <i>R. Boudissa, H. Arkoub, Z. Sahli, A. Haddad</i> Université de Bejaia	89
Inefficacité des Paratonnerres à Avance d'Amorçage <i>K.L. Chrzan, M. Tegar</i> University of Technology, Poland	94
Atténuation des Surtensions Transitoires dans les Lignes de Haute Tension <i>M. Houabes, M. Nemamcha</i> Université d'Annaba	99
Localisation des défauts dans les lignes électriques THT à simple et à double circuit en utilisant les données d'une seule extrémité <i>M. Dine, T. Bouthiba, A. Raho</i> USTOran	104
Effet du vent transversal sur les vibrations induites par effet de couronne dans les lignes THT <i>A. Gourbi, M. Brahami, K. Nassour, H. Miloudi, H. Boudjella</i> Université de Sidi Bel Abbès	110
Modèle d'Isolateur Naturellement Pollué sous Tension Impulsionnelle <i>T. Guia, M. Tegar, A. Boubakeur</i> ENP-Alger	116
Etude des Paramètres Influençant le Développement du Contournement <i>M. Hamouda, S. Flazi, N. Adjim</i> Université d'Adrar	121
Approche de Protection contre les Surtensions du Poste Electrique de Tension Nominale 220 kV <i>H. Houassine, S. Abdoun, N. A. Mufidzada</i> Université de Médéa	125
Modèles de Simulation de la Décharge de Foudre Descendante en Présence d'un Paratonnerre Vertical <i>D. Khelil, S. Bouazabia, M. Tegar</i> ENP-Alger	129

Experimental Investigations in Circuits Protected against Lightning Overvoltages <i>D. Krasowski, B. Kuca, Z. Flisowski</i> University of Technology-Poland	134
Essais et Analyse du Courant de Fuite d'Isolateurs Pollués sous Tension Alternative <i>A. Mekhaldi, M. Tegar, N. Khairoune, D. Zellouta,</i> ENP-Alger	140
Modélisation expérimentale du contournement par la méthode des plans d'expériences <i>F. Sahraoui, S. Flazi, A. Ouis</i> USTOran	146
Prediction of Contamination Severity to Dimensioning Insulators Under non-Uniform Pollution Conditions <i>Z. Sahli, R. Boudissa, A. Mekhaldi, S. Boudrahem, H. Djoudi, C. Birouche</i> Université de Bédjaïa	151
Etude de l'influence du type de sel et de la polarité de la tension sur les paramètres de contournement des isolateurs HT pollués en DC <i>M. El-A. Slama, H. Hadi, A. Beroual</i> USTOran	155
Overvoltage Protection Of HV Substation by ZnO Arrester: Oued El Athmania substation case <i>A. Bayadi</i> Université de Sétif	160
III- Mesures et techniques d'essai de haute tension	
Calcul de capacité de la sonde électrostatique dans un dispositif de mesure de charge <i>K. Senouci, A. Bendaoud, K. Medles, A. Tilmatine, L. Dascalescu</i> Université de Sidi Bel Abbès	167
Modélisation des Caractéristiques d'un isolateur pollué par l'analyse de régression <i>A. Mekhaldi, M. Tegar, N. Khairoune, D. Zellouta,</i> ENP-Alger	173
IV- Champ électromagnétique : calcul, mesure et effet	
Calcul des Surtensions Induites par un Coup de Foudre sur une Ligne Aérienne : Analyse comparative <i>K. Arzag, B. Ghemri, A. Mimouni, Z. Azzouz</i> USTOran	181
Rayonnement Electromagnétique d'une Grille de Mise à la Terre <i>M. Chouki, B. Nekhoul, H. Harrat, K. Kerroum, K. El Khamlichi Drissi</i> Université de Jijel	187
2-D modeling of potential and electric field distribution around a snow-covered post insulator using finite element method <i>K. Nassour, M. Brahami, A. Gourbi, M. Miloudi</i> Université de Sidi Bel Abbès	193
Etude Comparative et Contribution au Dimensionnement des Distances Minimales d'Approche lors des Travaux Sous Tension. <i>S. Belkhir, H. Moulai, Y. Ouchen, L. Kaboul.</i> USTHB-Alger	197
Vertical electric fields in the immediate vicinity of a tower struck by lightning <i>A. Mimouni, Z. Azzouz, B. Ghemri</i> Université de Tiaret	201

V- Matériels et équipements de haute tension

- Etude des courants d'absorption et de résorption Dans le papier d'isolation pour transformateurs 207
M. Megherbi, H. Djoudi, F. Bitam-Megherbi
 Université de Tizi-Ouzou
- Interaction Chimique de l'Impureté H₂O, des Vapeurs Cu, du Carbone avec un Plasma d'Arc du SF₆ dans les Disjoncteurs à Haute Tension. 213
B. saghi, B. Rahmani
 USTOOran
- Modélisation expérimentale par MPE du comportement dynamique de la lampe à décharge à mercure haute pression Hg/HP 219
M. Ziane, N. Benramdane, K. Medles, A. Tilmatine, H. Hamdaoui, G. Zissis, J. J. Damelin court
 Université de Sidi Bel Abbès
- Etude des courants d'absorption et de résorption Dans le papier d'isolation pour transformateurs 226
A. Ziani, H. Moulai
 USTHB-Alger
- Répartition du potentiel sur le revêtement semi conducteur des enroulements des alternateurs à haute tension. 231
A. Yousfi, H. Benzemamouche, A. Besra, Y. Benlalli, A. Gasmî
 Université d'Annaba

VI- Détection et diagnostic de la dégradation de l'isolation (vieillessement, rupture).

- Influence de la Température sur les Propriétés Diélectriques de l' Ethylène-Propylène-Diène Monomère (EPDM) 235
D. Bouguedad, A. Mekhaldi, O. Jbara
 Université de Tizi-Ouzou
- Amélioration de la maintenance prédictive des lignes électriques par thermographie infrarouge 239
F. Boussaadia, S. Belkhiat
 Université de Sétif
- Life Time Estimation with Different Models of XLPE Insulation Cables under Thermal Aging 245
L. Boukezzi, A. Boubakeur, M. Lallouani
 Université de Djelfa
- Effects of Thermal Aging Conditions on the Properties of XLPE Insulated Cables 249
Y. Mecheri, A. Medjdoub, A. Boubakeur, D. Abdesselam
 Université de Tizi-ouzou
- Etude des propriétés du PVC plastifié soumis à un vieillissement thermique 252
M. Nedjar, Y. Sadaoui, F. Namani, S. Rezgui
 Université de Tizi-ouzou
- Weibull statistics in electrical aging of polyurethane under AC voltage 256
M. Nedjar, Y. Sadaoui, S. Rezgui, F. Namani
 Université de Tizi-ouzou
- Influence Combinée de la Température et des Décharges Electriques sur les Propriétés de l'Huile de Transformateur 260
I. Khelfane, D. Rebbouh, A. Nacer, H. Moulai, L. Lasmi, A. Belazzoug
 CREDEG-SONELGAZ- Alger
- Temperature Effect on Dielectric Loss of PEN Film 265
S. Berdous, N. Amroun. Saidi, M. Saidi, M. Bendaoud
 USTHB-Alger

VII- Systèmes intelligents dans l'ingénierie de la haute tension.

Manoeuvre contrôlée synchronisée des lignes THT par un relais à base de réseaux de neurones <i>T. Bouthiba, M. Dine</i> USTOran	268
Estimation of Arc Parameters for Pollution Flashover of High Voltage Insulators Using Genetic Algorithms <i>B. Zegnini, M. Belkheiri, A. Smaili, D. Mahi</i> Université de Laghouat	274
Outil d'aide à la maintenance des transformateurs de puissance <i>L. Mokhnache, A. Bahaz, B. Alloul S. Belkacemi</i> Université de Batna	279
Optimisation du processus de la séparation électrostatique par les algorithmes génétiques <i>O. Dahou, K. Medles, M. Younes, A. Tilmatine, L. Dascalescu</i> Université de Sidi Bel Abbès	283
Amélioration de la commande floue d'un séparateur électrostatique à cylindre tournant <i>K. Younes, M. Younes, K. Medles, A. Tilmatine, A. Samuila, L. Dascalescu</i> Université de Sidi Bel Abbès	288

VIII- L'électrostatique et ses applications

Finite Element Analysis of Monopolar Corona Discharge in Electrostatic Precipitators <i>H. Nouri, N. Zouzou, M. Aissou, Y. Zebboudj</i> Université de Poitiers-France	292
Modélisation expérimentale de la décharge couronne dans une configuration fil-cylindre en polarité positive Application de la méthodologie des plans d'expérience <i>M. Rezouga, A. Tilmatine, A. Allali, M. Younes, L. Dascalescu</i> Université de Sidi Bel Abbès	299
Essais Expérimentaux dans un Précipitateur Autonettoyant pour Dépolluer l'Air de Particules Solides <i>A. Touhami, T. Benaissa, H. benamar, S. Flazi</i> USTOran	305
Analysis of Positive Corona in Wire-to-Plate Electrostatic Precipitator <i>Y. Zebboudj, H. Nouri</i> Université de Bejaia	309
Effet des étincelles sur les trajectoires des particules isolantes dans un séparateur électrostatique a cylindre tournant <i>A. Younes, H. Sayah, M. Younes, K. Medles, A. Tilmatine</i> Université de Sidi Bel Abbès	313
Trajectoire des particules isolantes dans un séparateur électrostatique a cylindre tournant en alimentation haute tension sinusoïdale redressée <i>M. Younes, A. Younes, M. Rezouga, K. Medles, A. Tilmatine</i> Université de Sidi Bel Abbès	319
The collection efficiency of submicron particles in wire-to-cylinder ESP <i>R. Gouri, N. Zouzou, F. Miloua, A. Tilmatine, E. Moreau, L. Dascalescu</i> Université de Sidi Bel Abbès	324
Electrostatic Precipitation using a DBD reactor <i>N. Zouzou</i> Université de Poitiers	328
Etude Expérimentale de la Décharge Couronne Généré par une Configuration Electrode Fil-Plan Modifiée pour les Applications de Procédés Electrostatiques <i>A. Bendaoud, A. Tilmatine, K. Medles, K. Senouci, O. Blejan, L. Dascalescu</i> Université de Sidi Bel Abbès	332

Evolution des Electrons germes en Champ Electrique Fortement non Homogène

N. ADJIM¹, M. RAHLI¹ et M. SABANI²

¹Département d'électrotechnique USTO, ²Département de physique Université d'Oran

Résumé—Nous avons établi expérimentalement que la transition la décharge électrique du régime de Townsend au régime du streamer et vis versa dépend aussi de la valeur du champ électrique appliqué pour un produit de la pression et de la distance inter-électrodes « P.d » constant. En polarité négative et en régime de streamer seulement, nous avons conclu qu'une charge d'espace sera formée dès l'application de l'onde de tension par une contribution d'électrons germes produits essentiellement par détachement collisionnel à partir des ions négatifs de l'oxygène et d'électrons cathodiques. Cette charge ainsi formée constitue un nuage électronique au voisinage de la cathode qui participe à l'atténuation de l'effet de pointe en comparaison avec la polarité positive.

Abstract—We have established experimentally that the transition from the electrical discharge of the Townsend to streamer regime and vice versa depends on the value of the electric field applied for a constant product of pressure and the distance between electrodes "Pd". In negative polarity and streamer regime only, we concluded that a space charge will be made just after application of the voltage wave by an electron seed produced essentially by collisional detachment from oxygen negative ions and electrons released from the cathode. This space charge of electrons cloud near the cathode decrease the point effect at the cathode in comparison with positive polarity.

I. INTRODUCTION

L'étude des phénomènes de la conduction électrique entre deux électrodes métalliques placées dans un milieu gazeux à différentes densités présente un intérêt scientifique fondamental pour envisager un aspect pratique afin l'amélioration les performances des appareils et des ouvrages à haute et très haute tension. Par exemple, la connaissance des temps de commutations et de retards à d'amorçages pourrait permettre d'élaborer des systèmes de sécurité coupant la décharge avant ou au moment de la formation de l'arc électrique. Il sera même possible de filtrer et de canaliser les ondes de surtensions dangereuses sur des systèmes d'éclateurs pour éviter leurs propagations vers les équipements à protéger ou du moins tenir compte dans les commandes des appareils de protections tel que les disjoncteurs à ré enclenchement automatiques.

Nous présentons dans cet article les résultats de travaux

expérimentaux concernant les taux de productions des sources d'électrons germes et leurs évolutions en tenant compte : de la pression de l'air, de la distance inter-électrodes, des surtensions d'amorçages appliquées et de la polarité de l'électrode active. Sur la base de simulations sous le logiciel FEMLAB, nous avons donné la distribution du champ électrique dans espace inter-électrodes pour une géométrie réelle du montage expérimental réalisé et qui nous a permis par la suite d'estimer la valeur du volume critique tel qu'il a été défini dans nos travaux précédents.

Enfin, les résultats de la tenue diélectrique en courant continu pour chaque polarité, du degré de la non uniformité du champ et les taux de productions des électrons germes par type de sources seront exploités en fonction des mesures du temps de retard à l'amorçage pour déterminer le mode et le régime de l'évolution de la décharge électrique en champ fortement non homogène.

Concernant la description du montage expérimental, des circuits d'alimentations et de mesures, nous avons bien précisé que les distance inter-électrodes utilisées pour les essais sur les temps de retard sont de 1cm pour la basse pression sous une onde de tension type échelon et 2 cm pour la haute pression sous une onde de foudre 1,2-50 μ S. Les résultats expérimentaux et de simulation concernant la variation de la tension d'amorçage et de la distribution du champ électrique qui vont suivre traitent seulement ces deux grandeurs. L'effet de la résistance intercalée entre la source haute tension servant au claquage et les électrodes, l'influence du chauffage des électrodes suite aux décharges successives, l'humidité et la température ambiante ont été observés sans grande importance sur les résultats recherchés. Pour les mesure du temps de retard, nous avons utilisé l'oscilloscope digital à mémoire (modèle 7006 de fabrication Yokogawa) de fréquence d'échantillonnage de 100 MHz, d'impédance d'entrée (1M Ω , 20pF) et un manomètre digital pour les mesures des pressions.

II. RESULTATS

Dans nos travaux antérieurs [1], [2], [3] et [4], nous avons exposé comment déterminer les sources et les taux de productions d'électrons germes. Les résultats expérimentaux obtenus (figure 1) montre qu'en polarité positive, les taux d'électrons germes croient avec les mêmes proportions à partir d'une demie douzaine d'électrons par microseconde pour les

pressions allons de 1 à 4 bars absolues. Pour les pressions de 5 à 6 bars, on constate que les taux de productions d'électrons sont peu divergents pour les tensions d'amorçages comprises entre 80 et 100 kV. Par contre, ils évoluent sous différentes pentes avec l'augmentations du potentiel électrique appliqué.

La figure 2 donne le taux de production d'électrons germes pour les pressions de 1 à 6 bars absolus en fonction du champ réduit maximum et en tenant compte du facteur d'amplification du champ obtenu expérimentalement pour chaque pression et sur la base du rapport des tensions d'amorçages entre le champ homogène et non homogène [1]. Pour les mêmes ordres de grandeurs du champ réduit maximum, on a trouvé que les valeurs des taux d'électrons sont comprises aléatoirement dans la même fourchette sauf pour la pression de 1 bar absolu. Ce résultat peut être expliqué par la mise en évidence d'autres sources d'électrons germes dû à la présence d'impureté et du mauvais conditionnement du gaz lorsqu'il est comprimé. La source principale de production reste bien entendu le détachement collisionnel à partir de l'ion négatif de l'oxygène [1] et [4]. Les mesures du temps de retard attestent sans équivoque que la décharge évolue en régime de streamer [2]. Et que, pour les mêmes niveaux d'isollements (les mêmes valeurs du champ réduit d'amorçage), l'amorçage (claquage) se produit en premier lieu dans le milieu ou le gaz est fortement comprimé. Ce résultat important pour une éventuelle conception de système de protection n'est concrètement valable que pour la polarité positive et en champ non homogène.

Pour la basse pression et en polarité positive, les résultats obtenus montre que le temps de la formation de la décharge est nettement supérieur au temps de transit des ions positifs de l'anode vers la cathode sauf pour les tensions de 9 et 10 kV à la pression de 500 mbars. Ceci confirme les travaux de Korolev [5] qui révèlent que le régime la décharge dépend du champ électrique appliqué en plus du produit pression et distance inter-électrodes. La courbe de la figure 3 suppose une frontière entre les deux types du régime d'évolution de la décharge dans l'air en fonction de la surtension appliquée et du produit "P.d". Cette limite a été constatée à 8 kV pour une pression de 500 mbars de l'air isolant pour une distance inter-électrodes de 1 cm et une valeur expérimentale du facteur d'amplification du champ estimée à 3. Par contre, la valeur du champ électrique maximum au voisinage de l'anode obtenu simulation sous environnement femlab (figure 3bis) est de 115 kV/cm.bar pour un champ moyen réduit de 18 kV/cm.bar. La surtension entre 8 kV en régime de Townsend et 9 kV en régime du streamer étant de 14%, ce résultat est en bonne coordination avec ceux de Korolev donnant une transition entre les deux régimes pour un P.d=500 mbars.cm.

Pour les tensions d'amorçages de 2 à 10 kV, le taux de production d'électrons germes est inférieur à 0,6 électron par microseconde pour les pressions de 10, 30 et 500 mbars (figure 4). Compte tenue du champ réduit appliqué, les sources de production d'électrons germes sont le détachement collisionnel pour 500 mbars et le détachement spontané pour 10 et 30 mbars.

Les courbes de 10 et 30 mbars montrent que le taux d'électrons germes augmente avec la pression et notamment pour les faibles valeurs du champ réduit.

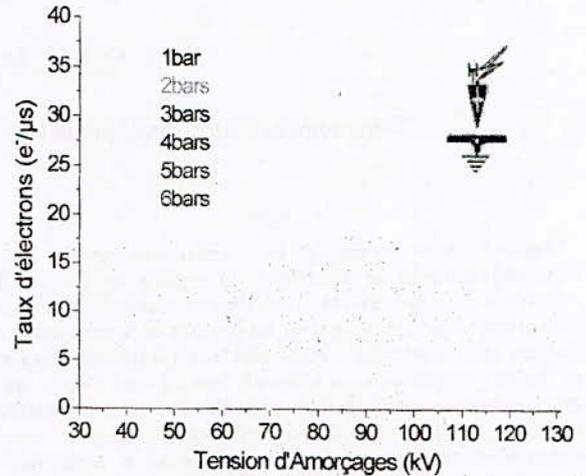


Figure 1: Variation du taux d'électrons germes en fonction de la tension en haute pression et en polarité positive

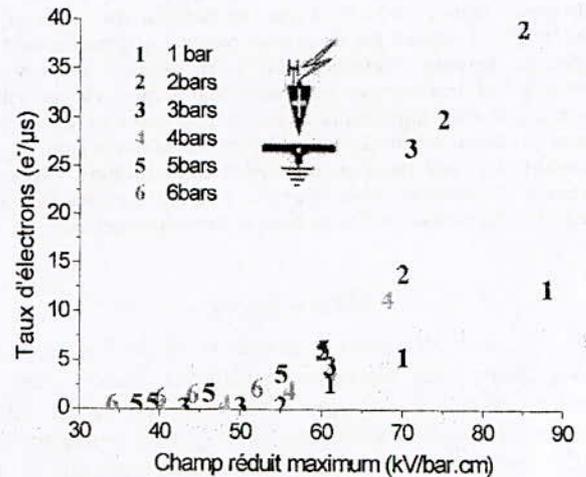


Figure 2: Variation du taux d'électrons germes en fonction du champ réduit maximum en haute pression et en polarité positive

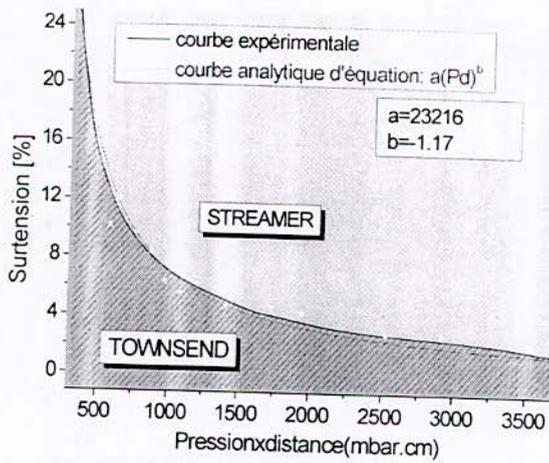


Figure 3 : Courbe séparant les deux régimes de la décharge

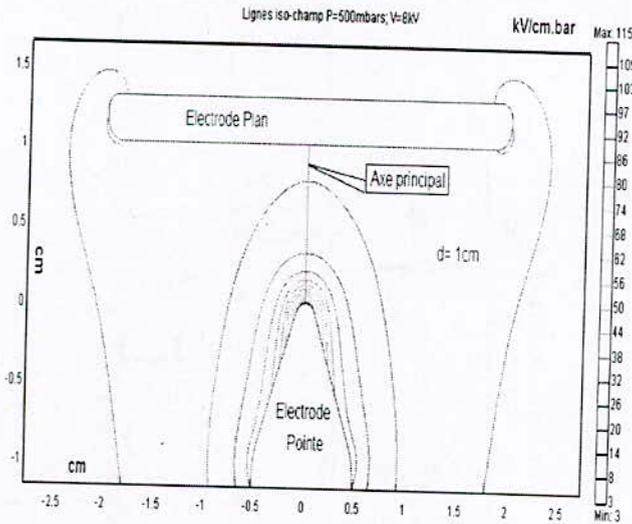


Figure 3bis : Représentation des lignes iso-champ P=500mbars, V= 8kV et d=1cm

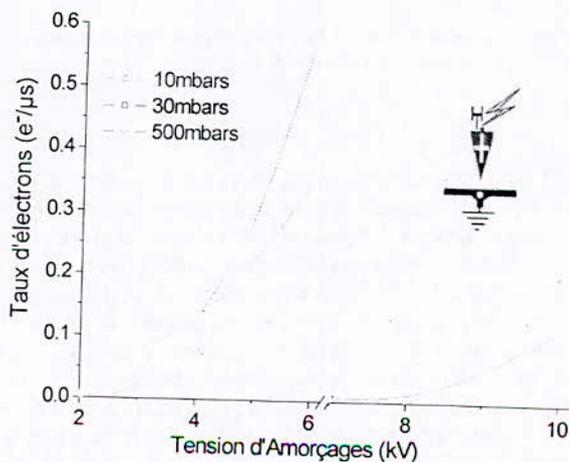


Figure 4 : Variation du taux d'électrons germes en fonction de la tension en basse pression et en polarité positive

La courbe 1 bar de la figure 5, représente la variation du taux d'électrons germes en fonction de la tension d'amorçage à la valeur de la pression atmosphérique en polarité négative sur laquelle on constate trois zones. La première zone relative aux valeurs du seuil d'amorçage, le taux d'électrons germes étant très faible mais croit d'une façon exponentielle avec l'augmentation de la tension. La seconde zone a un accroissement linéaire important du taux de production d'électrons germes. La dernière répond aux caractéristiques d'une région de saturation qui correspond à la convergence vers la limite supérieure du volume critique. Pour affirmer cette hypothèse, nous avons analysé sur la base de résultats de simulations, l'évolution du volume critique en fonction des surtensions d'amorçages [1]. Les courbes de 2 et 3 bars représentent juste une portion de la première zone pour les pressions de 2 et 3 bars absolues de l'air. Par contre en basse pression, la courbe de 10 mbars de la figure 6 rappelle l'allure des deux premières zones mais avec une pente d'évolution importante à celle de courbe de 30 mbars. L'étude de la variation du taux des électrons germes en fonction champ réduit maximum pour 10 et 30 mbars en polarité négative (figure 7) montre que les deux courbes ont la même allure si on pose :

$$\lambda(30\text{mbars}) = -\text{Log}(\overline{p(t)})^{0.76} / t.$$

Donc, on peut conclure qu'en basse pression et en polarité négative que le taux d'électrons germes augmente avec la pression pour champ électrique réduit constant.

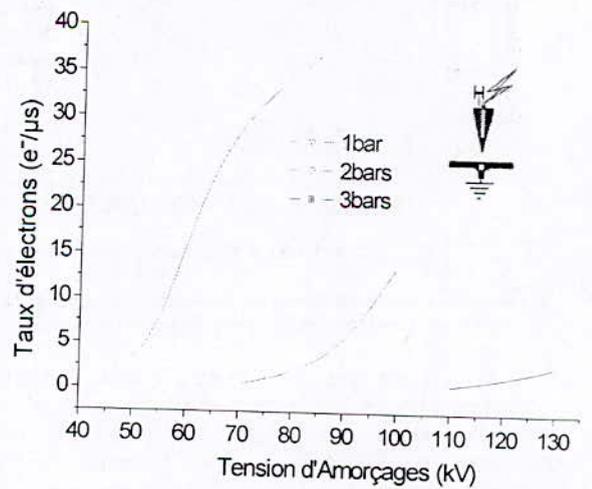


Figure 5 : Variation du taux d'électrons germes en fonction de la tension en haute pression et en polarité négative

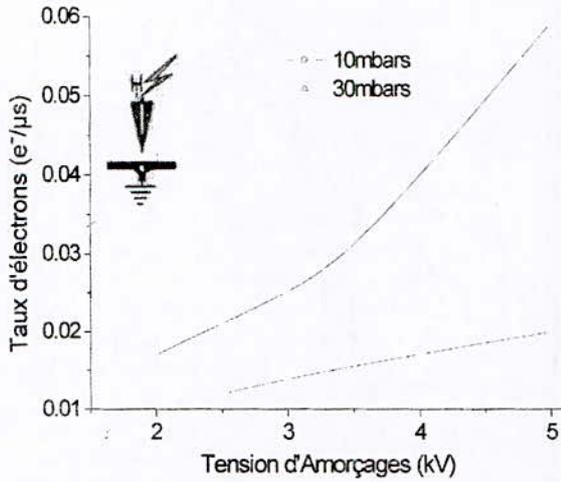


Figure 6: Variation du taux d'électrons germes en fonction de la tension en basse pression et en polarité négative

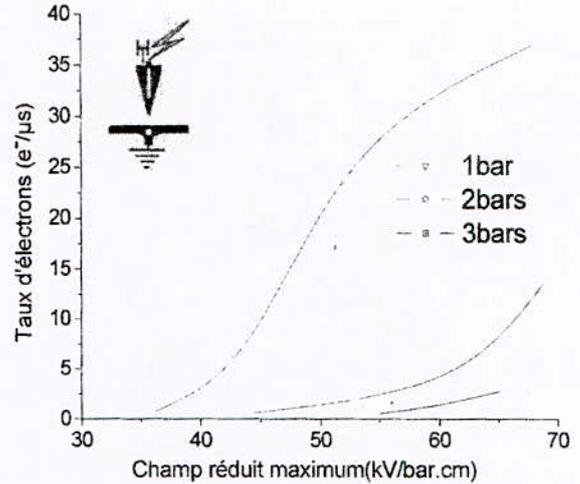


Figure 8: Variation du taux d'électrons germes en fonction du champ réduit maximum en haute pression et en polarité négative

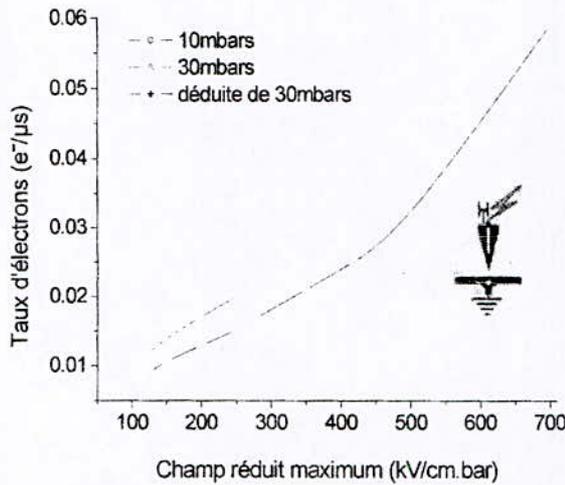


Figure 7: Variation du taux d'électrons germes en fonction du champ réduit maximum en basse pression et en polarité négative

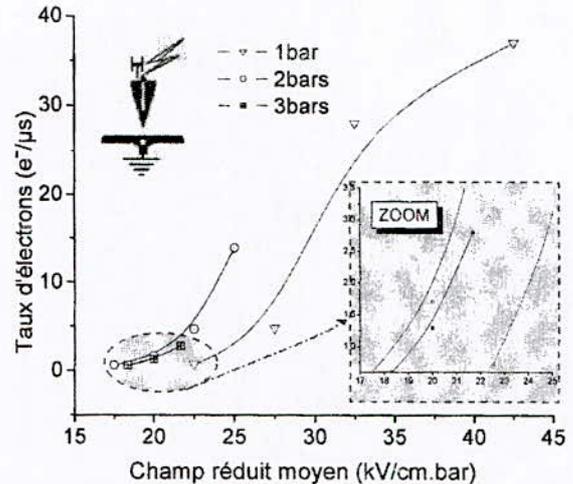


Figure 9: Variation du taux d'électrons germes en fonction du champ réduit moyen en haute pression et en polarité négative

En polarité négative et en haute pression, le résultat qui mérite une attention particulière est tel que : pour les mêmes ordres de grandeurs des champs réduits, le taux de production d'électrons germes diminue avec l'augmentation de la pression de l'air isolant (figure 8). Cette étrangeté peut être expliquée a priori par l'existence d'une contribution non négligeable d'une émission d'électron cathodique aux champs électriques relativement bas contrairement à ce qui a été dit par Fowler et Nordheim [6]. Par ailleurs, si on ne tient pas compte du facteur d'amplification du champ, l'évolution du taux d'électrons germes en fonction du champ moyen (figure 9) sera alors de forme comparable à celle de la polarité positive c'est-à-dire que le taux est relativement constant pour les mêmes ordres de grandeurs du champ électrique moyen sauf pour la pression atmosphérique du gaz.

III. CONCLUSION

Donc, on peut conclure qu'en polarité négative et en haute pression, la charge d'espace sera formée au voisinage de la cathode dans le domaine du volume critique par une contribution d'électrons d'origine collisionnel et d'électrons cathodiques. Le flux du nuage électronique formé par cette charge sera vu par le système comme une électrode fictive dont le rayon de courbure est supérieur à celui de la pointe réelle. Ceci explique la bonne tenue diélectrique en polarité négative par rapport à la polarité positive pour les mêmes conditions expérimentales. Ce résultat est vérifié en régime du streamer seulement pour le produit pression et distance inter-électrodes « P.d » compris entre 1 et 12 bars.cm.

BIBLIOGRAPHIE

[1] N.ADJIM « Identification et évolution de la population d'électrons germes en champ électrique fortement non homogène »
Thèse de doctorat d'état en électrotechnique USTO (2008)

[2] N. ADJIM, M. SABANI et M. RAHLI
« Influences de la polarité de l'électrode active sur la tension d'amorçage et sur le taux de production des électrons initiaux dans l'air »
6^o Conférence Nationale sur la Haute Tension USTO 2007

[3] N. ADJIM, M. KAMLI et B. SENOUCI
« Identification des électrons germes dans l'air en champs électrique non homogène »
5^o Conférence Nationale sur la Haute Tension USTO 2003.

[4] N.ADJIM « Identification et évolution de la population d'électrons initiaux dans l'air en champ électrique inhomogène ». Thèse de magister USTO, Février 1994.

[5] A.SUBLET Thèse de doctorat Es-science de l'école polytechnique fédérale de Lausanne 2007

[6] N. ADJIM, A. ALLALI and B. SENOUCI
"Experimental study of the rate of initial the electrons sources in the air between 1 and 3 absolute bars in no homogeneous electric field".
International Journal of Applied Engineering Research
ISSN 0973-4561 Volume 2, Number 3 September (2007)

Author address: N.ADJIM Faculty of Electrical Engineering,
University of Science and Technology of Oran, Algeria, BP 1505 EL
M'naouer Oran 31000, Algeria, Email: jadjim@yahoo.fr

Modélisation de La Décharge Couronne Bipolaire

M.AISSOU, H.NOURI, A.LAIFAOUÏ et Y.ZEBBOUDJ.
L.G.E.B, Université de Bejaia, Algérie.

Résumé—L'objectif de ce papier est de contribuer à l'étude de la décharge couronne qui est d'une grande importance pratique, tant par les inconvénients qu'elle entraîne sur les lignes de transport de l'énergie électrique que par ses applications.

Une méthode numérique itérative est développée pour résoudre les équations gouvernant le problème couplé charge d'espace-champ électrique caractérisant la décharge couronne. La technique consiste à l'utilisation de la méthode des éléments finis (F.E.M) pour résoudre l'équation de poisson et la méthode des caractéristiques (M.O.C) pour évaluer la densité de la charge d'espace à partir de la relation de la continuité du courant.

Afin de vérifier l'efficacité de la méthode proposée, un modèle de laboratoire a été construit. Ce dernier consiste à la mesure du champ électrique lors de la décharge couronne continue bipolaire à l'aide de la sonde polarisée circulaire, pour cela, nous mesurons le courant de décharge tout en déplaçant les électrodes actives par rapport au centre de la sonde.

Le principe des essais est de mesurer les courants collectés par le collecteur et ce pour différentes tensions de polarisation, à tension appliquée aux conducteurs constante. Ceci nous permettra par la suite de déterminer la distribution du champ électrique ainsi que la densité du courant à la surface du plan.

Mots clés— Lignes de transmission à CCHT. Méthode des éléments finis. Décharge couronne.

I. INTRODUCTION

Les décharges dans un gaz sont à l'origine associées au courant traversant l'espace inter électrode, et plus généralement, elles regroupent tous les processus tels que : l'ionisation, l'attachement ou la photo émission, qui interviennent dans un gaz lorsqu'un champ électrique suffisamment important lui est appliqué, mais également les écoulements de particules chargées et neutres qui s'en suivent. Les phénomènes mis en jeu dans ces décharges sont complexes et variés selon, entre autres, la nature et la pression du gaz, et l'importance du champ électrique. Cette étude se limite au cas particulier des « décharges couronnes » dans l'air aux conditions atmosphériques normales.

Le présent travail est consacré à la modélisation de la décharge couronne bipolaire. Le travail expérimental est effectué au Laboratoire de Génie Electrique de Bejaia, il consiste à mesurer et à calculer le courant de décharge et le champ électrique à l'aide de la sonde polarisée circulaire de Tassicker. Le modèle numérique utilisé dérive des travaux d'Al Hamouz. Ce modèle est basé sur la discrétisation du

domaine d'étude rendu limité en créant des frontières artificielles. A partir du maillage électrostatique Laplacien obtenu par la méthode des images électriques, le champ correspondant est introduit pour l'estimation de la densité de la charge d'espace en tout point du maillage, en utilisant la méthode des caractéristiques simplifiée. Cependant un estimé de la densité de la charge d'espace sur la frontière de la zone d'ionisation est nécessaire.

II. PROCEDURE

A. Modèle mathématique

Les équations mathématiques décrivant le problème dans l'intervalle d'air inter électrodes lors de la décharge couronne bipolaire sont :

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{(\rho_+ - \rho_-)}{\epsilon_0} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{J}_+ = \frac{-R_i \cdot \rho_+ \cdot \rho_-}{q_e} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{J}_- = \frac{R_i \cdot \rho_+ \cdot \rho_-}{q_e} \quad (3)$$

$$\vec{J}_+ = \rho_+ \cdot \mu_+ \cdot \vec{E} - D_+ \cdot \nabla \cdot \rho_+ \quad (4)$$

$$\vec{J}_- = \rho_- \cdot \mu_- \cdot \vec{E} + D_- \cdot \nabla \cdot \rho_- \quad (5)$$

L'espace inter électrodes est rempli d'ions des deux polarités positive et négative tel que : $\rho = \rho_+ - \rho_-$, avec : ρ_+ et ρ_- sont respectivement, les densités de charge d'espace des ions positifs et des ions négatifs; q_e : la charge de l'électron; E : est le champ électrique; ϵ_0 : est la permittivité de l'air; R_i : est le coefficient de recombinaison des ions; J : est le vecteur de la densité du courant. μ_+ et μ_- sont respectivement, les mobilités moyennes des ions positifs et des ions négatifs; D_+ et D_- sont respectivement, les coefficients de diffusion des ions positifs et des ions négatifs.

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\nabla^2 \varphi = - \left(\frac{(\rho_+ - \rho_-)}{\epsilon_0} \right) \quad (6)$$

B. Hypothèses et approximations

Dans la résolution du problème de la décharge couronne, la mobilité des ions est une grandeur physique importante. Pour cela sa valeur moyenne pour les ions positifs de l'air reste difficile à évaluer. Les valeurs attribuées par divers

auteurs sont diversifiées. La valeur la plus élevée est voisine de 2,5 cm²/V.s. Elle dépend de la chute de tension dans la zone de dérive et de l'humidité absolue.

L'analyse approximative de Deutsch date de 1933 [1], elle inclut deux hypothèses simplificatrices :

1. La présence de la charge d'espace modifie l'amplitude du champ électrique Laplacien et non sa direction;
2. La densité de la charge d'espace est constante dans l'espace inter électrodes.

En 1949, Popkov a apporté d'autres suppositions supplémentaires [2] :

- a. La zone d'ionisation est négligeable, l'espace inter électrodes est constitué uniquement de la zone de dérive caractérisée par une charge d'espace monopolaire;
- b. La mobilité des ions est constante;
- c. La diffusion thermique des ions est négligeable ;
- d. Le champ électrique à la surface de l'électrode active est égal au champ seuil lorsque la tension appliquée est supérieure ou égale à la tension seuil

C. Différentes étapes de résolution

La configuration bipolaire étudiée consiste en deux électrodes cylindriques de rayon R, suspendues horizontalement à une hauteur H au dessus d'un plan mis à la terre, et distantes d'une distance D, Fig.1

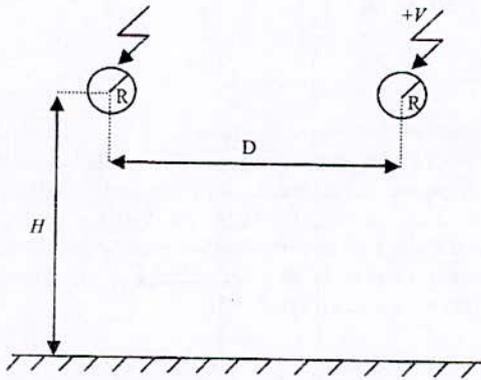


Fig.1 : Configuration d'une ligne bipolaire

Le maillage utilisé pour la discrétisation du domaine de résolution est obtenu à partir d'une distribution d'un certain nombre de nœuds définis par l'intersection des contours équipotentiels avec les lignes du champ électrique. Les éléments triangulaires linéaires sont obtenus par la division en deux de chaque quadrilatère formé par l'intersection de deux contours consécutifs avec deux lignes de champ consécutives.

La procédure de résolution du maillage électrostatique est décrite dans les étapes suivantes :

(1) : Le tracé des lignes de champ et le maillage électrostatique :

Les lignes de champ prennent naissance à la surface de l'électrode et se terminent sur la frontière artificielle ou sur le plan mis à la terre. Le traçage de ces lignes se fait à l'aide de la méthode des images électriques [3, 4].

Une fois que nous avons déterminé le potentiel et le champ électrique au point P₁(x₁,y₁) considéré comme point de départ, nous recherchons les coordonnées du point P₂(x₂,y₂) à un incrément de distance Δr du point P₁(x₁,y₁) par itération jusqu'à atteindre la frontière, Fig.2. La méthode est décrite comme suite :

- Choisir le point de départ P₁(x₁,y₁) ;
- Calculer le potentiel et le champ électrique E_x et E_y en ce point ;
- Fixer un incrément de distance Δr ;
- Calculer les coordonnées du nouveau point P₂(x₂,y₂) de la ligne de champ par :

$$x_2 = x_1 + \frac{E_{x1}}{E_{r1}} \Delta r \tag{7}$$

$$y_2 = y_1 + \frac{E_{y1}}{E_{r1}} \Delta r \tag{8}$$

- La même procédure est appliquée pour déterminer les coordonnées du point P₃(x₃,y₃), et ainsi de suite jusqu'à ce que la ligne de champ soit complètement tracée.

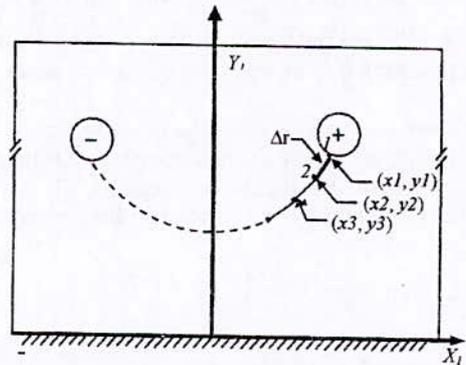


Fig.2: Le tracé d'une ligne de champ bipolaire.

Cette démarche est répétée selon le nombre de lignes de champ que nous désirons tracer.

Les lignes de champ émanent de N nœuds de la circonférence du conducteur, elles sont localisées par l'angle θ, Fig.3. Pour la i^{ème} ligne de champ qui a son j^{ème} nœud équipotentiel à l'extérieur des limites artificielles, une interpolation linéaire entre les coordonnées des nœuds (i, j-1) et (i, j) est effectuée pour déterminer les coordonnées appropriées du nouveau nœud sur cette frontière [5].

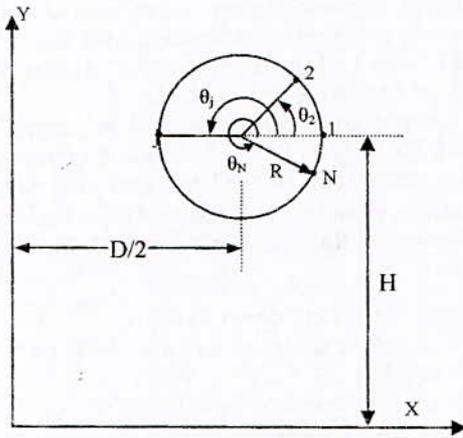


Fig.3. Localisation des nœuds sur la surface du conducteur d'où émanent les lignes de champ.

(2): L'évaluation d'erreur

Les résultats obtenus de $\varphi^{(i)}$ et $E^{(i)}$ dans l'étape (1) seront comparés à ceux obtenus en utilisant la méthode des éléments finis (MEF).

Pour commettre moins d'erreurs, on est amené à réestimer le champ électrique $E_{i,j}^{(i)}$ aux nœuds du maillage par la méthode d'interpolation/extrapolation, et ce résultat sera utilisé pour estimer la densité de la charge d'espace.

(3) : Première estimation de la charge d'espace

L'estimation initiale des densités positive et négative de la charge d'espace localisées, au nœud (i, j) autour de la périphérie du conducteur à couronne positive est donné par :

$$\rho_{+1,j} = \rho_c \cdot \cos\left(\frac{\pi - \theta_i}{2}\right), \quad j=1 : N \tag{9}$$

$$\rho_{-1,j} = 0.01 \cdot \rho_{+1,j}, \quad j=1 : N_c \tag{10}$$

Sachant que N est le nombre total de lignes de champ, et N_c le nombre de lignes de champ dans la région bipolaire. ρ_c est la valeur de $\rho_+(1, j)$ à $\theta_j = \pi$. La valeur de ρ_c est estimée en utilisant une expression approximative de la densité de la charge d'espace sur l'axe y [6].

$$\rho_c = \frac{E_y D}{E_{crit} R} 8\epsilon_0 V_0 (V - V_0) / [D^2 V (5 - 4V_0/V)] \tag{11}$$

Où E_y est le champ électrique Laplacien au point se trouvant sur l'axe y à une distance H du plan, V_0 et E_{crit} sont respectivement la tension seuil et le champ critique de l'apparition de l'effet couronne. En remplaçant les équations

(4) et (5) respectivement dans les équations (2) et (3) et après réarrangement nous obtenons en chaque nœud (i, j) :

$$\frac{\partial \rho_{+ij}}{\partial l} = -\frac{\rho_{+ij}}{E} \left[R_i \frac{\rho_{-ij}}{\epsilon_{k+}} + \frac{(\rho_{+ij} - \rho_{-ij})}{\epsilon_0} \right] \tag{12}$$

$$\frac{\partial \rho_{-ij}}{\partial l} = \frac{\rho_{-ij}}{E} \left[R_i \frac{\rho_{+ij}}{\epsilon_{k-}} - \frac{(\rho_{+ij} - \rho_{-ij})}{\epsilon_0} \right] \tag{13}$$

Où l est la longueur mesurée le long de l'axe du tube de flux. Pour la résolution des équations (12) et (13), nous avons utilisé la méthode d'Euler corrigée décrite par l'algorithme suivant :

- Donner ρ_c ;
- Calculer h ;
- Pour i allant de 0 à n-1 ;

$$\rho_+(i+1, j) = \rho_+(i, j) + h \left[-\frac{\rho_+(i, j)}{E(i, j)} \left(R_i \frac{\rho_{-ij}}{\epsilon_{k+}} + \frac{\rho_+(i, j) - \rho_{-ij}}{\epsilon_0} \right) \right]$$

- Les valeurs corrigées :

$$\rho_+(i+1, j) = \rho_+(i, j) + h \left[\frac{\rho_+(i, j)}{E(i, j)} \left(R_i \frac{\rho_{-ij}}{\epsilon_{k+}} + \frac{\rho_+(i, j) - \rho_{-ij}}{\epsilon_0} \right) \right] - h \left[\frac{\rho_+(i+1, j)}{E(i+1, j)} \left(R_i \frac{\rho_{-ij}}{\epsilon_{k+}} + \frac{\rho_+(i+1, j) - \rho_{-ij}}{\epsilon_0} \right) \right]$$

- Fin.

(4): Estimation du potentiel électrique

Dans l'étape précédente, un estimé initial de la densité de la charge d'espace est donné en tout nœud du maillage. Le premier calcul du potentiel Laplacien est donné en absence de la charge d'espace. La deuxième estimation du potentiel électrique en présence de la charge d'espace est donnée en utilisant la technique des éléments finis.

(5) : Correction de la densité de la charge d'espace

Comparant les deux dernières estimations du potentiel aux nœuds $\varphi_{i,j}^{(m)}$ et $\varphi_{i,j}^{(m+1)}$, l'erreur potentielle nodale e_n relative à la valeur moyenne φ_{moy} du potentiel en ce nœud est défini comme suite :

$$e_n = \left| \varphi_{i,j}^{(nm)} - \varphi_{i,j}^{(nm+1)} \right| / \varphi_{moy} \tag{14}$$

Avec :

$$\varphi_{moy} = \left(\varphi_{i,j}^{(nm)} + \varphi_{i,j}^{(nm+1)} \right) / 2 \tag{15}$$

Si le maximum de e_n le long de l'axe du j^{ème} tube de flux excède la valeur spécifiée, une correction de la densité de la charge d'espace positive et négative sur la surface du conducteur sera effectuée.

$$\rho_{\pm 1, j, \text{new}} = \rho_{\pm 1, j, \text{old}} \left[1 + \omega \cdot \max(\varphi_{i, j}^{(nm+1)} - \varphi_{i, j}^{(nm)}) / \varphi_{\text{moy}} \right]$$

Où ω est un facteur d'accélération de la convergence.

(6): *Reconstruire le maillage orthogonal*

Les étapes nécessaires à la génération du second maillage sont les mêmes que dans le cas précédent. Il faut noter que dans ce cas le tracé des lignes de champ et des équipotentielles n'est pas du seulement à la tension appliquée, mais aussi à toutes les charges estimées précédemment.

(7): *Correction de la densité de la charge d'espace*

Les étapes (3) à (6) sont répétées jusqu'à ce que la différence en valeur de la densité de la charge d'espace entre deux maillages successifs soit inférieure à une erreur définie au préalable.

III. INTERPRETATION DES RESULTATS

En absence de la charge d'espace, le champ électrique est obtenu à partir de l'équation de Laplace. Ce champ (Laplacien) est alors utilisé pour le calcul de la distribution initiale de la densité de la charge d'espace, nécessaire pour la résolution de l'équation de Poisson. La figure (4), montre les lignes de champ résultant du premier maillage tracé en l'absence de la charge d'espace. La figure (5) illustre un exemple du premier maillage par éléments finis de la configuration étudiée. Le nombre de lignes de champ est égal à 30 et le nombre de contours équipotentiels est égal à 21. Le nombre d'éléments triangulaires formé est (1260) avec un total de 645 nœuds. La génération d'autres maillages nous a permis de tracer les lignes de champ en présence de la densité de la charge d'espace (ρ), figure (6). Cette figure montre clairement que les lignes de champ tracées en présence de la charge d'espace ne se confondent pas avec celles obtenues en absence de la charge d'espace (Laplaciennes). La charge d'espace affecte donc la direction des lignes de champ, ce qui met en doute l'hypothèse de Deutsch.

Les figures (7) – (8) montrent les variations au plan, respectivement, de la densité du courant J et du champ électrique E comparées aux valeurs mesurées. Nous remarquons que le champ électrique sur le plan n'est pas sensible à la variation de la mobilité ionique, cependant la densité de courant varie avec la variation de la mobilité ionique. Cela peut être expliqué par l'augmentation de la vitesse de dérive des ions positifs ou négatifs dans la direction du champ électrique. La mobilité ionique varie en fonction de la tension appliquée, elle prend des valeurs plus élevées dans la partie de la polarité négative.

Les figures (9) – (11) montrent les distributions spatiales du champ électrique, du potentiel électrique et de la densité de la charge d'espace.

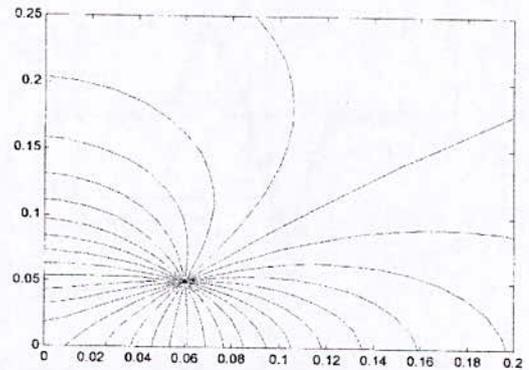


Fig.4: Lignes de champ en absence de la charge d'espace autour d'un seul conducteur. ($V_a = 12.5\text{kV}$, $H = 50\text{mm}$, $D = 120\text{mm}$)

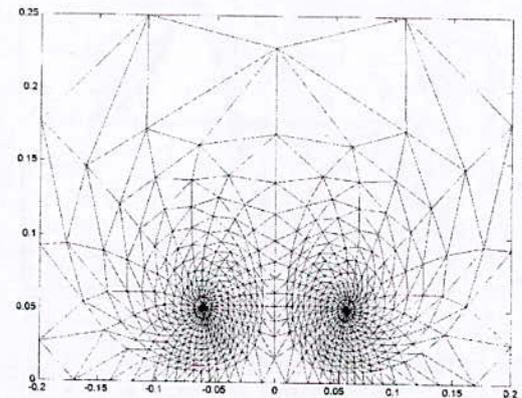


Fig.5: Génération du maillage électrostatique. ($V_a = 12.5\text{kV}$, $H = 50\text{mm}$, $D = 120\text{mm}$)

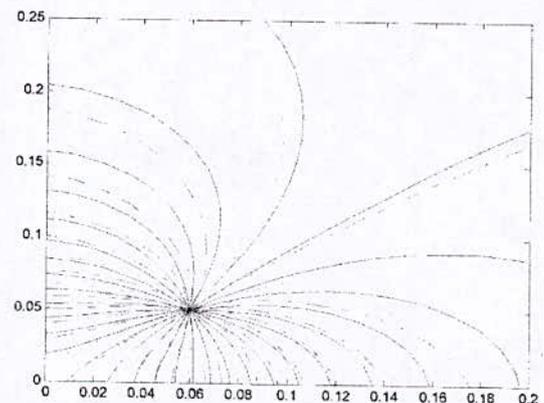


Fig.6: Influence de la charge d'espace sur la distribution des lignes de champ
Lignes de champ poissoniennes (trait discontinu)
Lignes de champ laplaciennes (trait continu).

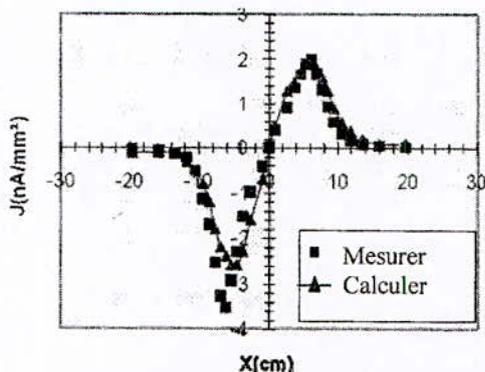


Fig.7 : Variation de la densité du courant au plan.
($V_a = 12.5\text{kV}$, $H = 50\text{mm}$, $D = 120\text{mm}$)

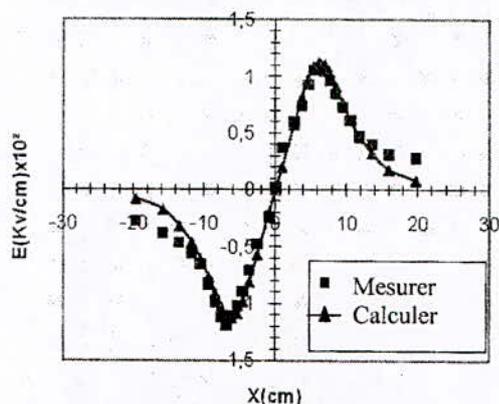


Fig.8 : Distribution du champ électrique sur le plan.
($V_a = 12.5\text{kV}$, $H = 50\text{mm}$, $D = 120\text{mm}$)

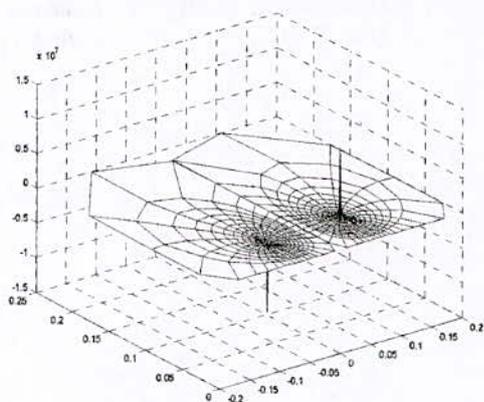


Fig.9: Distribution spatiale du champ électrique.
($V_a = 12.5\text{kV}$, $H = 50\text{mm}$, $D = 120\text{mm}$)

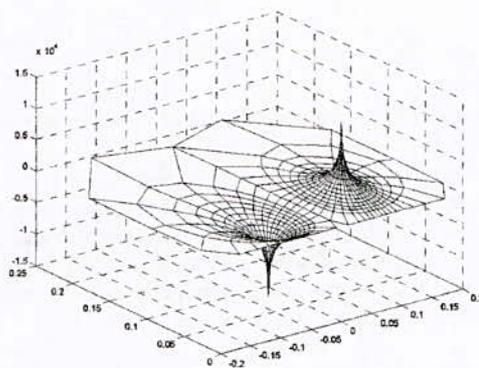


Fig.10 : Distribution spatiale de la tension.
($V_a = 12.5\text{kV}$, $H = 50\text{mm}$, $D = 120\text{mm}$)

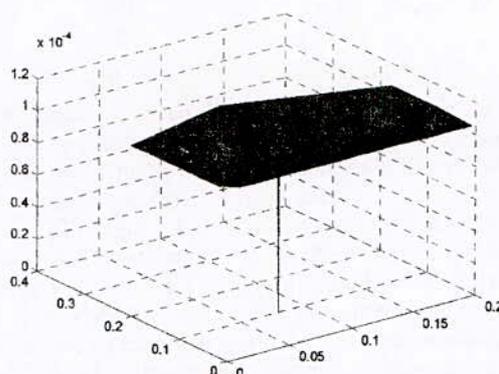


Fig.11 : Distribution spatiale de la densité de charge négative.

IV. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons développé une nouvelle approche de la modélisation de la décharge couronne bipolaire. Cette nouvelle méthode basée sur une technique hybride FEM/ MOC (méthode des éléments finis combinée avec la méthode des caractéristiques) nous a permis de résoudre le système d'équations gouvernant la décharge couronne. Nous avons utilisé la première technique (FEM) pour la résolution de l'équation de Poisson et la deuxième technique (MOC) pour la résolution de l'équation de la continuité du courant.

L'évolution du champ électrique dans l'espace inter électrodes montre que cet espace peut être divisé en deux zones distinctes, chacune caractérisée par un type prépondérant d'interactions entre les particules chargées et neutres du gaz ionisé. Dans la première zone dite « d'ionisation » localisée près de l'électrode active, le champ électrique présente une amplitude et un gradient élevé favorisant le processus d'ionisation

La seconde zone, dite zone de « dérive », occupe le reste de l'espace inter électrode où le champ électrique est faible.

L'hypothèse de Deutsch n'est pas retenue dans nos calculs. En effet, la comparaison entre les lignes de champ tracées en absence de la charge d'espace et les lignes de champ tracées en présence de celle-ci, montre clairement que la charge d'espace affecte réellement la direction des lignes de champ.

L'accord entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées de ces différents paramètres est satisfaisant. La différence entre les deux résultats, particulièrement sous l'électrode active, peut être attribuée aux différentes erreurs de mesures. En effet, le courant collecté par la sonde en cette position était variable et ce à cause des vibrations des conducteurs dues aux forces électrostatiques. En outre, la sonde utilisée est très sensible aux courants de fuite dus notamment à la poussière, ce qui peut entacher les mesures effectuées.

REFERENCES

- [1]: W.Deutsch, *Über die dichtevertelung unipolar ionenstrome*, Ann-Phys.Vol.5, 588-612, 1933. .
- [2]: V.I.Popkvo.1949, «*Electrichestvo*», vol.1, PP.33-48.
- [3] : Y.Zebboudj, thèse de doctorat, université de paris VI, 1988.
- [4] : Y.Zebboudj, G.Hartmann, CNHT'1 Bejaia, Algérie, 1995.
- [5]: Z.M.Al-hamouz, M.Abdel-salam and A. Mufti", Improved calculation of finite element analysis of bipolar corona including ion diffusion", IEEE Trans.Ind.App, Vol.34, No.2, March/April 1998
- [6]: M.Abdel-salam and Z.Al-hamouz,"Afinite element analysis of the bipolar ionized field", IEEE Trans.Ind.App, Vol.31, May/June 1995.
- [7]: Z.M.Al-hamouz,"Adaptive finite-element ballooning analysis of bipolar ionized fields", IEEE Trans.Ind.Appl.1995.
- [8]: K.Adamiak,"Adaptive approach to finite element modelling of corona fields", IEEE Trans.Ind.App.Vol.30, No.2, March/April 1994.
- [9]: W.Janischewsky and G.Gela,"Finite element solution for electric fields of discharging DC transmission lines", IEEE Trans.Power.App.Syst, Vol.PAS-98, pp 1000-1012, may/June 1979.
- [10]: U.Corbellini and P.Pelachi,"Corona losses in HVDC bipolar lines", IEEE Trans.Power delivery, Vol.11, No.3, July 1996.
- [11]: Z.M.Al-hamouz,"Corona power loss computation in bundled bipolar conductors", IEEE Trans.Ind.App, 2000.
- [12]: Z.M.Al-hamouz,"Finite element analysis of corona in wire-duct electrostatic precipitators", IEEE Trans.Ind.App, 1999.
- [13]: Patrick D.Pedrow, Bai Lin Qin, Qing Yuan Wang, « Influence of load current on bipolar dc corona », IEEE transactions on power delivery, vol.8, N°3, July 1993.
- [14]: Gary B.Johnson, « Degree of corona saturation for HVDC transmission lines », IEEE transactions on power delivery, vol.5, N°2, April 1990.

- [15]: T.Keikko, J.Isokorpi, L.Korpinen, « Partical problems in calculating electric fields of transmission lines », IEE, High voltage Engineering symposium, 22-27, August 1999.

Etude d'une DBD pour lampe à excimères dans un gaz de xénon

K.Khodja, A.Belasri

Résumé—Le terme décharge contrôlée par barrière diélectrique (DBD) regroupe les configurations de décharges pour lesquelles un courant transite entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et par au moins une couche d'un matériau isolant. Ce travail représente une étude sur la décharge à barrière diélectrique par le modèle zéro – dimensionnel dans le cas d'un plasma homogène pour lampes à excimère. Les résultats concernent le comportement du système dans le cas d'un gaz de xénon en utilisant en premier lieu une réaction responsable de la création des électrons, et en deuxième lieu plusieurs réactions cinétiques responsables de la création de plusieurs espèces avec un modèle de décharge.

Mots clés—Décharge à barrière diélectrique, xénon, coefficient d'ionisation, réactions cinétiques plasma.

I. INTRODUCTION

Pour les lampes à excimères utilisant des gaz rare à pression et des mélanges de gaz rares d'halogènes, les décharges à barrière diélectrique sont devenues une méthode d'excitation de plus en plus importante pour leurs avantages pratiques [1].

Les lampes à xénon peuvent être exploitées de manière à réaliser des UV monochromatiques avec un peu de visible et d'IR [1]. Une des applications les plus importantes de la lampe à décharge est pour les panneaux à plasma [2], mais aussi la production de l'ozone dans l'air et des radicaux OH dans l'eau. Les lampes à xénon peuvent être exploitées de manière à réaliser des UV monochromatiques.

La DBD, également appelée décharge silencieuse peut créer un plasma non thermique très actif dans une large gamme de pression et a été largement utilisé comme une source d'UV [3]. Dans ce travail, nous avons établie un modèle d'une décharge à barrière diélectrique en se basant sur une description simplifiée du plasma et dans la décharge, et supposant que le plasma simulé par le code 0d est homogène spatialement et on s'est intéressé aux variations temporelles du courant de la décharge, des tensions et du champ électrique.

II. THEORIE

A. La décharge à barrière diélectrique

La décharge à barrières diélectriques est caractérisée par la présence d'au moins une couche diélectrique entre les électrodes. On trouve également des dispositifs à DBD qui comportent une ou deux couches diélectriques directement en contact avec les armatures métalliques [5] (voir fig.2).

Le rôle principal du diélectrique est d'éviter la formation d'un arc électrique qui se produirait entre électrodes métalliques. [6].

B. Code 0d

Sous ce nom, se cachent des codes simplifiés qui permettent de résoudre une ou plusieurs équations dont des solutions analytiques ne sont généralement pas disponibles. La désignation 0D signifie que le « système » simulé par ce code est un système sans dimensions. Les équations ne prennent pas en compte les épaisseurs, les profils ou tout autre aspect monodimensionnel.

Ces codes sont caractérisés par deux propriétés :

- Les modèles utilisés basé sur la cinétique chimique sont très simples.
- Ils sont très peu gourmands en terme de puissance de calcul [7].

III. COEFFICIENT D'IONISATION

L'avalanche se produit lorsque, sous l'action du champ appliqué, certains électrons acquièrent une énergie suffisante pour ioniser une particule neutre; au cours de leur trajet vers l'anode, ils créent donc de nouveaux électrons susceptibles, à leur tour, d'ioniser le gaz [8], tel que :



et dans le cas du xénon cette réaction devient :



Ce mécanisme peut être étudié quantitativement à partir de la connaissance du coefficient α , dit premier coefficient d'ionisation de Townsend.

α , représente le nombre d'électrons (ou d'ions positifs) créés par un électron par élément de longueur le long d'une ligne de force du champ appliqué [9].

$$\alpha = D_1 P \exp \left(- \frac{D_2 P}{E} \right) \quad (3)$$

D_1 , et D_2 déterminées expérimentalement.

Le graphe de la Fig.1 représente une comparaison entre deux courbes du coefficient d'ionisation, l'une est calculée expérimentalement et l'autre par la simulation (analytiquement), et on remarque une certaine similitude entre

K. KHODJA est avec le Laboratoire de Physique des Plasmas, Matériaux Conducteurs et leurs Applications.
Département de Physique, Faculté des Sciences, U.S.T.O El M'NAOUEUR
B.P. 1505 Oran (ALGERIE)
Tel/Fax: 041/56/03/51
E – Mail: khodja_kh@yahoo.fr

les deux. On voit clairement que le coefficient d'ionisation du xénon est proportionnel au champ électrique réduit (fig.1).

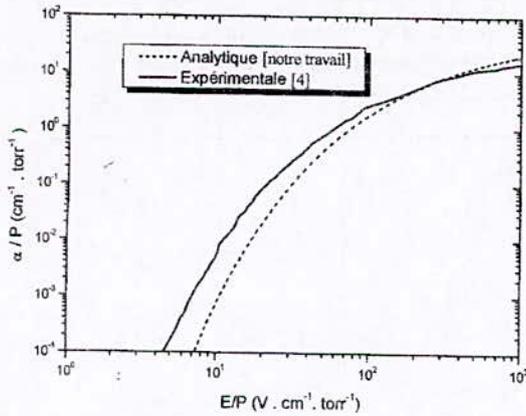


Fig. 1. Coefficient d'ionisation en fonction du champ réduit.

IV. MODELE ELECTRIQUE POUR UNE DBD

Le modèle électrique équivalent d'une décharge à barrière diélectrique est constitué de deux capacités Cd1 et Cd2, correspondant aux barrières diélectriques, en série avec un dipôle formé d'une résistance variable. La présence de la barrière diélectrique limite la tension appliquée au gaz ce qui évite la transition vers un arc. [2]

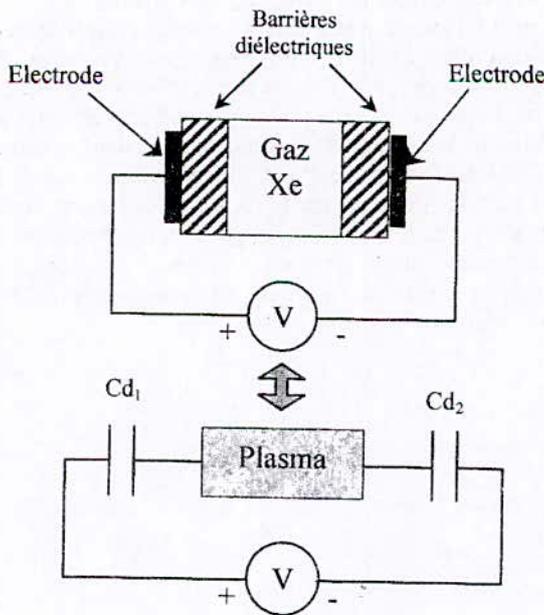


Fig. 2. Circuit électrique équivalent à une DBD

Dans notre travail nous avons considéré le plasma comme une résistance variable au cours du temps et les barrières diélectriques comme deux capacités qui seront additionnées ceci est représenté dans la fig.3.

La décharge est traversée par un courant I(t), si on considère une tension Vd aux bornes de la capacité Cd, on pourra alors écrire :

$$I(t) = C_d \frac{dV_d}{dt} \tag{4}$$

d'où :

$$V_d = \frac{1}{C_d} \int I(t) dt \tag{5}$$

Si on considère la tension Vg entre les bornes de la résistance Rg, alors :

$$V_g = R_g I(t) = V_a(t) - V_d \tag{6}$$

Dans le plasma, la densité du courant peut être donnée par :

$$I(t) = n_e q_e \mu_e A E(t) \tag{7}$$

Où ne est la densité électronique, e la charge de l'électron, μe la mobilité de l'électron, E le champ électrique appliqué entre les électrodes et A surface des électrodes.

$$R = \frac{V_g}{I} = \frac{E d}{I} = \frac{d}{A n_e q_e \mu_e} \tag{8}$$

Cette résistance dépend de la distance inter-électrode, de la densité ne et de la mobilité μe.

La distance est fixée à 0,5 cm dans notre modèle, et pour la mobilité nous l'avons considéré égale à :

$$\mu_e = \frac{10^6}{P} \tag{9}$$

Où P est la pression en torr.

En ce qui concerne la densité électronique, elle est calculée à partir de l'équation de continuité à :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = v_i n_e \tag{10}$$

d'où :

$$n_e = n_{e0} \text{Exp}(\int v_i dt) \tag{11}$$

Concernant la capacité des diélectriques Cd, nous l'avons considérée comme un condensateur plan :

$$C_d = \epsilon_r \frac{A}{u} \tag{12}$$

Où εr est la permittivité relative du matériau constituant les diélectriques, A la surface et u l'épaisseur du condensateur.

V. CONDITIONS DE CALCULE

Les calculs pour les paramètres de la décharge à barrière diélectrique à xénon pur, ont été effectués sous les conditions suivantes :

- Une tension appliquée de 4 kV.
- Une pression de 400 torrs.
- Une distance inter-électrode de 0,5 cm.
- La surface des électrodes à 1 cm².
- La capacité du diélectrique fixé à 0,23nF.
- Une densité de pré-ionisation de 10⁸ cm⁻³.

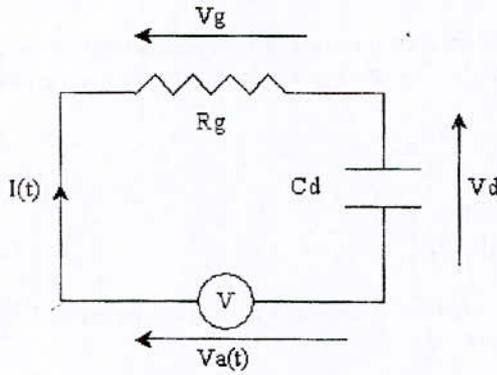


Fig. 3. Circuit électrique simplifié

VI. EVOLUTION TEMPORELLE DES PARAMETRES ELECTRIQUE D'UN PLASMA A XENON

Sur les figures suivantes nous avons tracé, les variations temporelles des paramètres de la décharge pour une tension appliquée de 4 kV et une densité de pré-ionisation de 10^8 cm^{-3} .

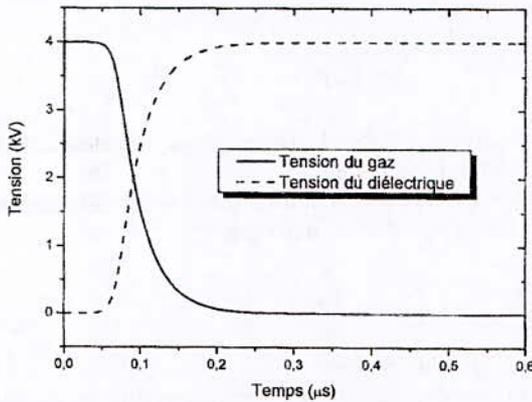


Fig. 4. Variation temporelle des tensions.

La Fig. 4 représente la variation temporelle de la tension aux bornes de la capacité équivalente aux diélectriques (V_d) tension V_d , commence à augmenter par effet du chargement des diélectriques jusqu'à atteindre un maximum qui correspond à la tension appliquée, tandis que la tension de décharge V_g décroît rapidement après le claquage du gaz pour atteindre une valeur très faible de 3,662mV.

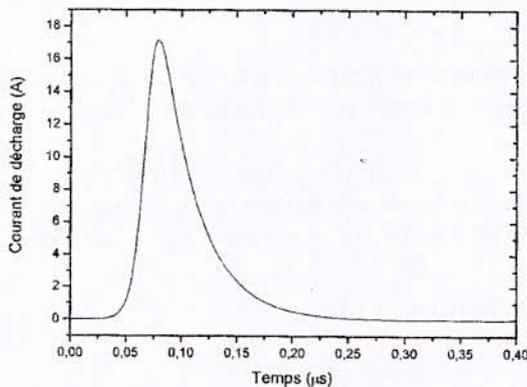


Fig. 5. Variation temporelle du courant de décharge.

Les variations du courant dans le plasma en fonction du temps sont représentées sur la Fig. 5.

Le courant étant initialement nul augmente brusquement dans la décharge pour atteindre un maximum de 17,148 A au commencement de l'application de la tension puis commence à diminuer progressivement pour atteindre une valeur minimale d'environ 25,286 μA .

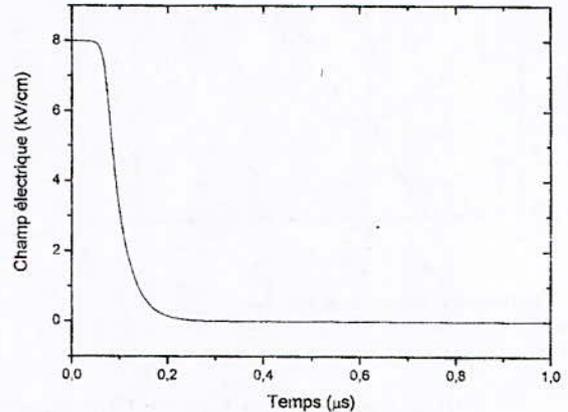


Fig.6. Variation du champ électrique en fonction du temps.

Sur la Fig. 6 le champ électrique commence par une valeur de 8 kV/cm et diminue au cours du temps pour atteindre une faible valeur de 7,324 mV/cm pendant le plateau de la tension.

VII. EFFET DE LA CINETIQUE CHIMIQUE

Pour le cas d'un gaz de xénon pur, les réactions responsable de la formation de l'excimère Xe_2^* sont principalement des réactions à trois corps entre l'atome excité et les atomes neutres du xénon. Nous avons sélectionné les différentes réactions responsables de la création de l'excimère Xe_2^* dans le tableau suivant (Tableau 1). Ces réactions sont obtenues à la base de plusieurs travaux de recherches [10, 11]. Nous avons établis un ensemble de réactions cinétiques pouvant rendre compte de façon satisfaisante, du comportement électrique et cinétique de la décharge et inclus la formation de la molécule Xe_2^* et l'émission des photons.

TABLEAU I

Liste des réactions cinétiques produites dans la décharge pour le cas d'un gaz pur en xénon

Réactions	taux	réf
<i>Processus électronique</i>		
$e^- + Xe \rightarrow Xe^+ + 2e^-$	k_1	[12]
$e^- + Xe \rightarrow Xe^* + e^-$	k_2	[12]
$e^- + Xe^* \rightarrow Xe^{2+} + 2e^-$	k_3	[12]
<i>Création et disparition des excimères $Xe_2^*(O_u^+)$, $Xe_2^*(^1\Sigma_u)$ et $Xe_2^*(^3\Sigma_u)$</i>		
$Xe^* + 2Xe \rightarrow Xe_2^*(O_u^+) + Xe$	$k_4 = 1,55 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$	[10]
$Xe^* + 2Xe \rightarrow Xe_2^*(^3\Sigma_u^+) + Xe$	$k_5 = 8,53 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6/\text{s}$	[10]
$Xe_2^*(O_u^+) + Xe \rightarrow Xe_2^*(^1\Sigma_u^+) + Xe$	$k_6 = 8,7 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}$	[10]
<i>Emission des UV</i>		
$Xe_2^*(^1\Sigma_u^+) \rightarrow 2Xe + h\nu (172\text{nm})$	$k_7 = 1,82 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$	[10]
$Xe_2^*(^3\Sigma_u^+) \rightarrow 2Xe + h\nu (172\text{nm})$	$k_8 = 10^7 \text{ s}^{-1}$	[10]
$Xe_2^*(O_u^+) \rightarrow 2Xe + h\nu (152\text{nm})$	$k_9 = 9 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	[10]

VIII. EVOLUTION TEMPORELLE DES PARAMETRES ELECTRIQUES

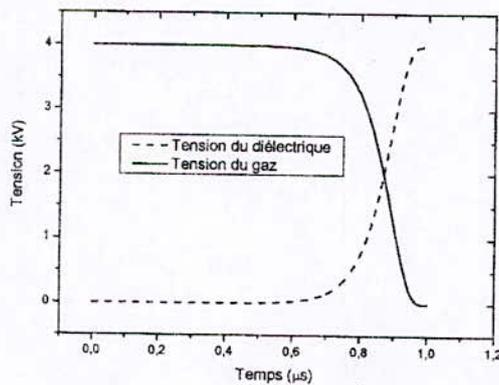


Fig. 7. Variation temporelle des tensions.

La Fig. 7 représente la variation temporelle de la tension aux bornes de la capacité équivalente aux diélectriques (V_d) et de la tension de la décharge (V_g). La tension V_d , commence à augmenter par effet du chargement des diélectriques jusqu'à atteindre un maximum qui correspond à la tension appliquée, tandis que la tension de décharge V_g décroît rapidement après le claquage du gaz pour atteindre une valeur très faible de 63,310mV.

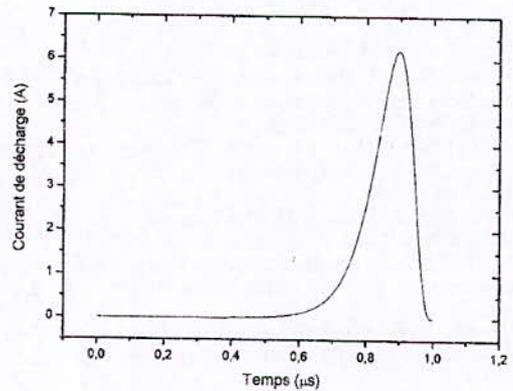


Fig. 8. Variation temporelle du courant de la décharge.

Le courant étant initialement nul augmente brusquement dans la décharge pour atteindre un maximum de 6,210A au commencement de l'application de la tension puis commence à diminuer progressivement pour atteindre une valeur minimale d'environ 19,23mA. (Fig. 8)

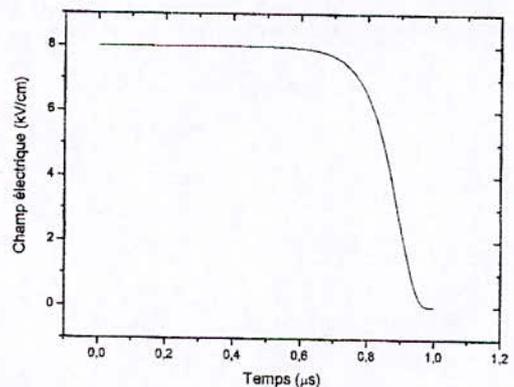


Fig. 9. Variation du champ électrique en fonction du temps.

Sur Fig.9 le champ électrique commence par une valeur de 8kV/cm et diminue au cours du temps pour atteindre une faible valeur de 2,939 mV/cm.

IX. CONCLUSION

Ce travail représente une étude des paramètres électriques d'un gaz de xénon dans une décharge à barrière diélectrique en fonction du temps pour le modèle classique puis pour le modèle de la cinétique chimique en utilisant une configuration électrique représentée par une résistance en série avec une capacité alimenté par une tension de 4kV à une pression de 400 torrs, et nous avons remarqué que :

Pour le modèle classique le courant augmente pour atteindre un maximum de 17,148 A pour une tension appliquée de 4 kV, tandis que la tension de décharge V_g décroît rapidement pour atteindre une valeur de 3,662 mV.

Pour le modèle de la cinétique chimique le courant augmente pour atteindre un maximum de 6,210A quand le circuit est alimenté par une tension de 4 kV. En ce qui concerne la tension

de décharge elle décroît rapidement pour atteindre un minimum de 63,310mV.

RÉFÉRENCES

- [1] R.J. Carman and R.P. Mildren, « Computer modeling of a short – pulse excited dielectric barrier discharge xenon excimer lamp ($\lambda \sim 172\text{nm}$) », *J.Phys.D : Appl.Phys.* 36, 19-33, 2003.
- [2] J. Ouyang, F. He, J. Miao, J. Wang, W. Hu, « Numerical study on xenon positive column discharges of mercury – free lamp », *Journal of applied physics* 101,043303, 2007.
- [3] U. Kogelschatz, B. Eliasson, W. Egli Invited paper ICPIG, Toulouse, France ; *J. Phys. IV, Colloque C4, France C4 47-66*, 1997.
- [4] Goerlach, U, *Méthodes expérimentales de la physique subatomique*, 2003.
- [5] U. Kogelschatz 10th Int. Conf. on Gas Disch. and Appl. 2 972-80, Swansea, Wales, 1992.
- [6] N. Merbahi, « Luminescence de l'argon et du xénon dans les décharges à barrières diélectriques mono-filamentaires », doctorat de l'Université Paul Sabatier, 2004.
- [7] M. Bavay, « Compression du flux magnétique dans le régime sub-microseconde pour l'obtention de hautes pressions et de rayonnement X intenses », docteur en sciences de l'Université de Paris XI – Orsay, 2002.
- [8] Pointu, A-M, Perrin, J, Jolly, J, « Plasmas froids de décharge, Propriétés électriques », *Les techniques de l'ingénieur*, D 2 830.
- [9] Le Roy, G, Gary, C, Hutzler, B, Lalot, J, Dubanton, Ch, "Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions", Edition Eyrolles, Paris 1984.
- [10] A. Oda, Y.Sakai, H.Akashi and H.Sugawara, "One dimension modelling low-frequency and high-pressure Xe barrier discharges for the design of excimer lamps", *J.Phys.D*, 32, 2726-2736, 1999.
- [11] R.J. Carman, R.P. Mildren, "Visible and VUV image of dielectric barrier discharge in Xe", *J.Phys.D*, 34, 3378-3382, 2001.
- [12] O. Lamrous, A. Gaouar, M. Yousfi, "Zero-dimensional hybrid model for analysis of discharge excited XeCl lasers", *J. Appl. Phys.* 79 (9), 1 May 1996.

The Gas Temperature Measurement in the Excimer Lamp at High Pressure

A.BENMOUSSA, B. MENNAD, A.BELASRI

Abstract— The aim of this work is to calculate, self consistently, the increase in the gas temperature near the cathode, this temperature is originate of thermal instability occur in excimer lamp of gas xenon. The gas temperature profiles are calculated from the one-dimensional heat transport equation. The ions accelerated at high field near the cathode are responsible to heating the gas in this region. We report some results of calculate gas temperature in xenon glow discharge for excimer lamp for inter-electrodes gap of 0.5 cm. The fluid model predicts correctly the waveform of the temperature.

Index Terms— Glow discharge, heating effects, excimer lamp, xenon, temperature.

I. INTRODUCTION

FOR excimer lamps utilizing high-pressure rare-gas, dielectric barrier discharges (DBD) becoming an increasingly important method of excitation due to their rather unique practical advantages [1]. Xenon excimer lamps have generated particular interest due to their high efficiency (> 10%) and amenable wavelength ($\lambda \sim 175$ n.m) for applications [2],[3] in photochemical surface treatment, pollution control, plasma display panels, ozone generation and photolytic vapour deposition. The physical characteristics of xenon glow discharge of excimer lamp are characterized by its distinctive

Manuscript received February 4, 2008. This work was supported by the Algerian Ministry of Education and Research.

A. Benmoussa was with Department of Physics, Laboratory of Plasma Physics, Conducting Materials and their Applications, University of science and technology Mohamed Boudiaf, El M'Naouer, BP 1505 Oran, Algeria (corresponding author to provide phone: 041560351; fax: 041560351; e-mail: benmoussa_am@yahoo.fr).

B. Mennad was with Department of Physics, Laboratory of Plasma Physics, Conducting Materials and their Applications, University of science and technology Mohamed Boudiaf, El M'Naouer, BP 1505 Oran, Algeria (corresponding author to provide phone: 041560351; fax: 041560351; e-mail: b.mennad@yahoo.fr).

A. Belasri was with Department of Physics, Laboratory of Plasma Physics, Conducting Materials and their Applications, University of science and technology Mohamed Boudiaf, El M'Naouer, BP 1505 Oran, Algeria (corresponding author to provide phone: 041560351; fax: 041560351).

regions between the cathode and anode. In order to understand the physical process in the sheath region which can contribute at the heating gas effect, many theoretical and experimental works were carried out. When the potential across the cathode region becomes important, the large values of the electric field and the ion current density near the cathode region (sheath) lead to a high-power deposition by the ions in this regions. Under these conditions, gas heating is very likely to occur.

II. DESCRIPTION OF FLUID MODEL

The discharge model used in the present work is a one-dimensional fluid particle model of a xenon glow discharge for excimer lamp at high pressure is described in [4]. The principles variables from this model are the spatial profiles of the electric field $E(x)$, the electrons density n_e and ions density n_p . The electrons and ions are described by their continuity and momentum transfer equations and momentum transfer equations in the drift diffusion approximation, and their continuity. These equations are solved together with Poisson's equation for the electric field [5],[6].

For the electrons:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e) = S_e = n_e |v_e| \alpha [E/N(x,t)] \quad (1)$$

$$n_e v_e = n_e \mu_e E - \frac{\partial}{\partial x}(n_e D_e) \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_p v_p) = S_p = n_p |v_p| \alpha [E/N(x,t)] \quad (3)$$

$$n_p v_p = n_p \mu_p E - \frac{\partial}{\partial x}(n_p D_p) \quad (4)$$

$$\nabla^2 V = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_p - n_e) \quad (5)$$

In (1), $n_e, v_e, S_e, \alpha, E/N(x,t)$ are respectively the density, the velocity, the source term of electrons, the ionization coefficient and the reduced field.

In (3), $n_p, v_p, S_p, \alpha, E/N(x,t)$ are respectively the density, the velocity, the source term of ions, the ionization coefficient and the reduced field.

(2),(4) Represent the transport equation simplify movement quantity of heavy particles , $\mu_{e,p}$ and $D_{e,p}$ are the mobility and diffusion coefficient (of electrons and ions).

In (5), e the particles charge and ξ_0 the vacuum permittivity

III. GAS TEMPERATURE CALCULATION

The gas heating effect is caused by the collisions of ions and neutral particles. The ions gain energy when they are accelerated by the electric field. This energy can be lost either by neutral gas collisions or by cathode deposition, which can be neglected. The dissipation gas power enables one to find the temperature by solving the heat equation.

$$\frac{\partial^2 T_g(z)}{\partial z^2} + \frac{P(z)}{k} = 0 \tag{6}$$

In (6) k is the thermal conductivity of xenon gas (0.0056 W/m.K), $T_g(x)$ is the gas temperature distribution (K) and $P(z)$ is the power input due to the plasma particles collisions (mW/cm).

The temperature profile $T_g(x)$ can be found by numerical integration of the heat equation in one dimension, it similar to the manner described in [7].

$$K \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{cathode} = \left(\frac{2\alpha}{2-\alpha} \right) C_p m_p \Delta T_s \frac{n_s v_s}{4} \tag{7}$$

In (7) α is the accommodation probability of the particles on the surface, n_s the particles density near the surface, m_p the particles mass, C_p the heat capacity of the gas at constant pressure and ΔT the temperature jump between the gas temperature T_s and the surface temperature T_c . The values of the thermal accommodation coefficient equal 0 in the limit an reflected particles energy and equal the wall temperature) between 0 (100% pure elastic reflection) and 1 (100% thermal accommodation: the reflected particles energy equal to the wall temperature) [8].

In our simulation we used Fortran code for solve one dimensional fluid model and heat equation.

IV. RESULTS AND DISCUSSION

The results presented in this section, comes one-dimensional simulation of xenon glow discharge.

The magnitude of the electric field for two values of secondary emission coefficient (γ), is shown in fig.1. This field begins to falls in the sheath region and goes through

TABLE I
CONDITIONS DISCHARGE

Quantity	Values
Pressures	400 torr
Applied Voltage	1.5 kV
Inter-electrodes gap	0.5 cm
Pre-ionization density	10^8 cm^{-3}
Secondary emission coefficient	0.05

zero, this caused by the electric field

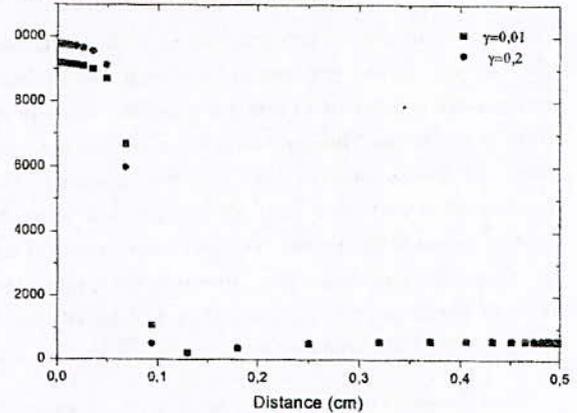


Fig. 1. Electric field profile as a function of gap distance

In Fig.2, we present the ion current density deposited at the cathode, this density increases with multiplication due to the ions arriving at the cathode sheath.

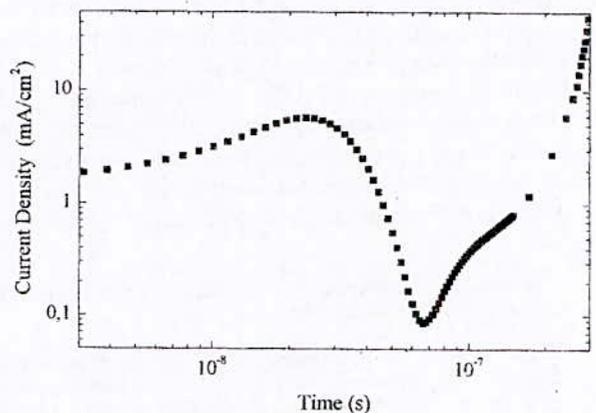


Fig2. Temporal variation of the total current density deposited in the cathode.

The density profile is shown in Fig.3. This density decrease with distance from its maximum to the anode because the new electron multiply (or avalanche) when drifting across the gap toward the anode, the plasma eventually becomes partially conducting on the anode side.

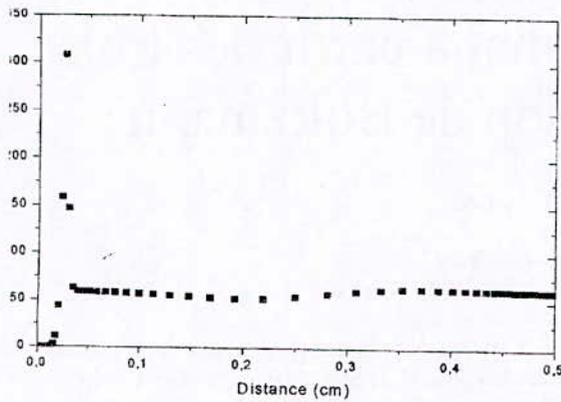


Fig.3. Electron density profile variation with gap discharge

The variation of electron deposited power versus the gap distance is indicated in Fig.4. The maximum is inside the cathode sheath.

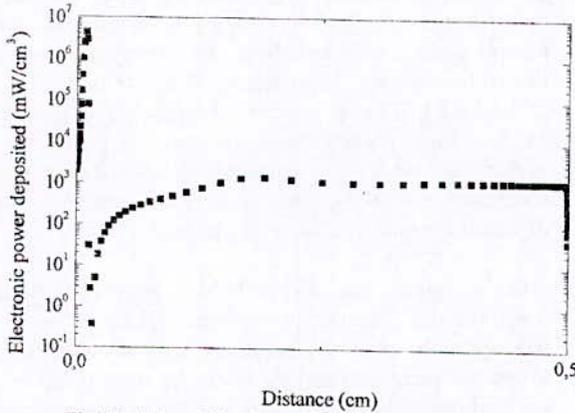


Fig4. Variation of the electron power deposited versus the gap distance.

The variation of electron deposited power versus the gap distance is indicated in Fig.4. The maximum is inside the cathode sheath.

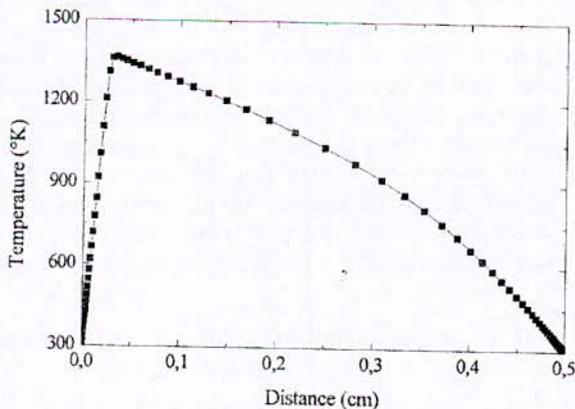


Fig5. Gas temperature profile calculated for $\alpha=1$

The evolution of the temperature profile in different discharge zones is presented in Fig.5. These temperatures

reach a maximum value of about “1367 (K)” for a distance “0.029 (cm)” inside the sheath. By comparing this result using Xenon gas with other works [9], [10], [11] which use Argon gas, we can see that the difference in the temperature values appears largely.

V. CONCLUSION

This work presents a contribution to the study of the gas heating in glow discharge for excimer lamps. This study is executed using a one-dimensional fluid numerical modeling. It is based on the resolution of the continuity and momentum transfer equations coupled with Poisson’s equation. From this model, we calculate the current density, the electron and ion densities, and the deposited power by electrons. In order to obtain the profile of temperature during the discharge, we solve the heat transport equation. This manner allows us to see the gas heating effect on the current-tension characteristics. We conclude from this work that the elevated values of the electric field and the ion current density in the sheath lead to the high power of ions in this region. The ions accelerated by the electric field are responsible of heating phenomenon in the cathode region. The most energy of those ions can be lost by neutral gas collision or by deposition on cathode. The gas heating source term is purely local (Joule) due only to the ions current in the sheath. The results obtained made it possible to achieve a maximum value of temperature about “1367 (K)” for a distance “0.029 (cm)” in the cathode region.

VI. REFERENCE

- [1] R.P.Mildren and R.J.Carman, J. phys.D:Appl. Phys.34, 2001, L1- L2.
- [2] U.Kogelschatz, B.Eliason and W.Egli, J.Physique IV7,47-65 and references therein.
- [3] A. Yokatani, N. Takezoe, K. Kurosawa, T. Igarashi, and H. Matsuno, Appl. Phys. Lett. 69, p1399, 1996.
- [4] D.B Graves, J.Appl.Phys. 62, 88 ,1987.
- [5] I.Revel, Doctorate Thesis, Paul Sabatier University, Toulouse (France 1999).
- [6] G.M.Tuner, J.Vac.Sci.Technol.A 13, 4, 1995.
- [7] I. Bogaerats, R. Gijbels and V.Serikov, J. Appl.Phys.87, 8334, 2000.
- [8] D. W. Hoffman, J. Vac. Sci. Technol. A 3, 561, 1985.
- [9] S. Medina, K. Yanallah, L.Mehdaoui, A. Belasri, Plasma Devices and Operations. 13,pp 1-7 , 2005.
- [10] Z. Donko , Phys. Rev. E 64 , 026401 , 2001.
- [11] J. P.Bœuf, Phys. Rev A 36, 2782 ,1987.

Modélisation Bidimensionnelle d'une Décharge Luminescente Subnormal à partir des trois moments de l'équation de Boltzmann

A. Bouchikhi*, A. Hamid**

* Université de Saida, Algérie

** Université des Sciences et de la Technologie d'oran, Algérie

Abstract—The aim of this article is to model, of a low-pressure DC subnormal glow discharge in a two-dimensional Cartesian geometry. The characteristic of the discharge are obtained as from the three moments of the Boltzmann equation, they acts of the continuity equation, the momentum transfer and energy equations. The equations system for the different of charged particle present in gas is coupled in a self-consistent way with Poisson's equation. This configuration we permit to take into account the transverse expansion of the discharge. One can deduce from these distributions the current of the discharge and the power dissipated in the plasma reactor. The test of validity is realized in carrying out a comparison with work resulting from the literature [1]. The characteristics of the subnormal glow discharge in argon (densities, field and potential and electron temperature) are presented in this paper.

Key words—subnormal Glow discharge, Boltzmann equation, electron temperature, Poisson's equation

Résumé—Le but de cet article est de modéliser, la décharge lumineuse subnormal DC basse pression dans une géométrie cartésienne bidimensionnelle. Les caractéristiques de la décharge sont obtenues à partir des trois moments de l'équation de Boltzmann ils s'agit de l'équation de continuité, la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie des électrons. Le système d'équations pour les différentes particules chargées présentes dans le gaz, est couplé d'une façon auto-cohérente avec l'équation de Poisson. Cette configuration nous permet de prendre en compte l'expansion transversale de la décharge. On peut déduire de ces distributions le courant de la décharge et la puissance dissipée dans le réacteur à plasma. Le test de validité est réalisé en effectuant une comparaison avec des travaux issus de la littérature [1]. Les caractéristiques de la décharge lumineuse subnormale dans l'argon (densités, champ, potentiel et température électronique) sont présentées dans ce papier.

Mots clés—décharge lumineuse, équation de Boltzmann, Température électronique, densité des particules chargées, équation de Poisson

I. INTRODUCTION

Notre étude s'insère dans le domaine de la physique des plasmas froids non thermiques. Ce type de milieu gazeux est composé d'un océan d'espèces neutres moléculaires et atomiques dans lequel se trouvent des particules chargées (électrons, ions positifs et négatifs) minoritaires très mobiles. Le plasma peut donc être caractérisé par:

-un faible degré d'ionisation ($n_e/N < 10^{-4}$ avec n_e densité électronique et N densité du gaz neutre).

-une température des particules chargées et en particulier celle des électrons (de quelques fractions d'év à quelques dizaines d'év) beaucoup plus grande que la température des espèces neutres qui reste pratiquement à la température ambiante.

Cette seconde propriété entraîne la production par impact électronique d'espèces excitées, ionisées et dissociées. Ce sont les propriétés de ces nouvelles espèces qui sont exploitées dans les diverses applications de la technologie plasma: lampes à décharge, lasers à gaz, pulvérisation et gravure par plasma, nitruration ionique, traitement de surface, systèmes de dépollution,.....

En raison de la puissance actuelle des moyens de calculs et de développement de méthodes numériques de plus en plus performantes, la modélisation et la simulation numérique, compléments indispensables à l'analyse expérimentale, tiennent une part importante dans l'étude des plasmas [2,3,4,5,6,7]. Elles permettent d'approcher le problème posé par une étude paramétrique qui donne la possibilité de faire varier des données pour comprendre les phénomènes dans des conditions nouvelles, et de trouver des conditions optimales de fonctionnement du procédé plasma.

On distingue généralement deux approches pour l'étude théorique des plasmas: une microscopique ou particulaire et une approche macroscopique ou hydrodynamique qui sont toutes les deux étroitement liées. Au niveau microscopique, les phénomènes sont analysés à l'échelle du libre parcours ou du temps de vol libre des différentes particules. Il est alors nécessaire de résoudre directement l'équation de Boltzmann relative à chaque espèce présente dans la décharge ou d'utiliser la méthode de simulation statistique de Monte Carlo. Elle nécessite la connaissance des sections efficaces de collision des particules. Le formalisme macroscopique est basé sur la résolution, pour les espèces ionisées ou excitées présentes dans le plasma, des équations de conservation classique de la densité, de la quantité de mouvement, de l'énergie,...qui sont en fait les moments de l'équation de Boltzmann. Cette seconde approche nécessite la connaissance des coefficients de transport et de réaction (c'est-à-dire de production ou de disparition des espèces présentes dans le plasma). Dans ce travail, nous nous intéressons plus particulièrement à cette deuxième approche.

II. PRESENTATION DU MODELE FLUIDE D'ORDRE DEUX

Le modèle utilisé dans ce travail est basé sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann. Ces trois moments sont les équations de continuité, de transfert de la quantité de mouvement et l'équation d'énergie des électrons qui sont couplées de façon auto-cohérente à l'équation de Poisson. Un modèle simple ne comportant que des électrons et des ions positifs Ar^+ (cas de l'argon) dans une géométrie

bidimensionnelle peut alors être constitué par le système d'équations suivant:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \phi_e = S \quad (1)$$

$$\phi_e = -\mu_e n_e \nabla V - D_e \nabla n_e \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \phi_i = S \quad (3)$$

$$\phi_i = \mu_i n_i \nabla V - D_i \nabla n_i \quad (4)$$

$$S = K_i N n_e \exp(-E_i / K T_e) \quad (5)$$

TABLEAU I
PARAMETRE DE TRANSPORT ELECTRONIQUE ET IONIQUE DANS L'ARGON

Symbole	Description	Valeur
d	Distance inter-électrodes	3,525 cm
R	Rayon de l'électrode	5,08 cm
N	Densité du gaz	2,83.10 ¹⁶ cm ⁻³
D _i	Diffusion ionique	10 ² cm ² s ⁻¹
μ _e	Mobilité électronique	2.10 ⁵ cm ² v ⁻¹ s ⁻¹
μ _i	Mobilité ionique	2.10 ³ cm ² v ⁻¹ s ⁻¹
K _i	Facteur pré-exponentiel	2,5.10 ⁻⁶ cm ³ s ⁻¹
E _i	Energie d'activation de l'ionisation	24 eV
T _e	Température électronique à la cathode	0,5 eV
V _{DC}	Potentiel appliqué	77,4 Volt
γ	Coefficient d'émission secondaire	0.046
H _i	Energie perdue par ionisation	15,578 eV

$$\Delta V = -\frac{|e|}{\epsilon_0} (n_+ - n_e) \quad (7)$$

où μ_e, μ_i, D_e, D_i, K_i, E_i, T_e, N et K=1.38062.10⁻²³ (J/K°) sont respectivement ; la mobilité électronique, la mobilité ionique, le coefficient de diffusion électronique, le coefficient de diffusion ionique, Facteur pré-exponentiel, Energie d'activation de l'ionisation, la température des électrons, la densité de gaz et la constante de Boltzmann. E représente le champ électrique.

Les équations d'énergies des électrons sont données par les relations suivantes:

$$\frac{\partial n_e \epsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla \phi_e = S_\epsilon \quad (8)$$

$$\phi_e = -\mu_e n_e \epsilon_e \nabla V - D_e \nabla n_e \epsilon_e \quad (9)$$

$$S_\epsilon = -\phi_{eL} E_L - \phi_{eT} E_T - K_i N n_e \exp(-E_i / K T_e) H_i \quad (10)$$

Avec:

$$\phi_{eL} = -\mu_e E_L n_e - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x}$$

$$\phi_{eT} = -\mu_e E_T n_e - D_e \frac{\partial n_e}{\partial y}$$

Avec:

• φ_{eL} est le flux électronique longitudinal suivant l'axe X

• φ_{eT} est le flux électronique transversal suivant l'axe Y

$$E_L = -\frac{\partial V}{\partial x}$$

$$E_T = -\frac{\partial V}{\partial y}$$

Où:

- E_L est le champ électrique longitudinal suivant l'axe X
- E_T est le champ électrique transversal suivant l'axe Y

Avec ε_e, Φ_e, H_i sont respectivement l'énergie des électrons, le flux d'énergie électronique et Energie perdue par ionisation

Le tableaux I regroupe toutes les données de base et les paramètres de transport utilisés dans notre code 2D.

III. CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES

La figure 1 représente la géométrie du réacteur à étudier. La distribution initiale des densités électronique et ionique forme une gaussienne [8], elle est donnée par la relation suivante:

$$n_e = n_i = 10^7 + 10^9 (1 - x/L)^2 (x/L + (1 - y/2R)^2 y/2R)^2$$

La distribution initiale de la température électronique est prise constante et égale à 1 eV.

Nous avons respecté les conditions suivantes:

- La densité électronique à l'anode est égale à zéro
- Les densités électronique et ionique sont égales à zéro sur les parois diélectriques
- Le potentiel électrique est suivi la condition de

$$\text{Neumann } \frac{\partial V}{\partial y} = 0$$

IV. DISCRETISATION DES EQUATIONS DE TRANSPORT

L'équation de transport à résoudre est de la forme suivante:

$$\frac{\partial n(x, y, t)}{\partial t} + \frac{\partial \Phi(x, y, t)}{\partial x} + \frac{\partial \Phi(x, y, t)}{\partial y} = S \quad (11)$$

Le schéma numérique adopté dans notre modèle est similaire à celui décrit par Scharfetter et Gummel dans le contexte du transport des électrons dans les semi-conducteurs [9]. Brièvement, les flux d'ions et d'électrons sont discrétisés par la méthode des différences finies en utilisant un schéma exponentiel. Le système d'équations est linéarisé et intégré implicitement. Le pas d'intégration dans le temps est pris constant.

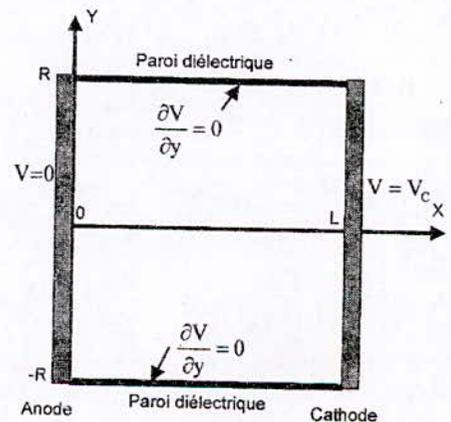


Fig. 1. domaine d'étude du modèle 2D avec les conditions aux limite du potentiel

L'équation (11) peut se mettre sous la forme discrétisée suivante :

$$\begin{aligned}
 & n_{i-1,j}^{k+1} \left[\frac{D \exp T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp T_2)} T_2 \right] + \\
 & n_{i,j}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} - \frac{D \exp T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp T_1)} T_1 - \frac{D T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp T_2)} \right. \\
 & \left. - \frac{D \exp T_3}{\Delta y^2 (1 - \exp T_3)} T_3 - \frac{D T_4}{\Delta y^2 (1 - \exp T_4)} \right] + \\
 & n_{i+1,j}^{k+1} \left[\frac{D T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp T_1)} \right] + n_{i,j-1}^{k+1} \left[\frac{D \exp T_4}{\Delta y^2 (1 - \exp T_4)} T_4 \right] \\
 & + n_{i,j+1}^{k+1} \left[\frac{D T_3}{\Delta y^2 (1 - \exp T_3)} \right] = \frac{n_{i,j}^k}{\Delta t} + S_i^k \quad (12)
 \end{aligned}$$

Avec

$$T_1 = -\delta \frac{\mu}{D} (V_{i+1,j}^k - V_{i,j}^k)$$

$$T_2 = -\delta \frac{\mu}{D} (V_{i,j}^k - V_{i-1,j}^k)$$

$$T_3 = -\delta \frac{\mu}{D} (V_{i,j+1}^k - V_{i,j}^k)$$

$$T_4 = -\delta \frac{\mu}{D} (V_{i,j}^k - V_{i,j-1}^k)$$

Ou: $\delta = -1$ pour les électrons
 $\delta = 1$ pour les ions positifs

La discrétisation de l'équation d'énergie nous donne la forme suivante:

$$\begin{aligned}
 & n_e \varepsilon_{ei,j}^{k+1} \left[\frac{5}{3} \frac{D \exp T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp T_2)} T_2 \right] + \\
 & n_e \varepsilon_{ei,j}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} - \frac{5}{3} \frac{D \exp T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp T_1)} T_1 - \frac{5}{3} \frac{D T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp T_2)} \right. \\
 & \left. - \frac{5}{3} \frac{D \exp T_3}{\Delta y^2 (1 - \exp T_3)} T_3 - \frac{5}{3} \frac{D T_4}{\Delta y^2 (1 - \exp T_4)} \right] + \\
 & n_e \varepsilon_{ei+1,j}^{k+1} \left[\frac{5}{3} \frac{D T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp T_1)} \right] + n_e \varepsilon_{ei,j-1}^{k+1} \left[\frac{5}{3} \frac{D \exp T_4}{\Delta y^2 (1 - \exp T_4)} T_4 \right] \\
 & + n_e \varepsilon_{ei,j+1}^{k+1} \left[\frac{5}{3} \frac{D T_3}{\Delta y^2 (1 - \exp T_3)} \right] = \frac{n_e \varepsilon_{ei,j}^k}{\Delta t} + S_{\varepsilon_{ei,j}}^k \quad (13)
 \end{aligned}$$

L'équation de Poisson est discrétisée par la méthode des différences finies centrées :

$$\frac{V_{i,j-1} + V_{i,j+1}}{\Delta y^2} + \frac{V_{i-1,j} + V_{i+1,j}}{\Delta x^2} - 2V_{i,j} \left(\frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta x^2} \right) = \rho \quad (14)$$

Avec $\rho = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e)$

Le système d'équation obtenue (12, 13, 14) après discrétisation de l'équation de transport où/et l'équation d'énergie et l'équation de Poisson ne sont pas tridiagonale, sa résolution est effectuée par la méthode de sur relaxation combiné à l'algorithme de Thomas.

V. RESULTATS ET DISCUSSION

Dans ce paragraphe, les résultats sont donnés pour une décharge luminescente subnormal à basse pression entre deux électrodes planes et parallèles dans l'argon. Les distributions bidimensionnelles du potentiel, du champ électrique, de la densité des particules chargées et de la température électronique à l'état stationnaire sont présentées pour illustrer le comportement de la décharge.

Les figures 2 et 3 représente les distributions spatiales en 2D et les courbes de niveaux des densités électronique et ionique à l'état stationnaire de la

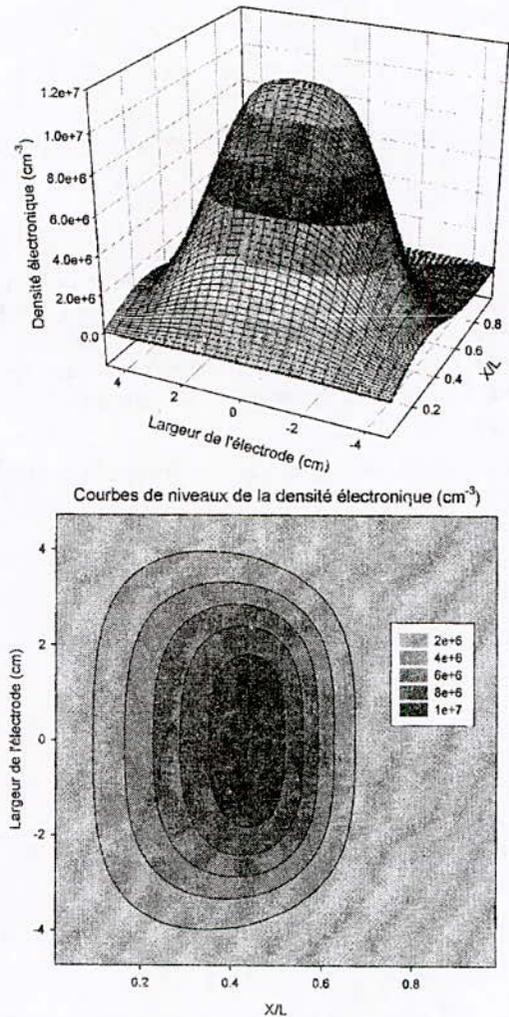


Fig. 2. Présentation en 2D et en courbes de niveaux de la distribution spatiale de la densité électronique à l'état stationnaire décharge, montrent clairement deux régions distinctes qui se comportent comme la chute cathodique et la région anodique d'une décharge luminescente subnormal. La première région est caractérisée par une densité électronique négligeable par

rapport à la densité des ions. Il existe en effet une charge d'espace importante dûe au fait que les électrons se propagent beaucoup plus rapidement que les ions et s'éloignent de la région cathodique rapidement (leur vitesse de dérive est beaucoup plus importante que celle des ions).

Sur les figures 4, 5 et 6 sont représentées respectivement les variations spatiales en 2D et les courbes de niveaux du potentiel électrique, du champ longitudinal et transversal. Nous remarquons une chute de potentiel importante dans la région cathodique. À cause de la valeur de la densité de charge d'espace nette qui tend vers une valeur importante.

électrons et les ions sont ramenés sans cesse vers l'intérieur de la décharge tant que celle-ci reste établie.

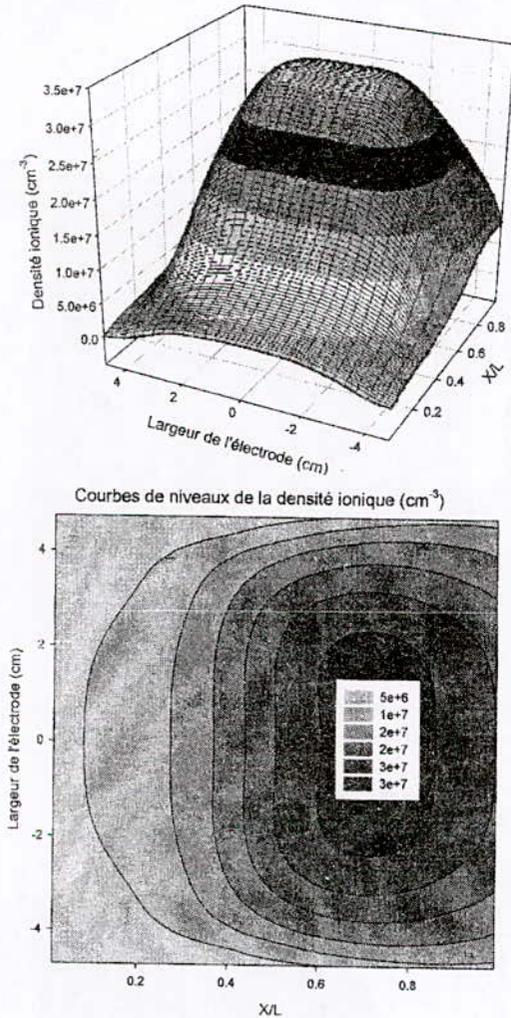


Fig. 3. Présentation en 2D et en courbes de niveaux de la distribution spatiale de la densité ionique à l'état stationnaire

La composante longitudinale du champ électrique est linéaire dans la région de la chute cathodique à cause de la chute du potentiel.

La distribution du champ transversal, c'est-à-dire le champ perpendiculaire au sens de déplacement naturel des particules chargées. Elle montre que le champ transversal n'est pas négligeable. Ce champ est comme prévu symétrique par rapport à la direction des particules chargées. Il change de signe de part et d'autre de cette direction. Cela signifie que ce champ transversal fait dériver vers le centre de la décharge les particules chargées qui ont tendance à s'écarter de son axe de déplacement par diffusion ionique et électronique. Les

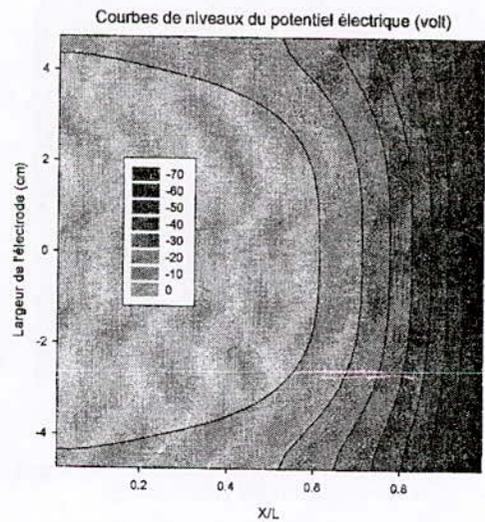
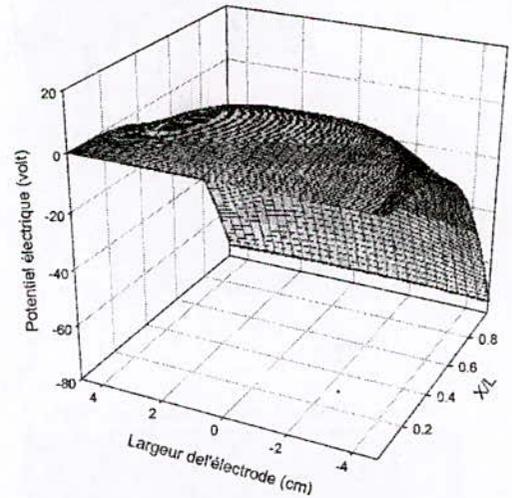


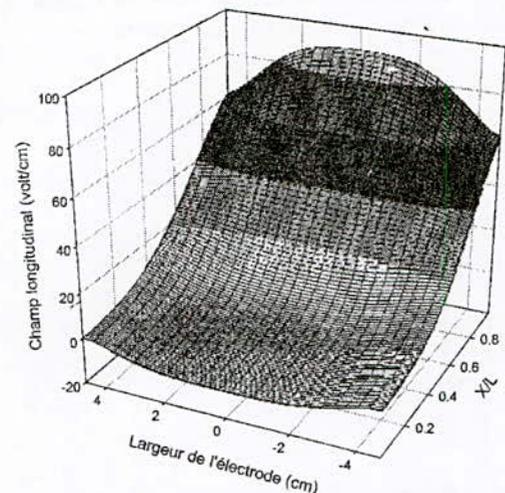
Fig. 4. Présentation en 2D et en courbes de niveaux de la distribution spatiale du potentiel électrique à l'état stationnaire

La distribution spatiale de la température électronique (figure 7) montre que les électrons dans la région cathodique sont plus énergétiques à cause de la présence d'un champ longitudinal intense. Cette énergie accélère leurs déplacements vers la région anodique.

VI. TEST DE VALIDITE DANS L'ARGON

Pour valider la méthode numérique de résolution des équations macroscopiques, nous avons étudié l'évolution de la décharge luminescente dans les mêmes conditions que

Lin et al [1]. Cette décharge intervient entre deux électrodes planes et parallèles.



Courbes de niveaux du champ longitudinal (volt/cm)

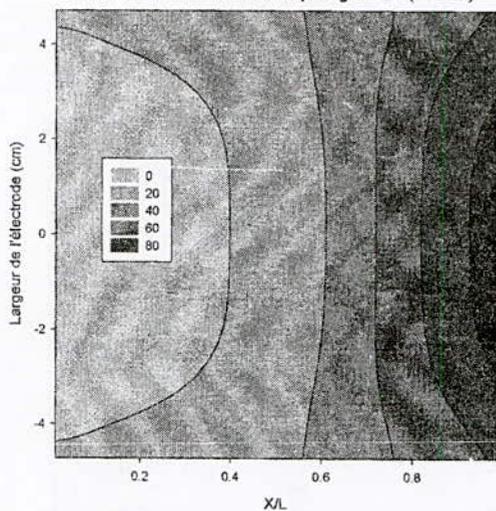
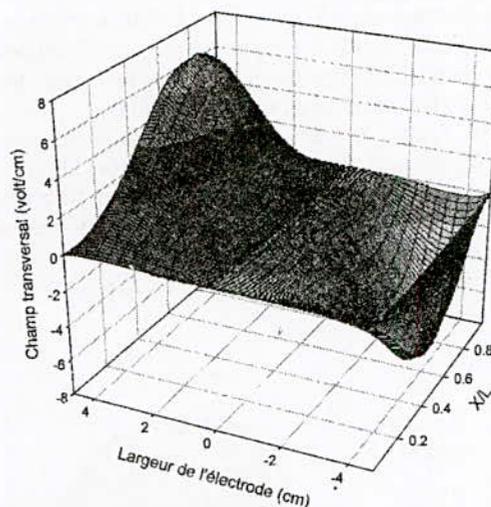


Fig. 5. Présentation en 2D et en courbes de niveaux de la distribution spatiale du champ longitudinal à l'état stationnaire



Courbes de niveaux du champ transversal (volt/cm)

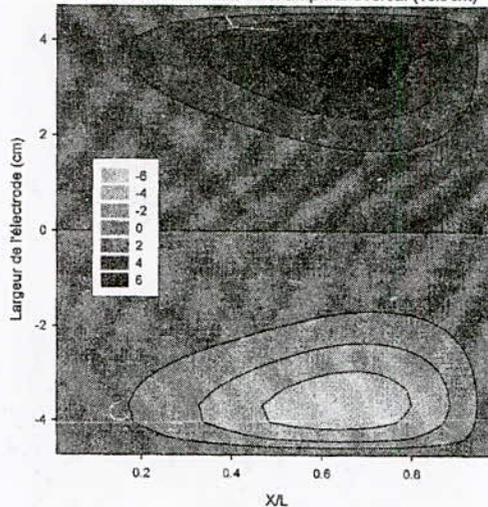
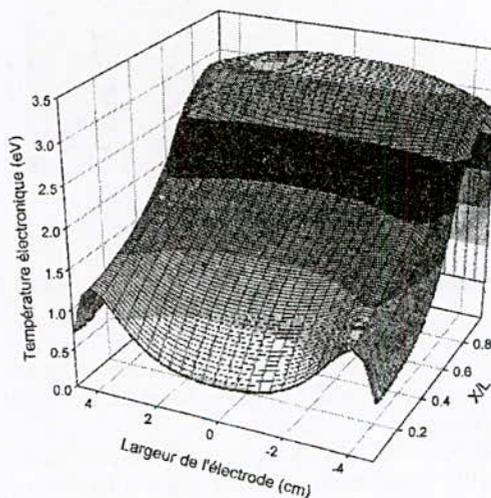


Fig. 6. Présentation en 2D et en courbes de niveaux de la distribution spatiale du champ transversal à l'état stationnaire

Les figures 8, 9 et 10 représentent respectivement les distributions spatiales en régime stationnaire des densités ionique et électronique, du potentiel et la température électronique.

Les résultats obtenus au milieu des électrodes dans une configuration bidimensionnelle sont comparés à ceux de la configuration monodimensionnelle de Lin et al, en remarque que le potentiel électrique et la température électronique issues du notre modèle sont confondus avec celles obtenue par Lin, tandisque les densités électroniques et ioniques sont légèrement supérieures à celles des distributions de Lin et al à cause de l'absence de la colonne positive.



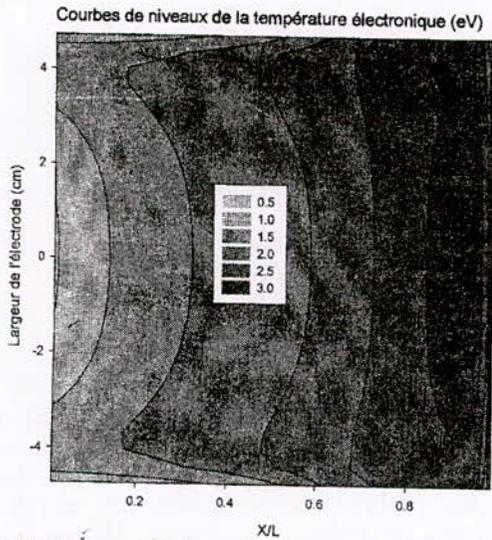


Fig. 7. Présentation en 2D et en courbes de niveaux de la distribution spatiale de la température électronique à l'état stationnaire

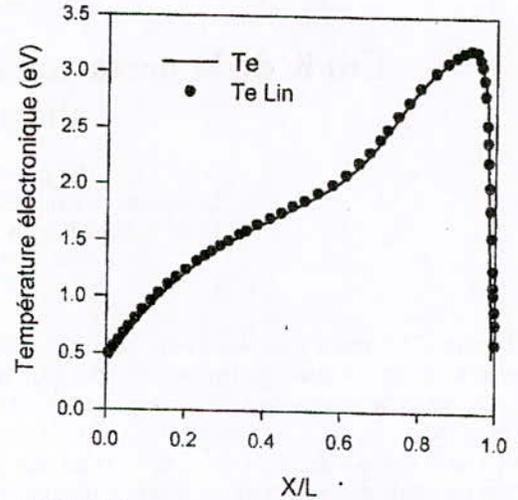


Fig. 10. Distribution spatiale de la température électronique sur l'axe de symétrie

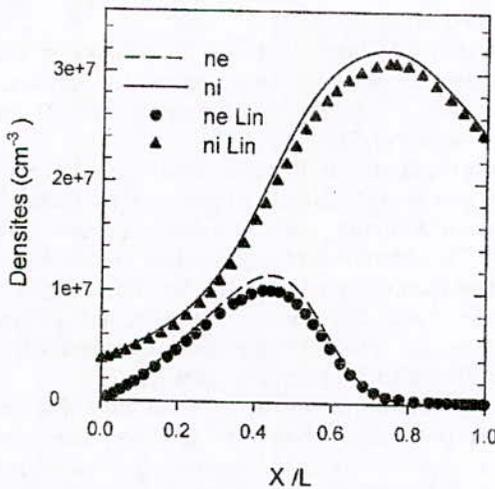


Fig. 8. Distribution spatiale des densités ionique et électronique sur l'axe de symétrie

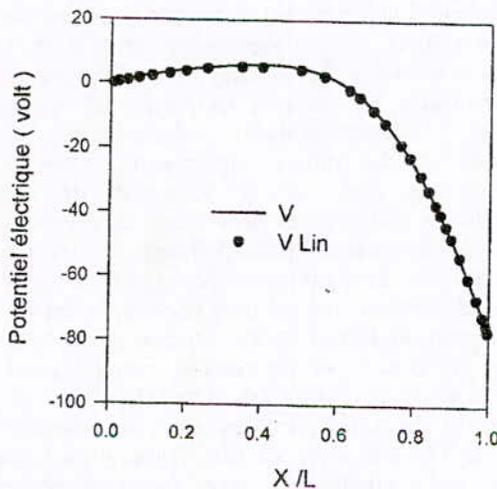


Fig. 9. Distribution spatiale du potentiel électrique sur l'axe de symétrie

VII. CONCLUSION

Dans cette article nous avons développé un code numérique 2D de la décharge luminescente subnormal basse pression entretenue par émission secondaire à la cathode. Pour une géométrie cartésienne bidimensionnelle, cette configuration nous a permis de prendre en compte l'expansion transversale de la décharge. De ce fait les propriétés présentées traduisent de façon plus réaliste le comportement de la décharge. Sur les figures 2 à 7 nous avons pu voir les distributions spatiales des densités électroniques et ioniques, du potentiel, de la température électronique et des champs transversal et longitudinal. Les résultats présentés ont été validés en les comparant à des résultats issus de la littérature (figures 8 à 10).

REFERENCES

- [1] Yi-hung Lin, Raymond A. Adomaitis, "A global basis function approach to DC glow discharge simulation", *Physics letters, A* 243, 142-150, (1998).
- [2] M. Meyyappan and J.P.L Kreskovsky 'Glow discharge simulation through solutions to the Boltzmann transport equation', *J.Appl. Phys.* 68(4), p1504 (1990).
- [3] A. Bogaerts et R. Gijbels, 'Hybrid Monte Carlo-fluid model of a direct current glow discharge', *J.Appl. Phys.* 78(4), p2233 (1995).
- [4] A. Bogaerts et R. Gijbels, "Role of sputtered Cu atoms and ions in a direct current glow discharge : combined fluid and Monte Carlo model", *J. Appl. Phys.* 79 (3), p1279 (1996).
- [5] A. Bogarts and R. Gijbels, 'Computer Simulation of an Analytical Direct Current Glow Discharge in Argon: Influence of the Cell Dimensions on the Plasma Quantities, *J. Analytical Atomic Spectrometry*, Vol. 12 p751(1997).
- [6] Annemie Bogaerts - Renaat Gijbels, 'Three-dimensional modeling of a direct current glow discharge in argon: is it better than one-dimensional modeling?', *J. Anal. chem.* p331 (1997).
- [7] Ivan Revel, 'Simulation Monte Carlo des Particules lourdes dans une décharges luminescente basse pression', Thèse de doctorat de l'université de Toulouse, France (1999).
- [8] S. Park and D.J. Economou, *J.appl. Phys.* 68, 3904 (1990).
- [9] D. L. Scharfetter and H. K. Gummel, *IEEE Trans. Electron Devices* ED-16, 64 (1969).

Adresse des auteurs

A. BOUCHIKHI

E-Mail: bouchikhiabdelaziz@yahoo.fr

A. HAMID

E-Mail: hamidazedine@yahoo.com

Etude de la performance des écrans pollués sous tensions alternative et continue

*R. Boudissa, *S. Mouhoubi, **A. Haddad

*Laboratoire de Génie Electrique de Bejaia, Université A. Mira de Bejaia

**High Voltage Energy System Group, Cardiff University, England

Emails: raboudissa@yahoo.fr; ms8570@yahoo.com

Abstract - This paper investigates the influence of pollution severity on an insulating barrier on the AC and DC withstands voltages of a rod-plane air gap where the barrier is installed.

Tests were first performed with clean glass barriers and then when contaminated with uniform and non-uniform pollution layers. During this study, some geometric parameters of the barrier were taken into consideration; these include its position, its width as well as its surface conductivity. A comparison of the dielectric strength of the gap system with a clean and polluted barrier was conducted. The tests demonstrated very clearly that the insulating barrier contributes to strengthening the voltage withstand capabilities of non-uniform field air gaps when the barrier is dry and clean, and also when polluted and dry. However, this contribution is weak when the pollution layer on the barrier surface is wet, and in this case, it becomes necessary to clean the barrier if the insulating properties of the gap system are to be maintained.

Résumé - Cet article est consacré à l'étude, sous tensions alternative et continue, de l'influence du degré pollution d'un écran isolant sur la tenue électrique d'un intervalle d'air d'un système pointe-plan dans lequel il est inséré.

Les essais ont été réalisés avec des barrières propres en verre puis contaminées selon des modes de distribution de pollution uniforme et non uniforme. Lors de cette étude, des paramètres géométriques de la barrière telles que sa position et sa largeur ainsi que l'effet de sa conductivité superficielle sur la performance du système dans lequel elle était insérée, ont été pris en considération.

Une comparaison des taux d'augmentation de la tenue électrique du système dans les cas d'une barrière propre ensuite polluée a été effectuée.

Il en ressort que la barrière isolante contribue très bien à l'amélioration de la tenue du système d'électrodes à champ non uniforme dans lequel elle est positionnée lorsqu'elle est propre et sèche, encore quand elle est polluée mais asséchée, mais à un degré très faible dans le cas d'une pollution humide sur sa surface. Dans ce dernier cas des mesures de dépollution de celle-ci deviennent impératives si un isolement nécessaire du système suscité est exigé.

Mots clés - configuration pointe-écran-plan, pollution uniforme et non uniforme, tensions disruptives alternative et continue, barrière isolante et conductrice, décharge électrique

I. INTRODUCTION

En technique d'isolation, l'air est souvent utilisé comme diélectrique pour assurer un isolement entre conducteurs ou entre conducteurs et le sol des lignes aériennes ou bien entre les parties métalliques actives et mises à la terre de divers équipements électriques. Parmi toutes les configurations rencontrées seul l'intervalle d'air du système pointe-plan présente une plus faible rupture diélectrique.

L'utilisation des barrières s'avère alors nécessaire lorsqu'il y a lieu d'augmenter la rigidité diélectrique en réduisant les distances d'isolement.

Les principales applications des barrières concernent l'utilisation d'écrans isolants entre les contacts des disjoncteurs à gaz, les interrupteurs de HT et les transformateurs [1, 2].

Des investigations sur la performance de tels écrans ont montré que la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air à champ non uniforme peut être nettement améliorée par le biais de l'insertion de barrières isolantes propres et sèches à l'intérieur d'un tel système [3, 4]. En effet, dans ce cas de figure le champ électrique initial subit une déformation importante en entraînant une nette augmentation de la tension disruptive du système en question.

Cependant, lorsque ces barrières sont installées dans des sites où règne une importante pollution atmosphérique (marine, industrielle ou désertique), leurs surfaces deviennent le siège de dépôts composés d'un mélange de poussières diverses et de sels minéraux. Par temps sec, ces rejets atmosphériques naturels ou artificiels n'entraînent normalement ni la diminution de la rigidité diélectrique des systèmes utilisés ni la dégradation de l'isolation des barrières considérées. Par contre, l'humidification de ces dépôts polluants, par variation temporelle des valeurs des grandeurs météorologiques (température, taux d'humidité,...) du milieu environnant, provoque la dissolution des sels et la formation de couches électrolytiques conductrices de courant électrique sur les surfaces des barrières isolantes polluées. Il en résulte une modification de la répartition du potentiel dans l'intervalle d'air de tels systèmes, ce qui peut favoriser la formation et le développement de décharges électriques glissantes sur les surfaces des écrans pollués suscités, pouvant progresser jusqu'à l'amorçage total de l'intervalle d'air de ces systèmes, et par conséquent, entraîner, de nouveau, une diminution très importante de leur rigidité diélectrique [1, 2]. Un tel comportement peut même s'avérer très défavorable pour le système avec barrière par rapport à celui sans celle-ci, lorsque les dimensions, la position de la

barrière sont mal estimées et le degré de pollution de la barrière isolante contaminée dépasse une certaine valeur limite à déterminer et pour laquelle des mesures de dépollution de celle-ci doivent être prises impérativement.

Les multiples raisons susmentionnées justifient le but principal visé par cet article et consistant en l'étude de l'effet du degré de sévérité de pollution d'une barrière isolante contaminée sur la tension de disruption d'un intervalle d'air à champ non uniforme du système ainsi créée et lorsque celui-ci est soumis aux tensions alternative et continue. En tant que paramètres essentiels caractérisant particulièrement le système étudié, ont été pris en considération, la position, les dimensions et le degré de sévérité de pollution de la barrière isolante ainsi que la nature et la polarité de la contrainte de tension qui lui est appliquée.

II. TECHNIQUE EXPERIMENTALE

Le modèle expérimental, illustré par la figure 1a, est composé d'une tige pointue, d'une barrière plane et d'un plan. L'électrode haute tension est constituée d'une tige cylindrique en acier de 10 mm de diamètre et de 50cm de longueur. Celle-ci est terminée par une pointe conique en bronze ayant un angle de 30° et de 0.1mm de rayon de courbure. L'électrode mise à la terre est un plan carré de 50cm de coté et de 1.5mm d'épaisseur. Celui-ci est calé sur un support isolant en bois, lequel est déposé sur une table en bois, à 1 m du sol. Les barrières isolantes utilisées dans notre cas sont en verre, de forme carrée de 5mm d'épaisseur et de longueur variable (10 à 25cm). Le maintien en parallèle des différentes barrières par rapport aux électrodes de base a été réalisé par le biais de huit fils isolants (nylon) attachés à un support en bois (Fig.1b).

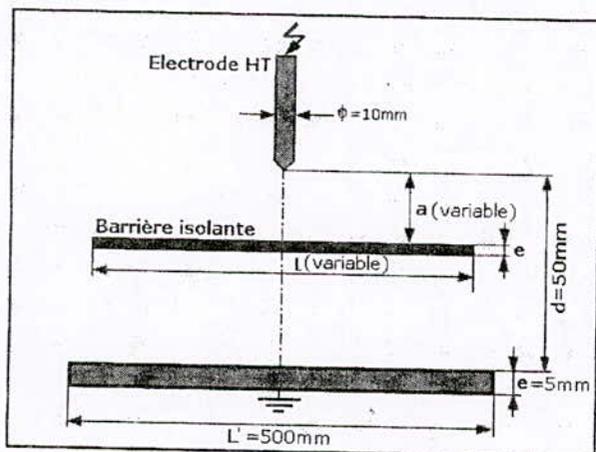


Fig. 1a. Dispositif expérimental

La mesure de la tension de disruption du système et la visualisation de la décharge électrique, évoluant dans l'espace interélectrode de celui-ci, ont été effectuées à l'aide des équipements schématisés sur la figure 2. Le circuit de mesure de la tension de disruption du système considéré est

composé d'un transformateur (Tr) qui peut délivrer à son secondaire une tension alternative maximale de 135 kV, redressée par la diode D et dont la variation temporelle de sa rampe peut être obtenue automatiquement à l'aide de l'appareil de commande SG. La tension d'essai est lue directement sur le voltmètre de crête MU11 (DC/AC) à affichage digital. Notre objet d'essai est connecté aux bornes de la résistance de protection Ra et du diviseur de tension résistif (Ro, Ru).

Le circuit de visualisation est constitué d'un Caméscope numérique pour l'enregistrement des différentes phases de la décharge électrique se développant dans l'espace interélectrode du système et d'un PC pour une meilleure observation et analyse de celle-ci.

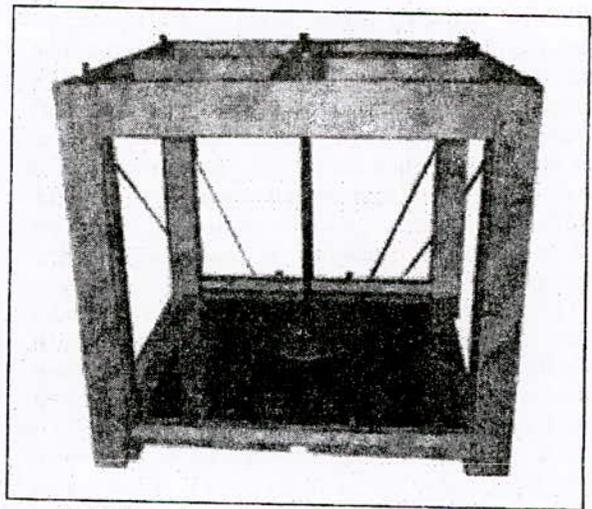


Fig. 1b. Photo du modèle avec écran circulaire conducteur

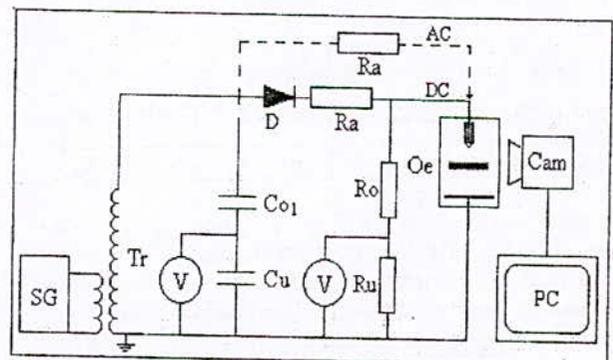


Fig. 2. Schéma de mesure et de visualisation

SG: Appareil de Commande manuelle ou automatique du transformateur; Tr: Transformateur HT; Cam: Caméscope numérique; PC: Ecran de PC

La solution polluante est composée d'un mélange d'eau distillée ou de robinet, selon la conductivité volumique souhaitée, de 40g de kaolin par litre d'eau pour l'épaississement de la couche et de chlorure de sodium dont la proportion est déterminée selon la conductivité volumique désirée de la solution dont la valeur choisie est lue directement par le conductimètre illustré par la figure 3a.

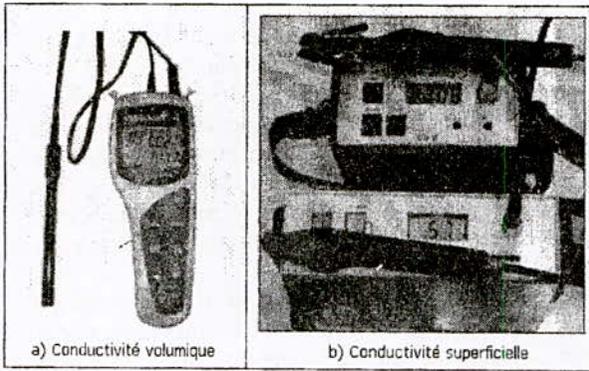


Fig. 3. Appareils de mesure de conductivités volumique et superficielle

Deux différents modes de distribution de la pollution sur la surface de la barrière isolante, à savoir les répartitions uniforme (six faces de l'écran isolant contaminées) et non uniforme (une seule face de la barrière isolante polluée, les autres propres et sèches) de dépôts polluants, ont été expérimentés. L'application de la couche de pollution sur la barrière est réalisée à l'aide d'une éponge maintenue toujours propre et sur laquelle est apportée, au moyen d'une seringue, une quantité de pollution constante de 2 ml et cela après avoir bien remué celle-ci avant la prise, pour pouvoir évidemment la garder homogène tout au long de nos essais. La mise sous tension d'essai du système d'électrodes considéré est effectuée immédiatement après l'application de la pollution de la barrière pour éviter l'assèchement naturel de celle-ci. Avant chaque nouvel essai, la barrière est nettoyée et rincée à l'eau puis séchée.

La mesure de la conductivité superficielle de la barrière isolante contaminée est effectuée au moyen d'un conductimètre à sonde mobile (Fig.3b) [5]. Les différentes conductivités volumiques et superficielles utilisées dans notre étude sont résumées dans le tableau 1.

Tableau 1
Valeurs des conductivités volumiques et superficielles

σ_v ($\mu S/cm$)	30	250	500	1000	2000	3000	4000	5000
σ_s (μS)	0.35	0.59	1.16	1.63	2.03	3.17	4.12	4.97

Pour chaque degré de sévérité de pollution 25 tests de claquage de l'intervalle d'air du système ont été effectués. La valeur retenue de la tension de disruption est la moyenne arithmétique de l'ensemble de celles des tensions disruptives de la même série de mesure. Pour une distance interélectrode d égale à 5cm, il a été déterminé, d'abord, la longueur et la position de la barrière isolante et propre correspondant à une tension disruptive maximale de l'intervalle d'air du système considéré ensuite il a été étudié l'effet du degré de pollution d'une telle barrière prise dans cette position sur la tension d'amorçage de l'espace d'air de la configuration suscitée. Ces essais ont été appuyés par une visualisation comparative de l'évolution spatiale du phénomène électrique dans l'espace interélectrode du système lorsque la barrière est propre ou contaminée.

III. RESULTATS ET DISCUSSIONS

A. Effet de la barrière isolante à surface propre

Le terme "surface propre" définit une surfaces isolante non recouverte d'une couche étrangère, par comparaison à celle revêtue d'un dépôt polluant.

L'allure du taux d'augmentation de la tension disruptive alternative et continue du système avec barrière propre (\dot{U}_{pr}) par rapport à celui sans barrière (\dot{U}_{sb}), en fonction des dimensions et de la position de la barrière [$(\dot{U}_{pr}-\dot{U}_{sb})/\dot{U}_{sb}$], est illustrée respectivement par les figures 4, 5 et 6. Il résulte de la figure 4 qu'en alternatif, la valeur maximale du taux d'augmentation de la rigidité diélectrique du système, égale à 174,5% est obtenue quand la barrière est en contact avec la pointe sous tension ($a/d=0\%$) et pour une largeur de celle-ci égale à 25cm (Fig.4).

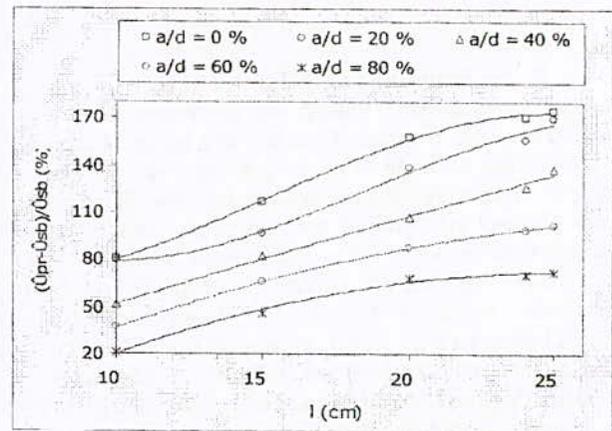


Fig. 4. $(\dot{U}_{pr}-\dot{U}_{sb})/\dot{U}_{sb} = f(l, a/d)$ en alternatif

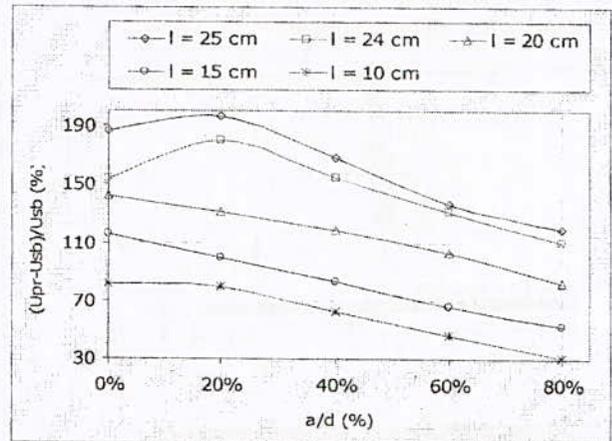


Fig. 5. $(U_{pr}-U_{sb})/U_{sb} = f(a/d, l)$ en continu positif

En tension continue positive un taux d'augmentation optimal de 196% est obtenu pour un couple de valeurs $l=25cm$ et $a/d=20\%$ des caractéristiques de la barrière (Fig.5). Pour des raisons de limitation de l'amplitude de la tension de la source un taux d'augmentation de 129,5% est obtenu pour une largeur égale à 15cm et la position $a/d=0\%$ de la barrière (Fig.6).

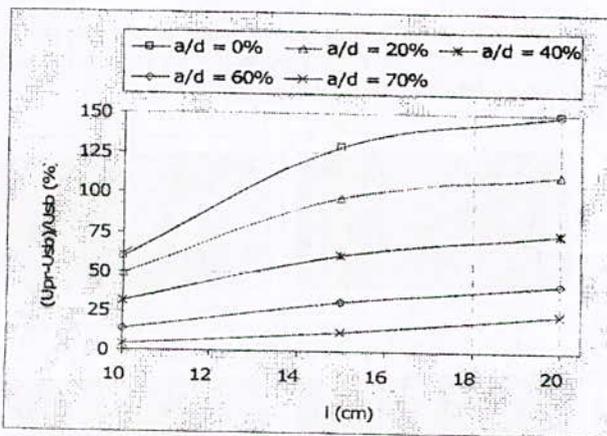


Fig. 6. $(U_{pr}-U_{usb})/U_{usb} = f(a/d, l)$ en continu négatif

A partir de ce point, ce taux décroît avec l'élévation de la position et la diminution de la largeur de la barrière pour atteindre presque la valeur de la rigidité de l'intervalle d'air sans cet écran. Ceci peut être expliqué par la décroissance de l'élongation du canal de la décharge électrique dans ce cas de figure.

Il est à remarquer que le canal de la décharge se développant dans l'intervalle d'air du système, empreinte très fréquemment un chemin oblique de l'électrode sous tension vers le bord de la barrière, puis du bord de celle-ci vers le plan (Fig.7).

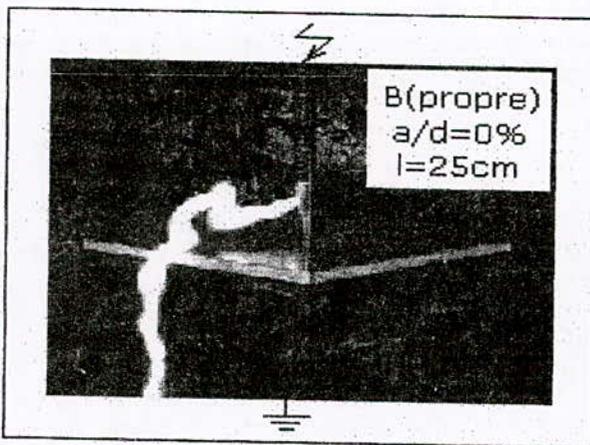


Fig.7. Chemin emprunté par la décharge dans l'intervalle d'air du système (pbp)

C. Effet d'une barrière à surface polluée

Il ressort des figures 8, 9, 10, 11 et 12 que quel que soit le mode de distribution de la pollution sur la barrière, le taux d'augmentation maximal de la tension disruptive de l'intervalle d'air du système avec barrière isolante polluée décroît très rapidement en fonction de la conductivité électrique superficielle de celle-ci, pour enfin atteindre une valeur limite fonction de la nature et de la polarité de la contrainte de tension appliquée.

Au-delà de cette limite la valeur de ce taux demeure constante indépendamment du degré de sévérité de pollution

de la barrière. Ces valeurs limites correspondent à celles obtenues en alternatif et en continu pour des barrières conductrices de même largeur et située à la même position que la barrière isolante et polluée expérimentée.

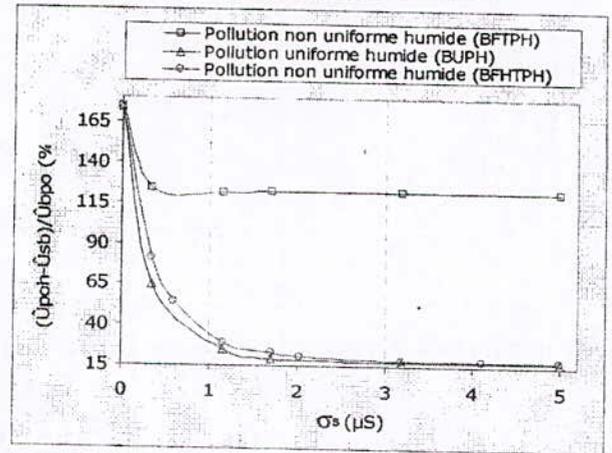


Fig. 8. $(U_{poh}-U_{usb})/U_{usb} = f(\sigma_s)$ en AC ($a/d=0\%$, $l=25cm$, pollution humide) BFHTPH: barrière face terre polluée et humidifiée; BUPH: barrière uniformément polluée et humidifiée; BFHTPH: barrière face haute tension polluée et humidifiée.

Une allure similaire du taux d'augmentation de la tension de disruption du système mais de valeur très légèrement inférieure à celle où la face polluée de la barrière est du côté HT, est obtenue lorsque la barrière est uniformément polluée sur toutes ses faces. Par contre lorsque la face polluée est du côté plan, ce taux est très proche de celui correspondant à la barrière propre et sèche (Fig.3).

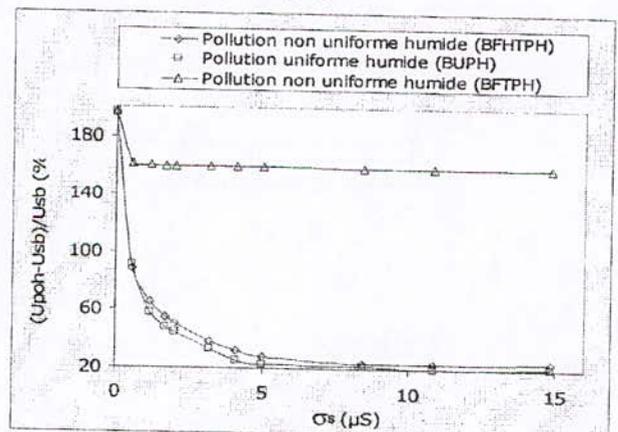


Fig. 9. $(U_{poh}-U_{usb})/U_{usb} = f(\sigma_s)$ en DC positif ($a/d=20\%$, $l=25cm$, pollution humide)

Dans le cas d'une barrière polluée et humidifiée, ce taux atteint, après une chute vertigineuse des valeurs susmentionnées, à la limite respectivement 18% (156% d'écart) en alternatif (Fig.8), 20 à 24% (172% d'écart) en continu positif (Fig.9) et enfin -5% en continu négatif (Fig.10) quel que soit le mode de distribution de pollution. Ces taux sont atteints pour des degrés de pollution de la barrière très faibles ($3\mu S$ en AC et DC négatif et $5\mu S$ en DC positif) [1, 6, 7].

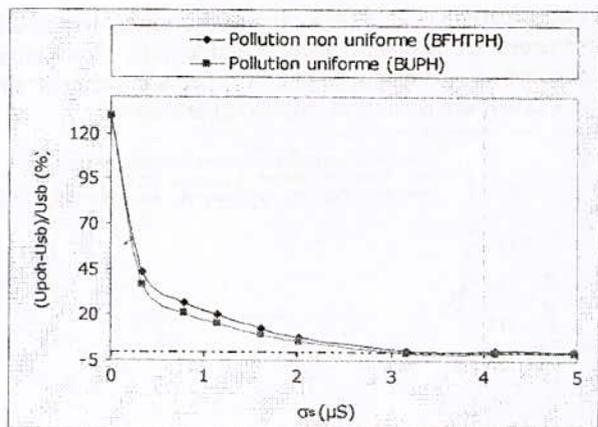


Fig. 10. $(U_{poh}-U_{sb})/U_{sb}=f(\sigma_s)$ en DC négatif ($a/d=0\%$, $l=15\text{cm}$, pollution humide)

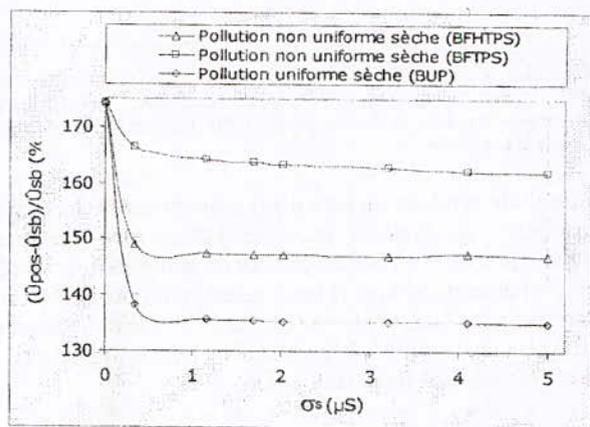


Fig. 11. $(\hat{U}_{pos}-\hat{U}_{sb})/\hat{U}_{sb}=f(\sigma_s)$ en AC ($a/d=0\%$, $l=25\text{cm}$, pollution sèche)

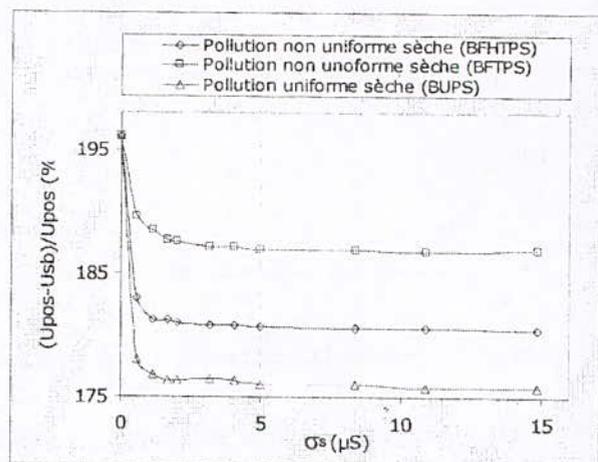


Fig. 12. $(\hat{U}_{pos}-\hat{U}_{sb})/\hat{U}_{pos}=f(\sigma_s)$ en continu positif ($a/d=0\%$, $l=25\text{cm}$, pollution sèche)

Par contre lorsque la barrière est polluée puis asséchée, la chute de ce taux par rapport au cas de la même barrière propre et sèche n'est, au maximum, que 40% en alternatif et 20% en continu positif. Donc des mesures impératives de

dépollution doivent être prises dans le cas de pollution humide même si niveau de pollution du site d'exploitation de ces barrières est très léger.

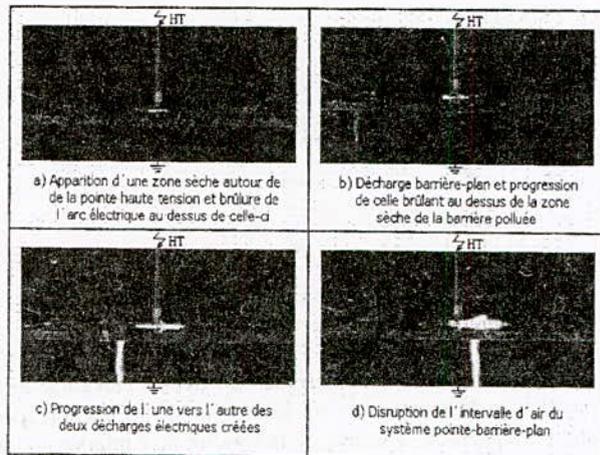


Fig. 13. Etapes de la décharge électrique dans le cas d'une barrière polluée

L'amorçage de l'intervalle d'air du système avec barrière polluée et humidifiée est régie par la progression de l'un vers l'autre de deux arcs électriques glissant sur la surface polluée de la barrière dont l'un prend naissance suite au claquage de l'intervalle d'air entre le plan mis à la terre et la barrière et l'autre émane de la pointe sous tension et cela quels que soient le mode distribution de la pollution sur la surface de la barrière et sa conductivité superficielle dans l'intervalle allant de 1 à 15 μS (Fig.13).

IV. CONCLUSION

L'objectif principal de ce travail expérimental était d'étudier l'effet, sous tensions pulsées et continue, d'une barrière isolante polluée sur la performance d'un petit intervalle d'air d'un système d'électrodes à champ non uniforme dans lequel elle était insérée.

Il découle de cette analyse les conclusions suivantes:

- L'insertion d'une barrière isolante dans un système à champ non uniforme joue un rôle d'obstacle électrique provoquant ainsi l'allongement de la décharge disruptive et par conséquent l'amélioration de la tenue électrique de celui-ci lorsque le couple de valeurs des ses caractéristiques (l et a/d) est judicieusement déterminé;
- Pour une distance interélectrode du système égale à 5cm, les couples de valeurs des caractéristiques de la barrière en verre, correspondant aux taux d'augmentation de rigidité diélectrique du système de 174,5% en AC et de 196% en DC positif, sont respectivement égaux à $a/d = 0\%$ et $a/d = 20\%$ pour une même longueur (25cm) de la barrière isolante propre.
- Pour une barrière polluée humidifiée (cas défavorable), ces taux chutent respectivement à 18% en AC et 20% en DC positif pour un degré de sévérité de pollution très faible de la barrière isolante. De ce fait le contrôle de la pollution des

barrières en tension continue devient impératif afin d'assurer un meilleur isolement du système.

V. REFERENCES

- [1] A. Boubakeur, "Influence des barrières sur la tension de décharge disruptive des moyens intervalles d'air pointe-plan", thèse de doctorat, 1979, Université de Varsovie, Pologne.
- [2] A. Beroual; A. Boubakeur, "Influence of barriers on the lightning and Switching Impulse strength of Mean Air Gaps in Point/Plane Arrangements", IEEE TI, Vol.26 n°6, December 1991.

- [3] Li. Ming; Mats Leijon and Tord Bengston, "Factors influencing barrier effects in air-gaps", Proc 9th Int. Symp. on High Voltage Engineering (ISH), Graz 1995, pp. 2168 (1-4).
- [4] M.V. Scolova, A.N. Zhukov, "Influence of barrier surface properties on the discharge in a narrow gas gap", 9th ISH, Graz 1995, S. 2899, pp1-4.
- [5] G04 du comité d'étude N°33: "Mesure de la sévérité de la pollution des sites et application au dimensionnement des isolateurs pour les réseaux à courant alternatif", Electra n°64, 1979.
- [6] A. Awad; H. Böhme, "Durchschlagsspannung inhomogener Funkenstrecken mit verschmutzten Barrieren", Elektrie 31, H1, 1977, P.35.
- [7] A. Awad, "Durchschlag von Luftfunkenstrecken mit verschmutzten Isolierstoffbarrieren". Elektrie 29, H10, 1975, P.559.

The Electromechanical Response and Dielectric Breakdown of Poly (Ethylene-2, 6-Naphthalene Dicarboxylate) (PEN) Thin Films Subjected to High Electric Fields

B. Yousfi¹, B.Zegnini^{1,2}, L. Boudou², and J. Martinez-Vega²

Abstract— Strong DC electric fields have been applied to Poly (ethylene 2, 6 naphthalene dicarboxylate) (PEN) thin films to study field-induced mechanical strains and electric breakdown. Amorphous and semi crystalline PEN samples were subjected to gradual increase constant electric stress for short durations up to their voltages breakdown. Tested samples with controllable rate of crystallinity were chosen to compare the behaviour of induced mechanical strain under high electric stress and dielectric breakdown using the both measurement facilities, the Marker Tracking Technique and Scanning Electron Microscope (SEM) to observe the incidence of damage on the sample surface via dielectric breakdown. As result this damage via the dielectric breakdown phenomenon occurs producing a hole on the sample surface. It should be noted that the diameter of this hole observed in the SEM depends on the rate of crystallinity. It was observed that the induced mechanical strain diminishes when the crystallinity increases, as well as the maximum voltage supported by the film before electrical breakdown.

Index Terms— Field induced strain, Marker Tracking Technique, organic insulator, electric breakdown, SEM, ageing, damage zone

I. INTRODUCTION

IN the domain of electronics and electrical engineering, Poly (ethylene 2, 6 naphthalene dicarboxylate) (PEN) is an aromatic polyester of the same chemical family as PET from which it differs only by the double aromatic naphthalate ring, instead of the single phenyl group in PET. The double aromatic ring of PEN provides higher glass transition temperature, higher rigidity and stiffness to the macromolecular chain, and improved oxygen and carbon dioxide barrier properties, compared with the corresponding of PET [1-3]. PEN is mostly used by the electromagnetic industry as base film support for thin gauge tapes for audio and video tapes and more recently in computer applications and in capacitors. The superior performance of PEN has been

proved insufficient for replacing PET from a number of applications because of its relative higher cost. It is used recently in electrical engineering as an insulator, as in the case of energy transport cables, or a dielectric as in capacitor manufacturing. The effect of thermal history upon the glass transition temperature and morphology of the samples was determined by means of Differential Scanning Calorimetry. The amorphous samples used were films of 25 μm thick. Semi-crystalline samples were then obtained by annealing the samples at 170°C for various durations [4]. The electromechanical response of the examined polymeric samples based on the computer tracking of successive positions of the four markers is directly related to their morphology. Optical observations of breakdown image captions in similar samples tested under the same conditions, two tested samples with different degrees of crystallinity were chosen to compare the behaviour of induced mechanical strain under high electric stress and dielectric breakdown using the both measurement facilities, the marker tracking technique and Scanning Electron Microscope (SEM) to observe the incidence of damages on the sample surface via dielectric breakdown

II. EXPERIMENTAL

Commercial PEN (Teonex TM) provided by Teijin DuPont Films (Luxembourg), in a sheets A4 format, were employed for experiments. The amorphous samples used were films of 25 μm thick. Semi-crystalline samples were obtained by annealing the samples at 170°C for various durations. As previously stated, such an annealing temperature was selected to obtain significant crystallinity rate within reasonable annealing durations. These thermal analyses were made with a thermo analyser TA Instruments Differential Scanning Calorimeter, DSC 2010. As received amorphous PEN specimens of about 12 mg sealed in aluminium pans at 10 °C/min controlled heating rate by subjecting them to a rise in temperature from 30° to 300°C to ensure the morphology status of the samples provided. The as-received amorphous PEN samples were first maintained at 160°C for 5, 10, 15, 30, 45, 60, 90, 120, 180 minutes. Then the samples were cooled down to 30°C with a cooling rate of 10°C /min and DSC thermograms were recorded from 30°C to 300°C at heating rate of 10°C/min. The knowledge of crystallization ΔH_c and

1- B. Yousfi, B. Zegnini, are with *Laboratoire d'études et Développement des Matériaux Semi-conducteurs et Diélectriques*, LeDMaScD, Université Amar Telidji de Laghouat, BP 37G route de Ghardaia, Laghouat 03000, Algérie e-mail: b.zegnini@mail.lagh-univ.dz

2- B. Zegnini, L.Boudou, J.Martinez-Vega are with *Laboratoire de LAPLACE*, site UPS, bat 3R3, Université Paul Sabatier Toulouse III, 118, route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France e-mail: zegnini@laplace.univ-tlse.fr

melting ΔH_m enthalpies of sample allows direct calculation of the crystallinity percentage $\chi(\%)$, as follows: The crystallization exothermic was subtracted from the melting enthalpy to determine the amount of apparent crystallinity in the annealed samples was estimated:

$$\chi(\%) = 100 \left(\frac{\Delta H_m - \Delta H_c}{\Delta H_x} \right) \quad (1)$$

Where $\Delta H_x = 103.4$ J/g is the melting enthalpy of fully 100% crystalline PEN [5].

To guarantee a better electrode/polymer contact, the test samples were metallized by gold coating using a S150B plasma sputter coater. Electrodes of 20 mm diameter and 30 nm thickness were thus obtained on both sides.

It is important to indicate that the thermograms obtained from samples with and without metallization are almost identical; avoiding the metallic peaks, therefore there is no appreciable effect of gold metallization on the morphology of the PEN films. Visualization and quantification the field induced strain measurements were performed as a function of time and then analyzed with respect to the applied electric field by using an optical technique with no direct contact with the sample has been made for samples with different crystallinity percentages. This technique has been adapted from an experimental set up developed by Mamy et al [6], which is schematically shown in Figure. 1.

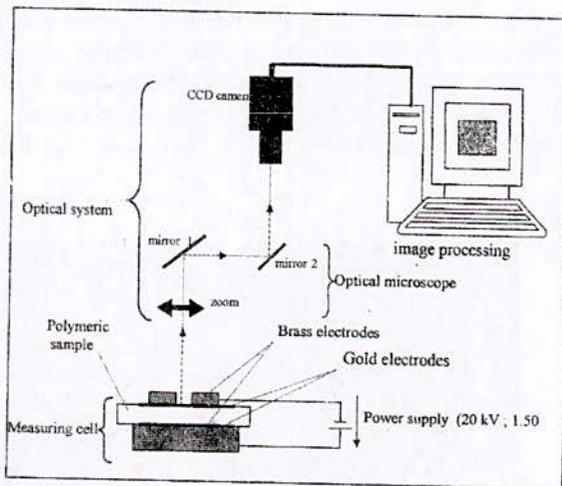


Fig. 1. The schematic diagram of the experimental device

Measurements were carried out at the room conditions and for very short durations, in order to minimize the influence of the environment. This technique is based on the tracking of four spots present on the surface of a gold metallized sample. When a gradual step voltage is applied to the sample, the markers move, and a computerized tracking of the successive positions of the four markers permit us to quantify the induced deformation using Lagrangean formalism for the deformation of a parallelogram during the application of electrical field. A good description of this process is given in reference [7], in which the authors analyzed the contribution of principal

components ϵ_1 and ϵ_2 on local sample surface. These components are associated with the principal directions at which γ_{xy} is null. We have assumed the homogeneity of the deformation on the measurement base, and as a result, the reported values are averages. The samples were placed between electrodes in the measuring cell. The upper one, the negative, was constructed as a hollow cylinder of 12 mm diameter. This permitted the use of a flexible light source to illuminate the upper face of the sample. The lower electrode, the positive, was connected to a high dc voltage source (HCN 35-20000; 20kV and 1.5mA limited current) with controllable output. Those electrodes were short-circuited few hours before the testing in order to eliminate the initial charges existing on the sample faces before applying the electric field.

III. RESULTS AND DISCUSSIONS

The DSC thermograms of PEN samples of the as-received and annealed samples are represented in Figure 2. These curves show a slight jump in specific heat ΔC_p ($J.g^{-1}.K^{-1}$) of the as received amorphous sample, which corresponds to the glass transition temperature ($T_g = 123^\circ C$). As the temperature increases, the glass transition, the cold crystallization and the melting point of PEN can be observed successively. When the annealing time increases, glass transition temperature T_g is shifted towards the higher temperatures and the glass transition becomes less pronounced¹³. Following the increase in the amount of the crystalline phase resulting from the increase of annealing exposure, the area of this exothermic contribution significantly decreases, going from curves (a) to (e). After 45 min at $160^\circ C$ (curves (f) - (j)), a small pre-melting peak appears. As expected, at higher temperatures, the melting peak of PEN does not seem to be affected by the duration of the isothermal annealing treatment.

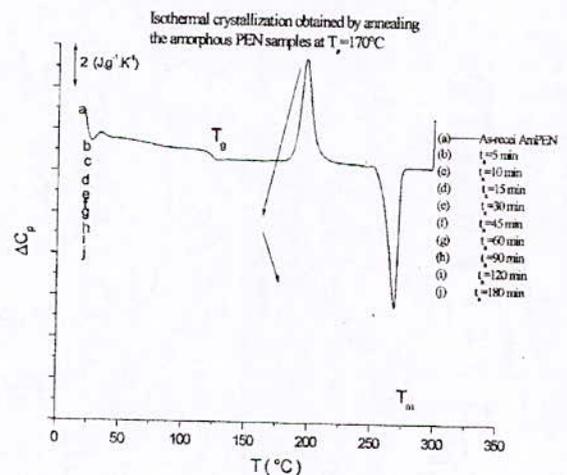


Fig. 2. DSC thermograms of the PEN samples.

It is interesting to note the maximum percentage of crystallinity attained by PEN is 42.40 % (Table 1).

TABLE I

ANNEALED AS-RECEIVED AMORPHOUS PEN SAMPLES

t_i (min)	T_1 (°C)	T_{ad} (°C)	T_f (°C)	ΔH_c (J/g)	ΔH_f (J/g)	$\chi\%$
PEN ref	123.31	195.19	267.32	-31.59	34.99	3.26
5	124.39	194.69	267.15	-31.25	33.36	2.04
10	124.31	192.67	266.78	-29.87	33.47	3.48
15	124.74	190.95	266.89	-27.78	33.10	5.14
30	123.41	194.78	266.76	-16.84	34.85	17.41
45	123.97	181.61	267.69	+2.387	38.09	39.14
60	127.03	182.35	268.27	+2.676	41.173	42.40
90	128.71	182.75	267.77	+2.994	39.68	41.27
120	128.36	183.50	267.76	+3.069	40.42	42.05
180	127.73	184.38	267.83	+3.32	40.39	42.27

To quantify and analyze the level deformation resulting from applied high dc voltage, PEN films were subjected for periods of 200 seconds at gradually increasing 0.5 kV constant step of high applied voltage. The deformation of the film was recorded with constant CDD camera using a sampling rate (one image per two and half seconds). It is important to differentiate between signal of level strain and noise resulting from the computer tracking at the early stage of deformation when the sample was subjected to a weak dc high electric field.

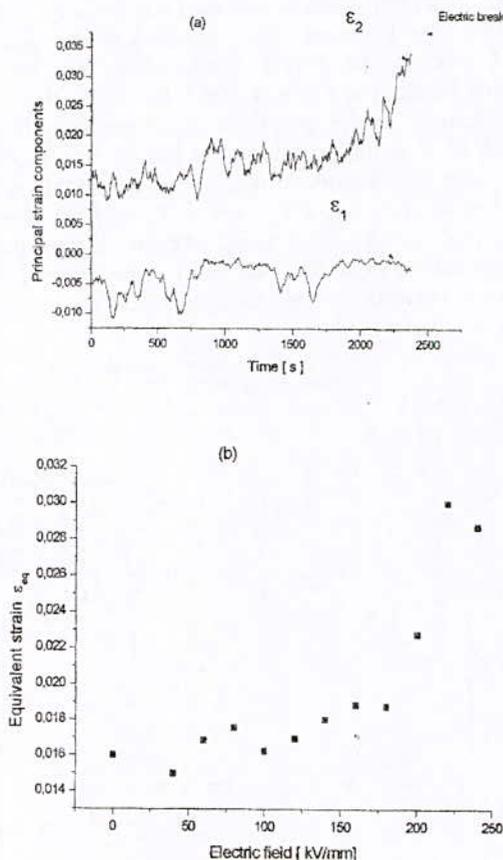


Fig. 3. Induced strain versus electrical field of a PEN sample partially crystallized ($\chi = 17.42\%$). a) Principal strain components of the film deformation as a function of time; b) Equivalent strain as a function of the electrical field, until the electrical breakdown.

An attempt was made to compare the level and the evolution of field-induced mechanical deformation in the as-received amorphous and partially crystallized PEN samples. Figure 3 shows the resulting induced strain of 25 μ m sample partially crystalline at 15 minutes annealing time and 170 °C annealing temperature. The evolution of the induced strain by the electric field ϵ (F) shows three zones quite distinct. Indeed, initially there is a regime of very low deformation; until an electrical field threshold is attained after that a fast strain rate regime is observed. Finally, there is a diminution of the strain that may be produced by a local densification of the material. This behaviour suggests the presence of a thermally dominated mechanism attributed to the propagation of local breakdowns caused by large local fields in micro-voids. It is rather a mechanism of electrical aging having a mechanical origin. As result the viscoelastic proprieties of polymers are reported to change considerably when subjected to high electric stress then the elasticity decreases significantly at a critical field, this behaviour is attributed to the incidence of field induced mechanical instability in the polymer morphology [8]. This field presents the threshold of critical aging and breakdown in the tested sample.

Two different samples with different degrees of crystallinity were chosen to study the breakdown phenomena; the previous sample with a crystallinity of $\chi = 17.41\%$, and the other with a crystallinity of $\chi = 5.14\%$. It is important to mention that the maximum applied voltage that we have imposed was 7 kV; unexpectedly, we did not observe similar breakdown phenomena for samples with crystallinities larger than 18% [9] Figure 3, shows the sample with a crystallinity of $\chi = 17.41\%$, which broke down at electric field of 6.21 kV.

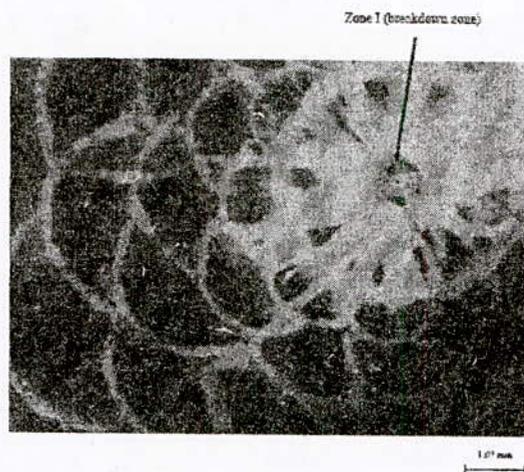


Fig. 4. Spark due to the electrical breakdown captured with the marker tracking technique.

By using scanning electron microscopy analysis, superficial damage was also observed. The Figure 4 shows the very moment of the spark due to its electrical breakdown. The geometry of the arc due to the breakdown is very well sparking defined in this figure.

A “margarita” structure has been formed. At its centre, a micro hole of 58.6 μm in diameter is produced; around this hole a small depressed area of about 0.6 mm has been formed. From this area, radiant micro-sparks are observed between the centre and an annular corona of about 2.40 mm in diameter. Surprisingly, a series of almost circular coronas are formed successively in the surrounding area. Those circular coronas are centred at the intersection of the previous ones. The radii of those coronas increase conforming they are situated away from the centre of this structure, having an average radius of 750 μm .

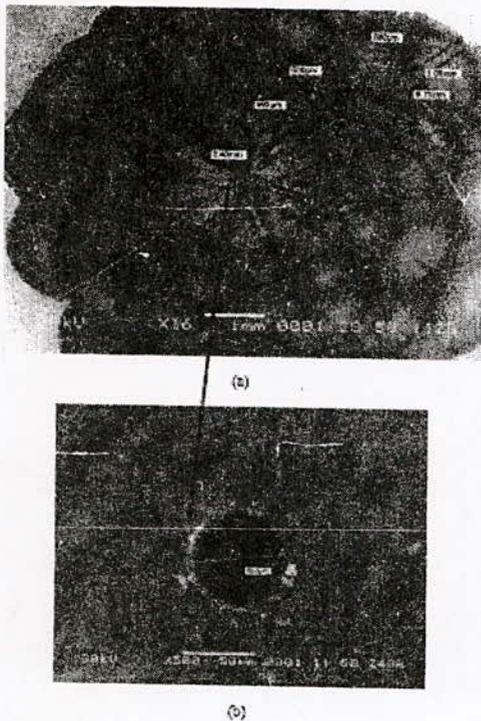


Fig. 5. SEM microphotographs showing the superficial damage of a sample with a crystallinity of $\chi = 17.42\%$. a) Damage area. b) Zoom of the central damage area.

Figure 5 illustrates SEM microphotographs showing the superficial damage to the previous sample at the exception of the traversing hole. In Figure 5a, it is interesting to note a perfect match between the spark and damage geometries. It is important to say that the damage was produced only on the surface exposed to the air, while the other side which is in direct contact with the high voltage electrode remained damage free. Figure 5.b shows a zoom of the central area where a trespassing hole was formed. This hole is in average 58.6 mm in diameter.

Figure 6 a and figure 6 b, illustrate the damage zone of the sample with crystallinity of $\chi = 5.14\%$ observed by SEM. This sample was failed at a voltage of 6.54 kV. First of all, it is observed that the damage has a geometry similar to the previous one. However, some differences are remarked, the damaged surface is smaller being in average 5 mm in diameter, but the hole diameter is larger, in average 150 μm .

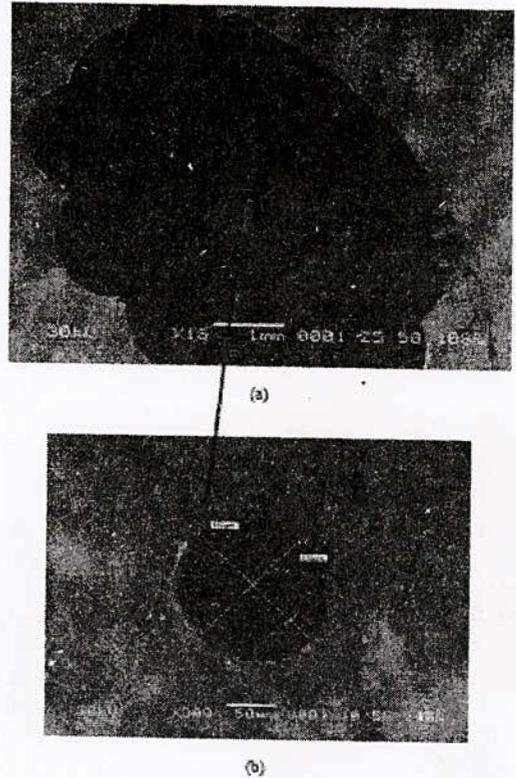
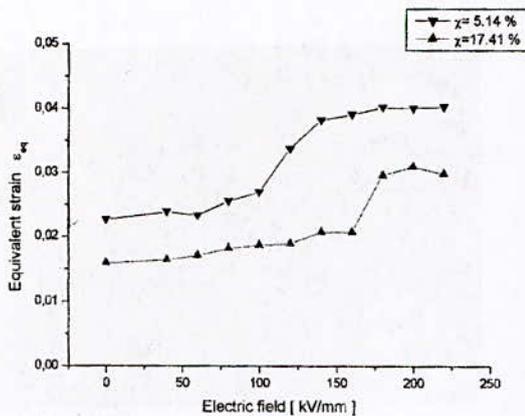


Fig. 6. SEM microphotographs showing the superficial damage of a sample with a crystallinity of $\chi = 5.14\%$. a) Damage area. b) Zoom of the central damage area.

As observed in Scanning Electron Microscope (SEM) images of PEN film, the degradation due to the dielectric breakdown in zone I affected superficially the metallization layer. As result this damage via the dielectric breakdown phenomenon occurs producing a hole on the sample surface. It should be noted that the diameter of this hole observed in the SEM dependent on the rate of crystallinity. Results are much smaller the percentage degree of crystallinity, larger is the breakdown hole diameter. In fact this difference is due to a change of damage kinetics taking place during the dielectric breakdown.

This observation links in a straightforward way the local strain with the breakdown phenomena. It is possible that the deformation at the breakdown area could be set up by preexistent defects from the chemical or physical manufacturing processes, where the strain concentrated until the final electrical breakdown.

Figure 7 shows the influence of the crystallinity on the strain behavior and the electrical breakdown field. It is observed that the lower crystallinity sample ($\chi = 5.14\%$) presents a larger strain that the other one ($\chi = 17.14\%$) at both zones of the film [10]. Also, the breakdown is produced at larger electrical field strength in the first sample than in the second one.



IV. CONCLUSION

This experimental work was carried out with an optical technique that did not involve any physical contact and was based on the follow-up of four markers and Scanning Electron Microscopy on the PEN film surface. It was observed that the strain was dependent on the crystallinity of tested samples as well as the electrical field imposed. The induced strain diminished when the crystallinity increased, as well as the maximum voltage supported by the film before its electrical breakdown.

This study allowed us to examine the relationship between mechanical response and dielectric breakdown of insulating materials under an electrical field, and it constitutes an important base for the study of the behavior of these solid materials operating under electrical fields or multistress conditions.

REFERENCES

- [1] S. Buchner, D. Wiswe and H. G. Zachmann, "Kinetics of crystallization and melting behavior of poly (ethylene-2, 6-naphthalene dicarboxylate)", *Polymer*, Vol. 30, pp.480-488, 1989.
- [2] J. Guastavino, D. Mary, E. Krause, C. Laurent and C. Mayoux, « On the Electrical Properties of Poly (ethylene naphthalate 2,6-dicarboxylate) Biaxially-oriented Films », *Polymer International*, Vol.46, pp. 72-76, 1998.
- [3] L. Hardy, I. Stevenson, G. Boiteaux, G. Seytre, A. Schönhal, « Dielectric and dynamic mechanical relaxation behaviour of poly(ethylene 2-6 naphthalene dicarboxylate). II. Semi crystalline oriented films », *Polymer*, Vol 44, pp. 4311-4323, 2003.
- [4] J. J. Martinez-Vega, N. Zouzou, L. Boudou and J. Guastavino "Molecular Mobility in the Amorphous and Partially crystalline PEN after Isothermal Crystallization ", *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 8, pp.776-784, 2001.
- [5] S.D.Z Cheng, B. Wunderlich, « Glass transition and melting behaviour of poly (éthylène naphthalène 2, 6 -dicarboxylate) (PEN) », *Macromolécules*, Vol 31, pp 789-797, 1988.
- [6] P. R. Mamy, J. Martinez-Vega, J. C. Dupre and N. Bretagne, "Quantification of Mechanical deformations induced by an electric in a semi-crystalline organic insulator" *Journal of Applied Polymer Science*, Vol 93, pp. 2321-2321, 2004.

- [7] J.C. Dupré, V. Valle and F. Brémand " Mode d'emploi du logiciel DEFTAC V2005 ", Laboratoire de Mécanique des solides, Université de Poitiers, 2005.
- [8] Chavez-Lara, J.F.; Martinez-Vega, J.J; Zouzou, N., and Guastavino, " Influence of Morphology on electric conductance in Poly (Ethylene-2, 6-Naphthalene dicarboxylate) " *Journal , Macromol Symp, 2004*,212, 485-490,2004.
- [9] B. Zegnini , L. Boudou, J.J Martinez-Vega , "An experimental study of the mechanical strains induced by a dc electric field in amorphous and partially crystallized PEN films", *ICSD2007 - IEEE International Conference on Solid Dielectrics*, Wintchester , Hampshire , United Kingdom ,July 8th-13th , 2007 pp 246-249
- [10] B. Zegnini , L. Boudou, J.J Martinez-Vega, "An Optical Technique Based Mark Tracking for Electrical Field Induced Mechanical Strain Measurement in Thin Polymer Films", *SERBIAN JOURNAL OF ELECTRICAL ENGINEERING* Vol. 4, No. 2, November 2007, pp. 161-169

Author address: Dr Zegnini Boubakeur,

Semiconductor and Dielectric Materials Studies and Development Research Laboratory, Electrical Engineering Department, Amar Telidji University of Laghouat, PO Box 37G, Ghardaia road, Laghouat (03000), Algeria,
 Emails: b.zegnini@mail.lagh-univ.dz
zegnini@laplace.univ-tlse.fr

Etude du Courant de Préclaquage d'une Interface Isolante Solide/Air

M. A. Handala, O. Lamrous, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie.

Abstract - Air is often used in conjunction with solid insulation in electrical equipment. Then the interface forms a weak point of the insulation. The surface discharges have a negative impact on solid polymers that are increasingly used in high-voltage systems. That is why it is essential to know the behaviour of the pre-breakdown phenomena in such a system. The work presented in the paper is an experimental study of the pre-breakdown pulse currents in solid/air interface subjected to a 50 Hz voltage at atmospheric pressure. We characterize these currents by their shape, amplitude and the associated charge. The applied voltage, the thickness and permittivity of the solid insulation, inserting an air layer between the high voltage electrode and the solid dielectric have an influence on the characteristics of the pre-breakdown current.

Index Terms—air-solid interface, current pulses, pre-breakdown current, surface charge, surface discharge.

Résumé - L'air est souvent utilisé en association avec un solide isolant dans les matériels électriques. L'interface solide/air constitue alors la partie la plus vulnérable de l'isolation. Les décharges de surface ont un effet néfaste sur les polymères solides qui sont de plus en plus utilisés dans les systèmes à haute tension. C'est pourquoi il est fondamental de bien connaître les phénomènes de préclaquage dans un tel système. Le travail que nous présentons porte sur une étude expérimentale des courants impulsifs de préclaquage d'une interface solide/air soumise à une tension alternative 50 Hz à pression atmosphérique. Nous caractérisons ces courants par leur forme, leur amplitude et la charge qui leur est associée. La tension appliquée, l'épaisseur et la permittivité du solide isolant, l'insertion d'une couche d'air entre l'électrode haute tension et le diélectrique solide ont une influence sur les caractéristiques du courant de préclaquage.

Mots clés — Charge superficielle, courant de préclaquage, décharge de surface, impulsions de courant, interface air-solide.

I. INTRODUCTION

Les courants de la décharge de surface constituent une contrainte électrique dangereuse pour le solide isolant. Ils peuvent conduire au phénomène de cheminement et de façon générale entrainer la dégradation superficielle du matériau solide par la transformation progressive de ses propriétés physico-chimiques [1].

Une explication du processus de décharge peut être obtenue à partir de l'étude de la forme de l'impulsion de courant de décharge. Avec le développement des techniques de mesure, il est possible d'obtenir les caractéristiques des impulsions de

courant. Ce qui nous permettra une meilleure compréhension des contraintes auxquelles est soumise l'isolation afin de les réduire et d'améliorer les performances des systèmes haute tension.

Dans le présent travail, nous caractériserons les décharges de surface en présentant leur morphologie et en étudiant les courants qui leur sont associés.

Nous analyserons les courbes de courant de décharge enregistrées à l'aide d'un oscilloscope à mémoire. Nous discuterons leur forme : temps de montée, temps de descente et amplitude. Nous étudierons l'influence de la tension appliquée, de l'épaisseur et de la permittivité de l'isolant solide et de l'insertion d'une couche d'air sur le courant de décharge. La charge associée à la décharge sera évaluée en fonction du niveau et de la polarité de la tension ainsi que de l'épaisseur du solide isolant.

II. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le schéma de l'installation expérimentale que nous avons utilisée est montré dans la figure 1. L'alimentation haute tension est assurée par un transformateur d'essai monophasé 100 kV, 10kVA, 50Hz.

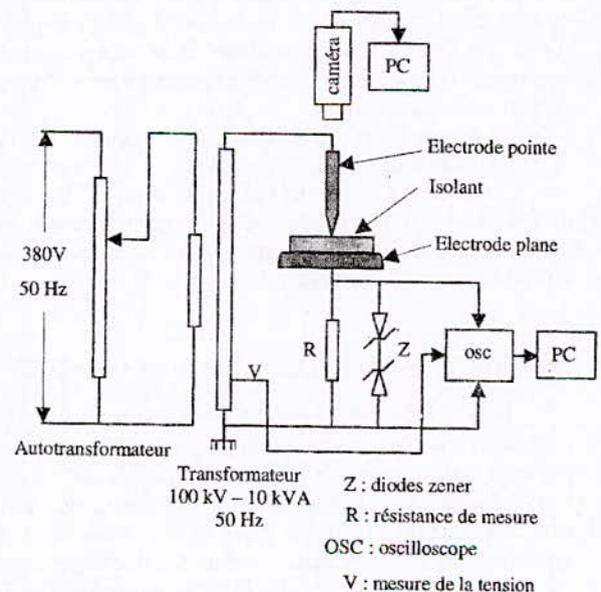


Fig.1. Schéma du dispositif expérimental

Les décharges glissantes sont obtenues à l'aide de deux électrodes, l'une pointue et l'autre plane placées sur les deux faces d'un isolant solide en forme de disque. L'électrode acérée est reliée à la borne haute tension du transformateur et l'électrode plane à la terre. L'ensemble est placé dans l'air.

Pour éviter les effets de bord, nous avons arrondi les bords de l'électrode plane de 13 cm de diamètre. L'électrode haute tension est un cylindre de 3 mm de diamètre qui se termine par une pointe de 0,05 cm de rayon de courbure.

Les échantillons de solide isolant utilisés sont des disques de polymère, le styrène acrylonitrile (SAN), de 13 cm de diamètre et de différentes épaisseurs. Pour chaque niveau de tension, nous avons utilisé un échantillon différent.

Le courant de décharge de surface est enregistré à l'aide d'un oscilloscope à mémoire que nous avons branché aux bornes d'une résistance R de 940 Ω . L'oscilloscope de marque HAMEG type HM1705-2 a une bande passante de 150 MHz et un taux d'échantillonnage de 200 MS/s. L'oscilloscope numérique offre l'avantage de faciliter l'acquisition de signaux de fréquence élevée et à faible taux de répétition qui peuvent être affichés sous forme d'impulsions étroites. Les informations obtenues et enregistrées par l'oscilloscope sont transmises à un ordinateur via une interface RS 232 pour y être traitées.

Pour assurer la protection de l'oscilloscope contre d'éventuelles surtensions, nous avons placé des diodes Zener en tête bêche en parallèle avec la résistance de mesure R .

Pour protéger la station de mesure contre les perturbations dues au champ électromagnétique émis par les décharges électriques, nous avons couvert tous les appareils de mesure avec du papier aluminium que nous avons relié à la terre et torsadé les fils de connexion pour réduire la surface présentée aux champs perturbateurs et réduire, par conséquent, les phénomènes induits.

L'oscilloscope est utilisé en mode dual pour visualiser simultanément la tension appliquée à l'échantillon et le courant de décharge et en mode single pour enregistrer la forme des impulsions de courant. Pour chaque niveau de tension, nous avons enregistré en mode numérique l'impulsion de plus grande amplitude.

Nous avons filmé les décharges en tension alternative 50 Hz à l'aide d'une caméra numérique. Le film est transféré dans l'ordinateur à travers un câble Fire Wire IEEE 1394 relié à une carte d'acquisition et des images montrant la morphologie des décharges sont triées et sélectionnées en utilisant le logiciel Pinnacle 10.

III. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

A. Morphologie des décharges de surface

Nous avons relevé la morphologie des décharges glissantes en fonction de la valeur de la tension appliquée.

Les décharges se présentent sous forme de streamers à une ou plusieurs branches (Fig.2). Leur développement n'est ni symétrique ni toujours radial comme les décharges obtenues en tension impulsionnelle [2]. Elles se présentent en forme d'arborescences à plusieurs branches qui tournent autour de la pointe.

Les déviations de la trajectoire des canaux du streamer positif par rapport à la direction radiale sont dues à l'influence de la charge superficielle négative résiduelle laissée par les décharges précédentes sur les décharges streamers

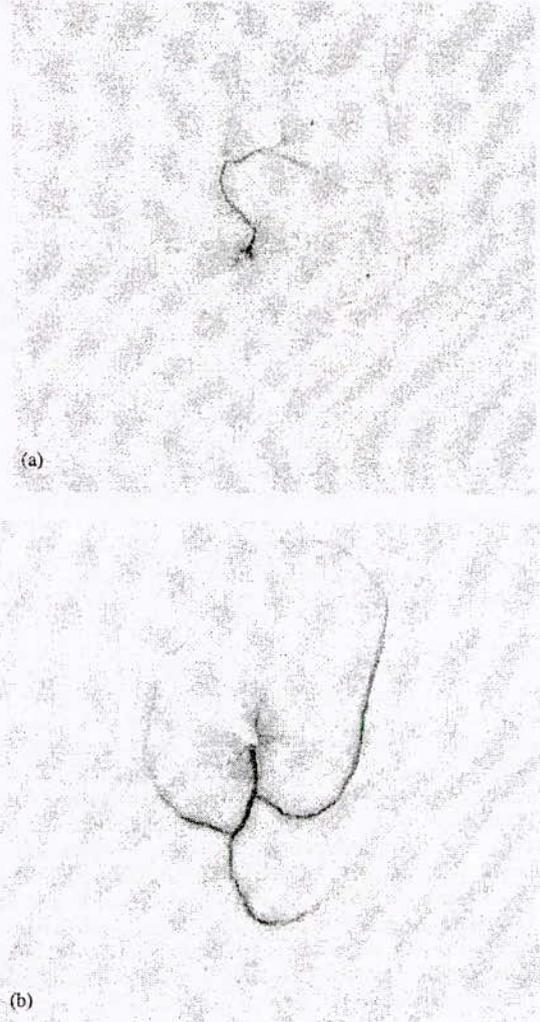


Fig. 2. Forme des décharges pour des tensions
a) 20 kV ; b) 34 kV

positives [3]. Ces charges donnent des déviations de la trajectoire des canaux du streamer positif par rapport à la direction radiale. C'est ainsi que le solide isolant exerce une influence sur la décharge.

Après l'apparition du premier streamer, la photoionisation accroît la probabilité de création de nouvelles avalanches secondaires. En se développant, les différentes avalanches feront jonction entre elles et formeront des streamers à plusieurs branches [4].

L'émission d'électrons secondaires à partir de la surface de l'isolant est déterminante dans la multiplication du nombre d'électrons [5].

La photoionisation est un facteur important dans la propagation du streamer et la distribution de la charge

superficielle [6]. Les électrons peuvent être produits par ionisation de l'air et de la surface du solide isolant.

B. Courant de décharge de surface

Dans cette partie nous présentons les résultats expérimentaux de l'étude des courants de décharge sur des échantillons de SAN.

En faisant varier la tension appliquée nous mesurons les plus grandes impulsions positives et négatives. Ces mesures sont faites pour plusieurs épaisseurs de l'isolant solide sous tension alternative en système pointe-plan.

La figure 3 montre le courant de décharge avec deux composantes distinctes: une capacitive due principalement à la présence de l'isolant solide entre les deux électrodes, une autre impulsionnelle qui est un courant actif dû aux décharges à la surface de l'isolant solide.

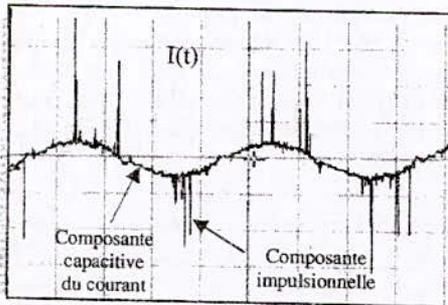


Fig. 3. Courant de décharge $I(t)$ pour $U = 6$ kV

Pour une même tension, les impulsions de courant sont moins nombreuses et elles ont une amplitude, en général, plus grande en alternance positive qu'en alternance négative (Fig.4). Les impulsions de courant apparaissent durant le premier cadran de chaque alternance positive et négative de la tension.

Le nombre et l'amplitude des impulsions augmentent avec la tension appliquée aussi bien en alternance positive que négative.

La période d'activité (temps entre l'apparition de la première impulsion et l'extinction de la dernière impulsion pendant une alternance) s'élargit quand la tension appliquée augmente [7,8].

L'apparition par intermittence des décharges est due à l'accumulation puis la disparition de la charge sur le solide isolant. En effet, la charge qui s'accumule à la surface du solide réduit le champ électrique appliqué et la décharge s'éteint [10]. Avec l'augmentation de la tension (partie ascendante de l'alternance) le champ augmentera et une nouvelle décharge apparaîtra. Alors que lorsque la tension décroît (2^e quadrant de l'alternance), une fois la décharge inhibée par la charge d'espace, elle reste éteinte jusqu'à ce que la tension reprenne sa croissance après son passage par zéro. Ceci explique la non-apparition ou du moins le nombre très réduit de décharges durant la phase de décroissance de la tension (Fig.4).

L'amplitude des impulsions varie dans une grande plage.

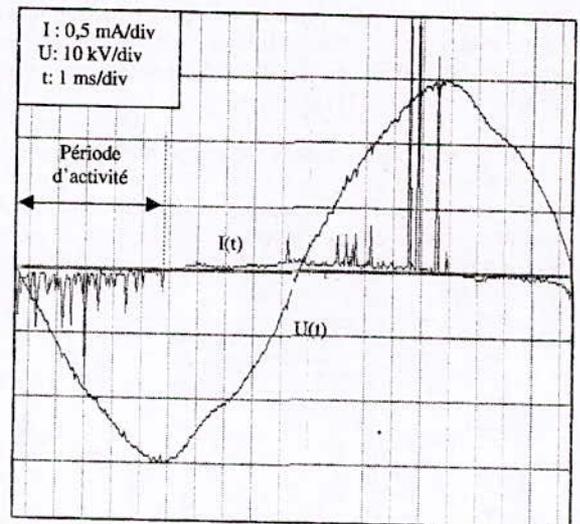


Fig. 4. Nombre et amplitude des impulsions en polarités positive et négative

C'est pourquoi nous nous intéresserons, pour chaque niveau de tension, aux impulsions de courant négative et positive ayant la plus grande amplitude. En fonction de la nature et des dimensions de l'isolant solide ainsi que de la tension appliquée, nous caractériserons ces impulsions maximales de courant par leur amplitude, charge, temps de montée et temps de descente.

1) Forme des impulsions du courant de décharge

La figure 5 montre la forme d'une impulsion de courant. Le temps de montée moyen des impulsions positives est supérieur à celui des impulsions négatives alors que la durée totale moyenne de l'impulsion est la même pour les deux polarités.

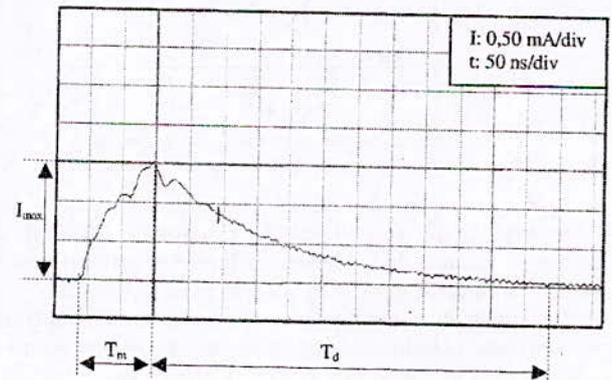


Fig. 5. Caractéristiques d'une impulsion de courant positive

Les faibles temps de montée correspondent à une grande vitesse de propagation du streamer. Le temps de montée est dû au déplacement des électrons qui ont une grande mobilité alors que le temps de descente est dû au déplacement des ions qui ont une faible mobilité [10].

En polarité positive, les impulsions caractérisent les streamers [11]. Ceux-ci se propagent plus vite sur la surface

du solide que dans l'air grâce à la photo ionisation et à la photo émission du solide isolant. Alors qu'en polarité négative, les impulsions de Trichel caractérisent un régime diffus ou homogène [11].

2) Influence de la tension sur le courant maximum de décharge

Les figures 6 et 7 montrent le courant maximum en polarités positive et négative pour les épaisseurs respectivement de 3 et 6 mm de SAN.

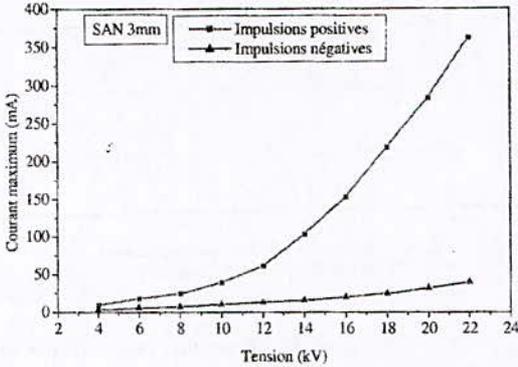


Fig. 6. Courant maximum en fonction de la tension pour une plaque de SAN de 3 mm d'épaisseur

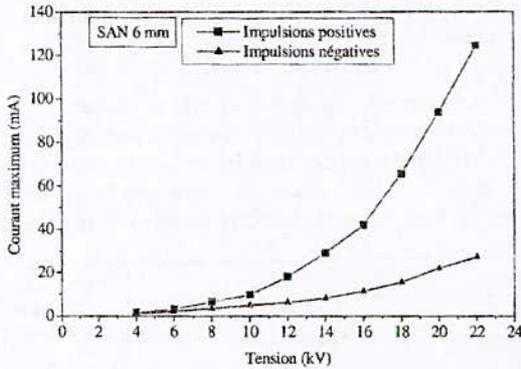


Fig. 7. Courant maximum en fonction de la tension pour une plaque de SAN de 6 mm d'épaisseur

La variation de l'amplitude du courant de décharge de surface en fonction de la tension appliquée et pour différentes épaisseurs est donnée par la figure 8 en polarité positive.

L'amplitude du courant augmente avec la tension appliquée pour les deux polarités. L'amplitude des impulsions positives est environ 4 à 7 fois plus grande que celle des impulsions négatives. Dans la plage des tensions utilisées, l'augmentation du courant négatif est moins importante que celle du courant positif.

Les streamers positifs se développent sur des distances plus longues que celles des streamers négatifs [12]. Nous pouvons conclure qu'aux décharges de plus grande extension correspond le plus grand courant.

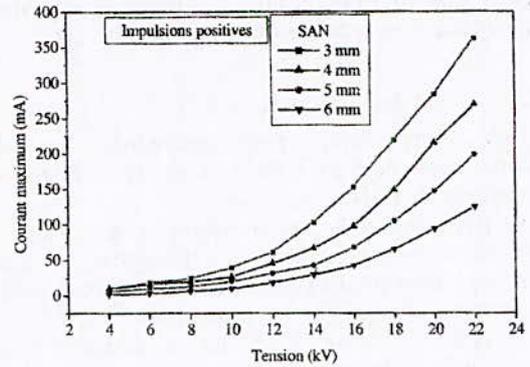


Fig. 8. Courant maximum en fonction de la tension en polarité positive

3) Influence de l'épaisseur de l'isolant solide sur le courant maximum de décharge

Les figures 9 et 10 montrent que l'amplitude des impulsions de courant diminue de façon quasi-linéaire avec l'augmentation de l'épaisseur du solide isolant pour les deux polarités, mais la diminution est moins importante pour les impulsions négatives.

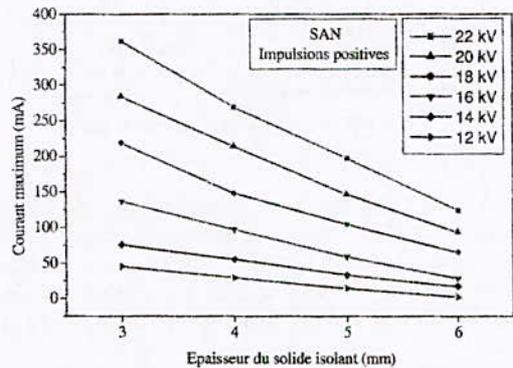


Fig. 9. Courant maximum en fonction de l'épaisseur du solide isolant en polarité positive

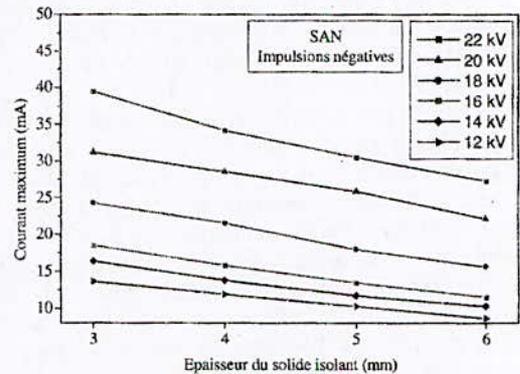


Fig. 10. Courant maximum en fonction de l'épaisseur du solide isolant en polarité négative

Ceci montre, par extrapolation, que les décharges persistent à des épaisseurs plus grandes en polarité négative, ce qui pourrait s'expliquer par le fait que les décharges apparaissent à des tensions plus faibles en polarité négative.

Plus la tension appliquée est élevée, plus l'influence de l'épaisseur sur le courant est grande (Fig. 8).

4) Influence de la permittivité du solide isolant sur le courant maximum de décharge

Nous comparons les courants de décharge pour deux isolants solides de même épaisseur mais de permittivités différentes : le verre et le SAN dont les permittivités relatives sont 6 et 3.

Pour une même tension appliquée, le courant de décharge est plus important pour l'isolation de plus grande permittivité aussi bien en alternance positive qu'en alternance négative (Fig.11).

La permittivité joue un grand rôle dans la répartition du champ électrique à l'intérieur d'une isolation composée. Le champ dans l'air à la surface du solide est d'autant plus élevé que la permittivité de ce dernier est élevée, ce qui explique un courant de décharge plus élevé.

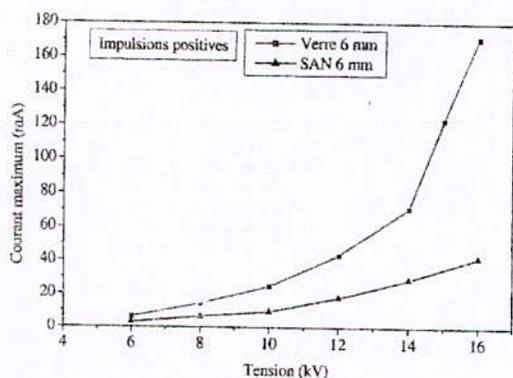


Fig. 11. Influence de la permittivité du solide isolant sur le courant maximum de décharge en alternance positive

5) Influence de l'insertion d'une couche d'air, en série avec le solide isolant, sur le courant maximum de décharge

Nous avons inclus une mince couche d'air entre la pointe de l'électrode haute tension et l'isolant solide de telle sorte que la décharge se produit dans le volume d'air avant d'atteindre la surface de l'isolant solide (Fig.12).

Pour une distance inter électrodes constante de 6 mm, nous avons utilisé une plaque de SAN de 3 mm en série avec une couche d'air de 3 mm ensuite une plaque de SAN de 5 mm en série avec une couche d'air de 1 mm.

Nous constatons que pour une épaisseur donnée de l'intervalle d'air (3 mm ou 1 mm), l'amplitude des impulsions positives de courant augmente avec la tension appliquée alors que celle des impulsions négatives reste pratiquement constante (Fig.13 et 14). En polarité négative, l'accumulation d'électrons à la surface du solide isolant empêche le champ électrique de croître [13] et les décharges ne se développent

plus malgré l'augmentation de la tension [14]. Le champ électrique est aussi réduit par l'accumulation d'ions négatifs formés par attachement d'électrons libres avec les molécules d'oxygène dans l'intervalle d'air, l'oxygène étant électronégatif [13].

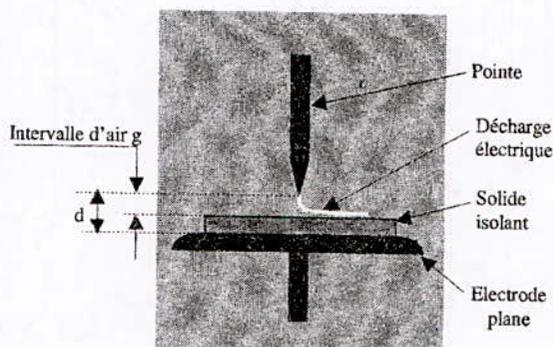


Fig. 12. Système d'électrodes pointe-plan avec inclusion d'une couche d'air entre la pointe et le solide isolant

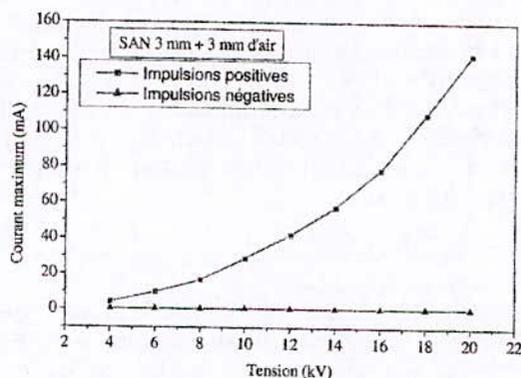


Fig. 13. Influence d'une couche d'air de 3 mm sur le courant maximum de décharge

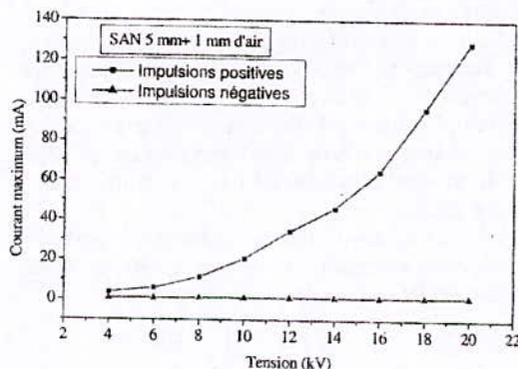


Fig. 14. Influence d'une couche d'air de 1 mm sur le courant maximum de décharge

La figure 15 montre que pour une même distance entre électrodes, l'amplitude du courant impulsionnel est plus

intense en présence d'une couche d'air et elle augmente avec l'épaisseur g de cette dernière.

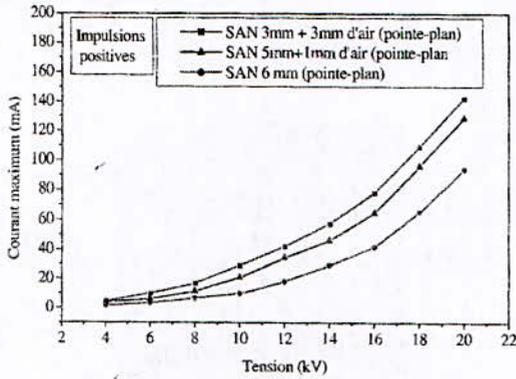


Fig.15. Influence de l'épaisseur de la couche d'air sur le courant maximum de décharge

Les figures 16 et 17 montrent la variation de la charge maximale de l'impulsion de courant en polarités positive et négative en fonction de la tension pour différentes épaisseurs

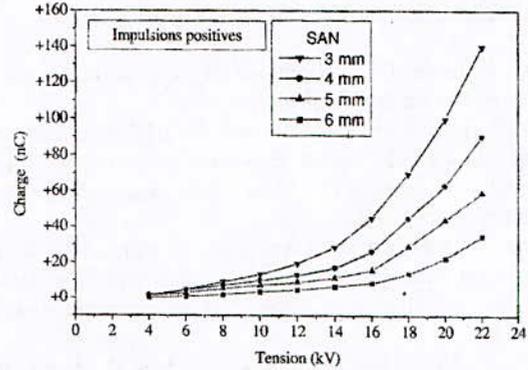


Fig. 16. Charge positive maximale en fonction de la tension appliquée

C. Charge associée à la décharge de surface

La charge superficielle a toujours une influence sur le phénomène de claquage de l'isolant soumis à un champ électrique élevé [15]. Les modifications chimiques induites par les décharges à la surface du solide isolant dépendent de la charge produite [16].

Plusieurs méthodes sont utilisées pour mesurer la charge superficielle : figures de Lichtenberg [17,18,19], sonde électrostatique [20,21], effet Pockels (méthode électro-optique) [22], etc.

1) Evaluation de la charge associée à une impulsion maximum de courant

A défaut de mesurer directement la charge superficielle, nous avons utilisé une méthode indirecte pour l'évaluer en recourant à l'enregistrement de la courbe de courant impulsionnel puis au calcul de la charge par intégration.

Une fois l'impulsion maximale enregistrée et les données la caractérisant (tableau des valeurs) transmises à l'ordinateur via l'interface RS 232, nous procédons au calcul de la charge par intégration à l'aide de Matlab.

La charge représente le nombre d'électrons qui, lors du développement des avalanches électroniques, sont recueillis ou émis (suivant la polarité) au niveau de l'électrode haute tension. Le courant de décharge à la surface de l'isolant solide sera transmis à la terre à travers la résistance de mesure après avoir traversé l'isolant solide sous forme d'un courant de déplacement.

L'intensité étant définie comme le nombre de charges électriques traversant un circuit par unité de temps, la charge impulsionnelle est calculée comme suit :

$$Q = \int_{\Delta t} I(t).dt$$

Avec Δt = durée de l'impulsion

La charge impulsionnelle est donc donnée par le calcul de l'aire des impulsions de courant. Nous avons calculé pour les deux polarités, négative et positive, la charge électrique des impulsions.

La charge varie globalement en U^2 . L'épaisseur du solide isolant a aussi une influence sur la charge produite. Comme pour le courant, la charge maximale augmente lorsque l'épaisseur du solide diminue (Fig. 18).

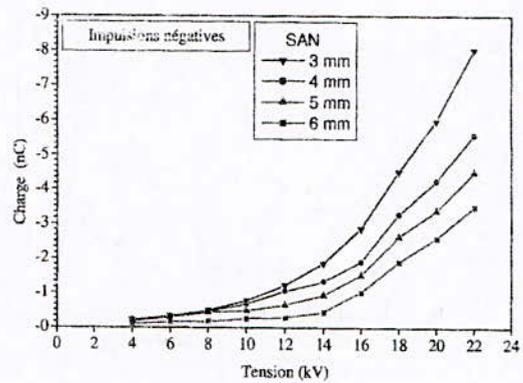


Fig.17. Charge négative maximale en fonction de la tension appliquée

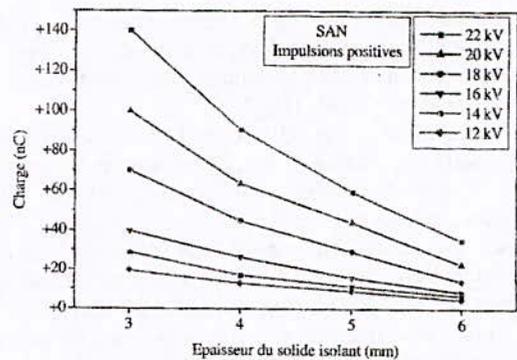


Fig. 18. Charge positive en fonction de l'épaisseur du solide isolant

Nous pouvons interpréter l'allure de la courbe $Q=f(U)$ (Fig. 16) de la façon suivante :

Lorsqu'une impulsion de courant est enregistrée, la décharge correspondante s'étend sur une longueur L à la surface d'un isolant d'épaisseur d . La capacité du diélectrique à l'endroit où se produit la décharge est proportionnelle à la longueur de cette dernière :

$$C = K_1 \cdot L/d$$

Comme la longueur de la décharge est proportionnelle à la tension appliquée [23], nous pouvons écrire

$$C = K_1(K_2 U)/d$$

Nous savons aussi que la charge est égale au produit de la tension par la capacité

$$Q = C \cdot U$$

D'où l'expression de la charge en fonction de la tension appliquée et de l'épaisseur du solide isolant

$$Q = K_1 \cdot K_2 \cdot U^2/d$$

$$Q = K \cdot U^2/d$$

Pour une épaisseur donnée, la charge maximale est plus grande en polarité positive qu'en polarité négative. Elle est d'autant plus grande que la tension est élevée (Fig.19).

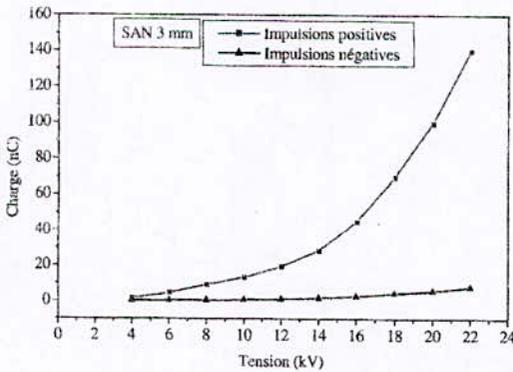


Fig. 19. Charge maximale associée à la décharge pour une épaisseur du solide isolant de 3 mm

D. Décharge inverse

Du fait du changement de la polarité en tension alternative, il est attendu qu'il n'existe pas d'accumulation de charge d'espace à la surface de l'isolant. En réalité, la décharge en polarité positive étant plus longue que celle en polarité négative, il subsistera toujours une charge positive sur le diélectrique solide [12].

La charge superficielle a une influence sur le phénomène de claquage de l'isolant soumis à un champ électrique élevé [15]. Elle détermine, aussi la forme de la décharge de surface [3].

Nous avons constaté, pour des tensions appliquées supérieures à 10 kV, l'apparition d'impulsions inverses de

courant. Elles se produisent en général juste avant le passage par zéro de la tension (Fig.20), ce qui est aussi relevé par [2].

Ces impulsions ont une amplitude d'autant plus grande que la tension appliquée est élevée. Elles sont le résultat de décharges dues à la charge d'espace qui se forme à la surface du solide isolant [2]. Juste avant le passage par zéro de la tension, cette charge d'espace provoque une décharge inverse vers la pointe de l'électrode haute tension.

Cette décharge se produit du fait que lorsque la tension tend vers zéro, le champ électrique appliqué devient très faible devant celui de la charge d'espace.

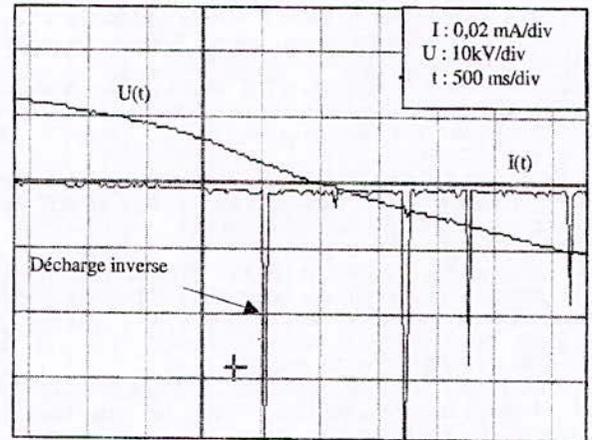


Fig. 20. Décharge inverse

IV. CONCLUSION

Nous avons montré que les décharges en tension alternative ne se développent pas de façon symétrique et radiale comme pour les décharges en tension impulsionnelle, mais elles se présentent en forme de branche souvent unique avec des ramifications. Les décharges tournent autour de l'électrode haute tension, mouvement qui serait dû à la présence de charges d'espace négatives réparties de façon non uniforme à la surface du solide isolant.

Le nombre et l'amplitude des impulsions de courant augmentent avec la tension. Leur nombre est plus important en alternance négative qu'en alternance positive. Cependant leur amplitude est plus grande en polarité positive.

Le temps de montée moyen des impulsions positives est plus grand que celui des impulsions négatives. Le temps de descente moyen est pratiquement le même pour les impulsions quelle que soit leur polarité.

Le courant maximum et la charge associée à la décharge augmentent avec la diminution de l'épaisseur du solide isolant. Ils augmentent aussi avec la permittivité du matériau solide.

L'insertion d'une couche d'air en série avec le solide isolant fait croître le courant maximum de décharge en polarité positive. Pour une même distance inter électrodes, les impulsions de courant présentent une amplitude plus grande lorsque l'épaisseur d'air inclus est plus grande.

En polarité négative, le courant varie très peu avec l'épaisseur de la couche d'air pour les distances que nous

avons étudiées. Ceci est dû à la formation sur le matériau solide d'une charge négative qui crée un champ qui s'oppose au champ appliqué.

La charge associée à la décharge est, comme le courant, nettement plus grande en polarité positive qu'en polarité négative.

L'isolant solide exerce une influence sur les caractéristiques de la décharge par sa permittivité, son épaisseur et la charge qui s'accumule à sa surface, particulièrement lorsqu'une couche d'air est insérée en série avec le solide isolant.

REFERENCES

- [1] M.A. Handala and O. Lamrous, "Surface degradation of styrene acrylonitrile exposed to corona discharge" European Transactions on Electrical Power, N° 18, pp. 494-505, 2008.
- [2] Y. Murooka, T. Kakada and K. Hidaka, "Nanosecond Surface Discharge and Charge Density Evaluation Part I: Review and Experiments" IEEE Electr. Insul. Magazine, Vol 17, N° 2, pp. 6-16, 2001.
- [3] Y.C. Zhu, T. Takada, Y. Inoue and D. Tu, "Dynamic Observation of Needle-Plane Surface Discharge using the Electro-optical Pockels Effect", IEEE Trans. Dielectr. and Electr. Insul., Vol. 3, N° 3, pp. 460-468, 1996.
- [4] Y.L. Sam, P.L. Lewin, A.E. Davies, J.S. Wilkinson, S.J. Sutton and S.G. Swingler, "Surface Discharge measurements of Polymeric Materials", IEE Proc. Sci. Meas. Technol., Vol.150, N° 2, pp.43-52, 2003.
- [5] H.G. Miller, "Surface Flashover of Insulators", IEEE Trans., Electr. Insul., Vol. 24, N°5, pp. 765-786, 1989.
- [6] N. L. Allen and P. N. Mikropoulos, "Streamer Propagation along Insulating Surfaces", IEEE Trans. Dielectr. and Electr. Insul., Vol.6, N°3, pp. 357-362, 1999.
- [7] J. Lewis, T.S. Sudarshan, J.E. Thompson, D. Lee and R.A. Dougal, "Pre-breakdown and Breakdown Phenomena of Dielectric Surface in Vacuum and Nitrogen Gas Stressed by 60 Hz Voltage" IEEE Conf. Record 6 Interfacial Phenomena in Practical Systems- Gaithburg, MD, USA, 19-20 september 1988.
- [8] Y. Yamano, Y. Takahashi and S. Kobayashi, "Improving Insulator Reliability with Insulating Barriers", IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 25, N° 6, pp. 1174-1179, 1990.
- [9] M. A. Handala and M. Moudoud, "Prebreakdown current in an air gap with dielectric barrier stressed by 5 Hz voltage", Record of the Fifth International Middle East Power Conference MEPCON'97, Alexandria, Egypt, Jan 4-6, pp. 675-678, 1997.
- [10] R.S. Nema and F. Zahra "Study of Corona Pulses in Air-Solid Interface" I.E.E.E. Conference Record of International Symposium on Electrical Insulation, pp. 407-410, Virginia, USA, 1998.
- [11] R. Messaoudi, A. Younsi, F. Massine, B. Despax and C. Mayoux, "Influence of Humidity on Current Waveform and Light Emission of a Low-Frequency Discharge Controlled by a Dielectric Barrier", IEEE Trans. on Dielectr. and Electr. Insul., Vol.3, N° 4, pp. 537-543, 1996.
- [12] J.H. Mason, "Discharges", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol EI-3, N° 4, pp. 211-239, 1978.
- [13] R.J. Van Brunt, "Physics and Chemistry of Partial Discharges and Corona – Recent Advances and Future Challenges", IEEE Trans. On Electr. Insul. and Dielectr. Phenomena, Vol.1, N° 5, pp. 761-784, 1994.
- [14] Y.H. Kwon, I.H. Park, S. Hwangbo, D.Y. Yi and M.K. Han, "The Space Charge Effect on PD and Dielectric Barrier Discharge in XLPE under High AC Voltages", IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Vol. 1, pp.145-148, 2000.
- [15] E. Nasser, "Development of Spark in Air from a Negative Point", J. Appl. Phys., Vol. 42, pp.2839-2847, 1971.
- [16] M. Gamez-Garcia, R. Bartnikas and M.R. Wertheimer, "Correlation of Surface Degradation and Charge Trapping in XLPE Subjected to Partial Discharges", IEEE Conference Record of the International Symposium on Electrical Insulation, pp.287-291, Boston, 1988.
- [17] Y. Murooka and S. Koyama, "A Nanosecond Surface Discharge Study in Low Pressures", J. Appl. Phys. Vol. 50, pp. 6200-6206, 1979.
- [18] H. Hidaka and Y. Murooka, "3.0-ns Surface Discharge Development", J. Appl. Phys. Vol. 59, pp. 87-92, 1985.
- [19] Y. Takahashi, H. Fujii, S. Wakabayashi, T. Hirano and S. Kobayashi, "Discharges due to Separation of Corona-charged Insulating Sheet from a Grounded Metal Cylinder", IEEE Trans. Insul., Vol.24, N°4, pp. 573-580, 1989.
- [20] H. Okubo, M. Kanegami, M. Hikita and Y. Kito, "Creepage Discharge Propagation in Air and SF6 Influenced by Surface Charge on Solid Dielectrics", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol.1, pp. 294-304, 1994.
- [21] O. Farish and I. Al-Bawy, "Effect of Surface Charge on Impulse Flashover of Insulator in SF6", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 26, N°3, pp. 443-452, 1991.
- [22] Y.L. Sam, P.L. Lewin, A.E. Davies, J.S. Wilkinson, S.J. Sutton and S.G. Swingler, "Dynamic AC Surface Discharge Characteristic of PMMA and LDPE", Proceedings of the 2001 IEEE 7th International Conf. Solid Dielectr., pp. 159-162, June 25-29, 2001
- [23] A.B. Saveliev and G.J. Pietsch, "On the structure of dielectric barrier surface discharges", International Symposium on High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry, "Hackone VIII", Vol. 2, pp. 229-233, 2002.

Simulation de la transition streamer étincelle dans l'air

A. Flitti*, A. Hamid* et **S. Pancheshnyi.

*USTO-MB, Faculté de Génie Electrique, Département d'Electrotechnique, Laboratoire de Modélisation des Systèmes Electrotechniques et des Systèmes Experts (LMSE), BP 1505, El M'Naouar Oran, 31000 Algérie.

** Laboratoire Plasmas et Conversion d'Energie Université de Toulouse, CNRS-UPS-INP, 118, Route de Narbonne, 31062, Toulouse, France.

Abstract— In this paper, streamer to spark transition is presented. In the case of fast breakdown, the plasma conductivity increases thanks to the accumulation of active particles that changes the balance between the rate of generation and loss of electrons due to the acceleration of processes such as detachment and associative ionization. The evolution of plasma composition after the channel bridges the gap has been simulated using ZDPlaskin library in 0D approach; the kinetic model includes 14 components and 48 reactions. This approach exhibits a good agreement between experimental and calculated values of the streamer to spark transition time.

Index Terms— Streamer to spark transition, detachment, associative ionization, 0D approach, transition time.

I. INTRODUCTION

L'étape initiale du développement de la décharge aux valeurs suffisamment élevées du produit pression distance est la formation et la propagation des canaux ionisés (streamers). Si la valeur moyenne du champ géométrique est plus grande que celle du champ de stabilité [1], les streamers peuvent traverser tout l'intervalle. Dans les gaz électronégatifs (air atmosphérique), les valeurs du champ de stabilité sont plus faibles que celles du champ critique; les coefficients d'ionisation et d'attachement sont égaux. Cela signifie que la traversée de l'intervalle par le premier streamer ne conduit pas nécessairement au claquage. L'étape suivante du développement de la décharge est déterminée par la valeur moyenne du champ géométrique. Si la valeur du champ géométrique est plus faible que le champ critique, le taux net d'ionisation est négatif, la conductivité du canal du streamer et donc le courant après la traversée du gap décroissent avec le temps. Cependant certains processus dans le plasma tendent à décélérer la décroissance et changer le signe du taux net d'ionisation. Comme résultat, la décroissance du courant peut changer en une croissance de ce dernier et conduire au claquage. Deux mécanismes sont possibles pour expliquer la transition streamer étincelle. Dans le premier cas, un faible

courant traversant le canal conduit au chauffage par effet Joule et donc à l'expansion du gaz. Une décroissance de la densité du gaz donne une croissance du champ électrique réduit E/N (E représente le champ électrique et N la densité du gaz) et peut donner le claquage dans l'intervalle. Le mécanisme est dit mécanisme thermique. Un autre mécanisme est basé sur les mécanismes cinétiques [2-7]. Il est relié à l'accumulation des particules actives (radicaux et molécules excitées). Ces dernières changent l'équilibre entre les taux de génération et de perte d'électrons. Certains processus tels que le détachement, l'ionisation associative etc ... sont accélérés. L'un ou l'autre de ces deux facteurs agit simultanément mais leur contribution relative dépend des conditions externes. Une perte notable de la densité du gaz peut prendre place aux temps qui sont plus grands que le rapport du rayon du streamer à la vitesse du son. Aux rayons typiques du streamer (ordre de plusieurs centaines de micromètres), ces temps sont de l'ordre de la microseconde. Cela signifie que pour les conditions ou la transition streamer étincelle arrive durant un temps de l'ordre de la nanoseconde, les mécanismes cinétiques sont dominants. Dans cette communication, les valeurs calculées du temps de transition streamer étincelle sont comparées aux valeurs expérimentales données par Larsson [9] et Cernak et al [10].

II. MODELE

La propagation du streamer dans l'air sec à température et pression ambiante est simulée en couplant de façon auto-cohérente par un modèle fluide [11] entre l'équation de continuité des particules chargées (équation (1)) et l'équation de Poisson (3) :

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \text{div } \vec{j}_k = S_k + J_k \quad (1)$$

$$\vec{j}_k = \vec{v}_k n_k - D_k \nabla n_k \quad (2)$$

n_k , \vec{v}_k et D_k représentent respectivement la densité des différentes espèces (électrons, ions, radicaux, molécules

excitées), leurs vitesses et leurs coefficients de diffusion. Le terme source J_k représente les sommes des contributions des processus cinétiques locaux: ionisation, attachement, détachement, recombinaison électrons-ions et ions-ions, excitation, dissociation et réactions ions-molécules. Le terme source S_k décrit la génération des particules chargées à la tête du streamer et due à la photo-ionisation en volume.

$$\Delta\varphi = \frac{\sum q_k n_k}{\epsilon_0} \quad (3)$$

La distribution du champ électrique est donnée par:

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

La figure (1) représente le profil de la densité électronique et du champ électrique axial à la tête du streamer suivant l'axe de propagation (axe de symétrie). On voit que la variation de la densité électronique au niveau du front d'ionisation est extrêmement rapide ainsi que celle du champ électrique correspondant.

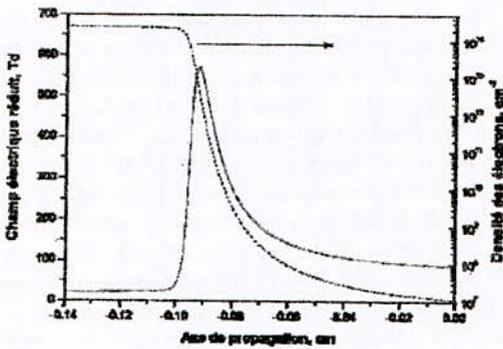


Fig. 1. Densité électronique et champ électrique réduit simulés en utilisant les équations (1-4) et utilisés comme conditions initiales pour le claquage rapide.

L'évolution de la composition du plasma après que le canal ait traversé l'intervalle est simulée en utilisant la bibliothèque ZDPlaskin [8] dans l'approche 0D. La bibliothèque ZDPlaskin est un code écrit en Fortran 90 pour résoudre numériquement le système d'équations cinétiques différentielles obtenues par conversion automatique de la liste des espèces et des réactions. Le modèle utilisé est dit d'ordre 0 (0D): Pour l'intervalle des tensions continues appliquées à l'une des électrodes (19-25 kV), le rayon du streamer reste constant (le streamer prend une forme cylindrique). Au-delà de 25 kV, le rayon change et le modèle sera dit 1D. Le modèle 0D est basé sur les équations cinétiques pour les 14 composants: N_2 , N , O_2 , O , NO , $N_2(A^3\Sigma)$, $N_2(a^1\Sigma)$, $O_2(a^1\Delta)$, les ions O^- , O_2^- , O_3^- , O_4^- et les électrons couplées avec les équations pour la température T_g du gaz et l'énergie vibrationnelle ϵ_v des molécules d'azote:

$$\frac{n}{\gamma-1} \frac{\partial T_g}{\partial t} = \eta_T j E + \frac{\epsilon_v - \epsilon_{v_0}(T_g)}{\tau_{VT}} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \epsilon_v}{\partial t} = \eta_V j E - \frac{\epsilon_v - \epsilon_{v_0}(T_g)}{\tau_{VT}} \quad (6)$$

$\gamma=1.4$ est le rapport de la chaleur spécifique, η_T et η_V représentent respectivement les fractions d'énergie fournies ou transférées à la chaleur du gaz et à l'excitation vibrationnelle des molécules d'azote, j est la densité de courant, τ_{VT}^{-1} le taux de relaxation vibrationnelle translationnelle (VT), $\epsilon_{v_0}(T_g)$ est la valeur à l'équilibre de ϵ_v . L'équation (5) décrit la chaleur du gaz dans un processus isochore typique pour les courts instants de la transition streamer étincelle.

III. CONDITIONS DE SIMULATION

La tension appliquée à l'une des électrodes est continue et prend les valeurs de l'intervalle (19-25) kV. Comme l'évolution du canal est étudiée pour des temps inférieurs à la microseconde, la densité du gaz est supposée indépendante du temps et le champ électrique est supposé être uniforme le long de tout l'intervalle.

La température vibrationnelle des molécules d'oxygène est prise égale à T_g à cause de leur relaxation VT (vibrationnelle translationnelle) relativement rapide.

Les paramètres de transport et les taux des réactions pour les interactions électrons neutres sont calculées en utilisant le code Bolsig +.

Les valeurs des taux de réactions des interactions ions molécules et les processus qui incluent les radicaux et les molécules excitées sont prises de [12-14].

IV. RESULTATS ET DISCUSSIONS

La figure (2) représente le courant en fonction du temps pour différentes valeurs du champ électrique réduit. La forme des courbes présentées dépend de la valeur du champ électrique et des processus cinétiques dans le canal du plasma. Pour des valeurs élevées, le courant croît de manière monotone. Pour des valeurs plus faibles, le courant est d'abord constant puis décroît. Il croît ensuite lorsqu'on a la transition streamer-étincelle.

La figure (3) représente la température translationnelle T_g et la température vibrationnelle T_v pour les mêmes valeurs du champ électrique que précédemment. On remarque que les deux températures augmentent et qu'à l'étape finale de la transition, la valeur de T_g approche celle de T_v . Cela est dû à une accélération de la relaxation vibrationnelle translationnelle engendrée par une croissance de la température du gaz.

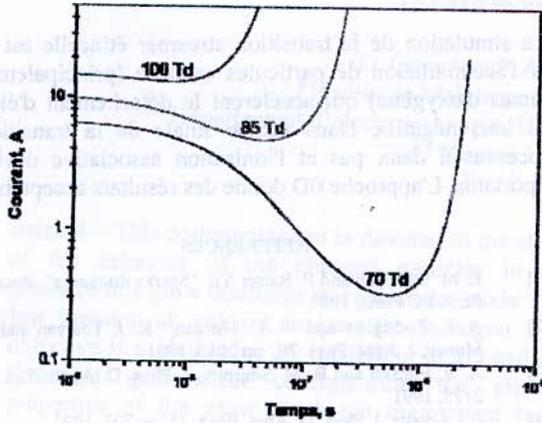


Fig. 2. Courant électrique en fonction du temps pour différentes valeurs du champ électrique réduit.

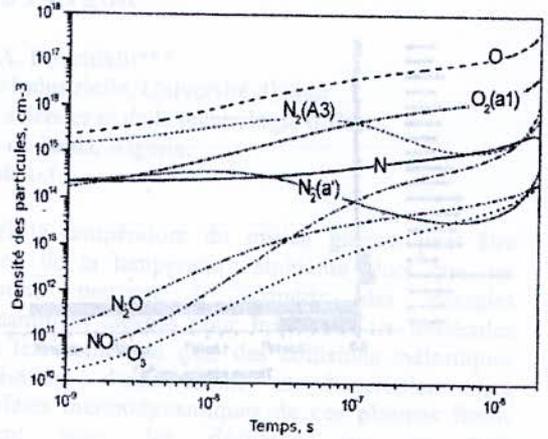


Fig. 4. Densité des particules neutres en fonction du temps pour une valeur de champ électrique réduit égale à 70 Td.

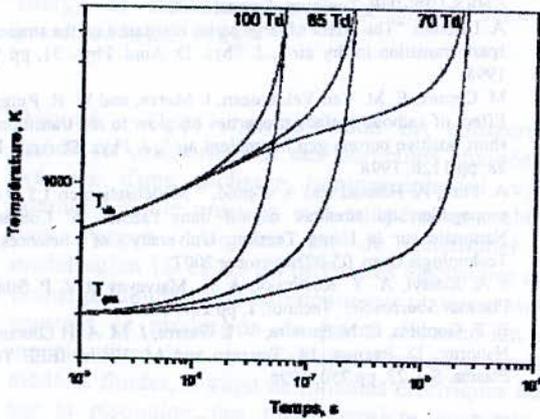


Fig. 3. Température du gas et vibrationnelle en fonction du temps pour différentes valeurs du champ électrique réduit.

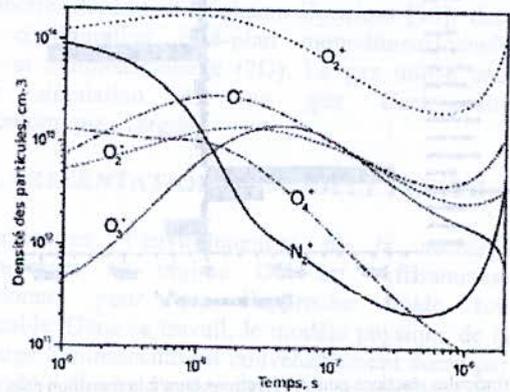


Fig. 5. Densité des particules chargées en fonction du temps pour une valeur de champ électrique égale à 70 Td.

Les figures (4) et (5) montrent la dépendance de la concentration des composants les plus importants qui contiennent le plasma en fonction du temps. On voit qu'on peut les diviser en deux groupes. Les densités des particules chargées et des molécules excitées N_2 restent quasi stationnaires et ne dépendent pas du temps. Les densités des atomes O, N, des radicaux NO et des molécules excitées O_2 croissent de manière monotone. L'accumulation de ces particules excitées conduit à la croissance du taux de détachement et donc à un changement du taux d'électrons.

Les figures (6) et (7) sont présentées sous forme d'histogrammes qui donnent les principales réactions à la tête du streamer et durant la phase de transition. On voit que pour le premier cas c'est l'ionisation qui est dominante. Pour la deuxième figure, c'est le processus de détachement et de l'ionisation associative qui est prédominant.

La figure (8) représente la variation du temps de transition streamer étincelle en fonction du champ électrique réduit. Si on compare les valeurs expérimentales obtenues par Larsson [9] et Cernak et al [10] avec nos valeurs obtenues par simulation, on voit qu'il y a un bon accord et que l'on peut expliquer la transition streamer étincelle par les processus cinétiques dans le canal.

D_L : coefficient de diffusion longitudinal suivant l'intervalle $[x_i, x_{i+1}]$
 D_T : coefficient de diffusion transversal suivant l'intervalle $[y_i, y_{i+1}]$

Le système d'équations ainsi obtenu est tridiagonal. Avec les conditions aux limites et en considérant $\Delta x = \Delta y$, les équations sont résolues par la méthode itérative de sur-relaxation, combinée à l'algorithme de Thomas.

L'équation (27) peut être résolue par la méthode itérative de sur-relaxation et la méthode de Transformée de Fourier Rapide (FFT).

V. CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES

Dans notre modèle, les densités ionique et électronique sont supposées égales à zéro au niveau des électrodes. Le potentiel est nul à la cathode pour $x=0$. Le potentiel à l'anode est fixé à 100 volts, correspond à la valeur maximale de la tension appliquée à $x=d$ (cm), où d est la distance inter-électrode égale à 0.3 cm.

Dans notre étude, la largeur des électrodes est égale à la distance inter-électrodes. La distribution initiale des densités électronique et ionique a la forme d'une gaussienne [11], elle est donnée par la relation suivante:

$$n_e = n_+ = 10^7 + 10^9(1 - x/d)^2(x/d)^2 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$$

La distribution initiale de la température électronique est prise constante et égale à 1eV. Le pas d'intégration dans le temps Δt est pris égal à 10^{-9} s.

On a supposé que les paramètres de transport sont constants à cause du champ électrique qui est faible, raison pour laquelle nous avons pris $D_L = D_T$ dans la configuration 2D.

Le tableau suivant regroupe les paramètres de transport constants utilisés dans nos codes 1D et 2D.

	Valeurs	Références
Mobilité électronique $N\mu_e \text{ (V cm s)}^{-1}$	$8.5 \cdot 10^{21}$	[3]
Mobilité ionique $N\mu_+ \text{ (V cm s)}^{-1}$	$3.6 \cdot 10^{19}$	[3]
Coefficient de diffusion électronique $ND_e \text{ (cm s)}^{-1}$	$1.7 \cdot 10^{22}$	[3]
Coefficient de diffusion ionique $ND_+ \text{ (cm s)}^{-1}$	$8 \cdot 10^{17}$	[3]

Paramètres de transport dans l'argon

VI. RESULTATS ET DISCUSSION

Les figures 1 à 4 représentent respectivement les distributions spatiales en 1D en régime stationnaire, du potentiel, du champ électrique, des densités électronique et ionique en fonction de la distance inter-électrodes d .

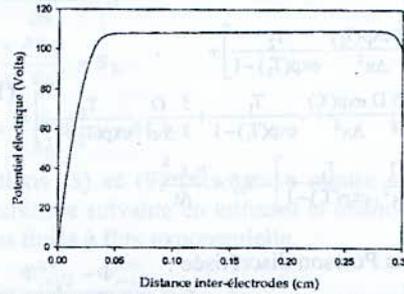


Fig.1 Distribution spatiale du potentiel électrique

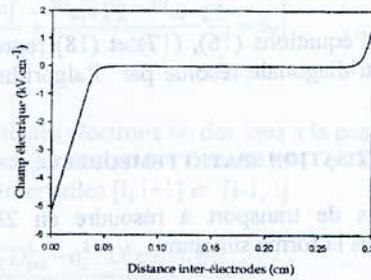


Fig.2 Distribution spatiale du champ électrique

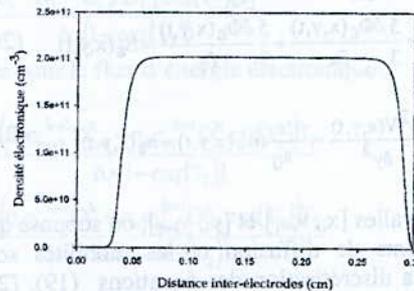


Fig.3 Distribution spatiale de la densité électronique

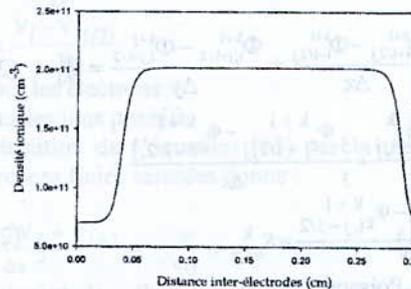


Fig.4 Distribution de la densité ionique

Les figures 5 à 9 représentent respectivement les distributions spatiales du potentiel électrique, des champs électriques longitudinal et transversal et des

densités électronique et ionique à l'état stationnaire.

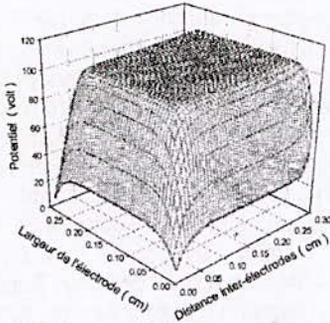


Fig. 5 Distribution spatiale du potentiel électrique

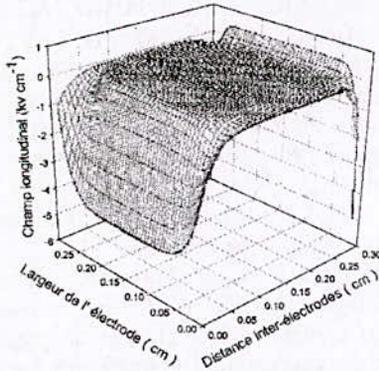


Fig. 6 Distribution du champ électrique longitudinal

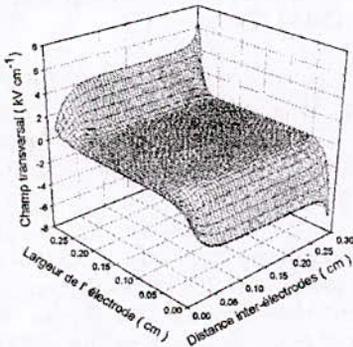


Fig. 7 Distribution spatiale du champ électrique transversal

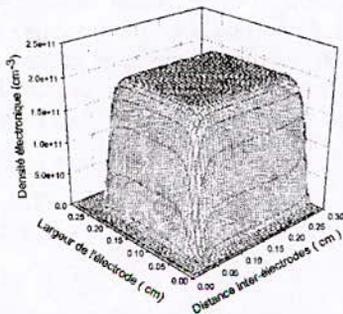


Fig. 8 Distribution spatiale de la densité électronique

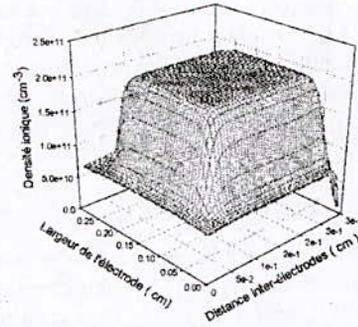


Fig. 9 Distribution spatiale de la densité ionique

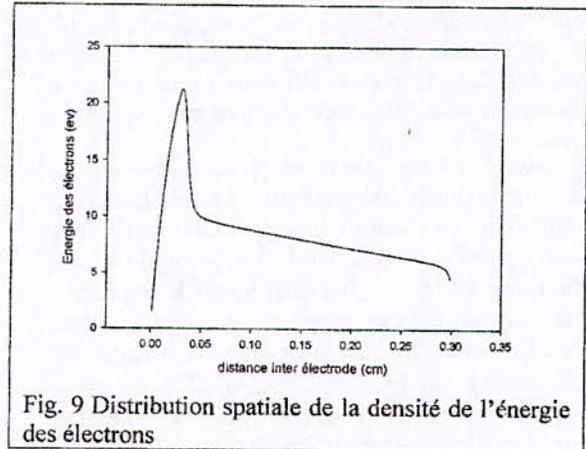


Fig. 9 Distribution spatiale de la densité de l'énergie des électrons

En 1D ou 2D on distingue clairement trois régions bien distinctes: il s'agit de la gaine cathodique, de la colonne positive et la région anodique. La première région est caractérisée par une densité électronique faible par rapport à la densité ionique du fait que les électrons se déplacent beaucoup plus rapidement que les ions en présence d'un gradient de potentiel, ce qui entraîne un dépeuplement d'électrons dans cette zone. La région de la colonne positive est caractérisée par un potentiel, un champ et des densités électronique et ionique constants, la valeur maximale des densités des particules chargées atteinte dans cette région est de $2.10^{11} \text{ cm}^{-3}$, la densité de la charge d'espace nette est nulle. Dans la région anodique la densité ionique est relativement importante par rapport à la densité électronique à cause du terme constant S' , le potentiel reste constant, presque égal au potentiel anodique, le champ est alors quasi nul.

La figure 9 représente la distribution de l'énergie des électrons par conséquent la température des électrons en fonction de la position à l'état stationnaire. Dans la région cathodique les électrons sont très énergétiques du fait de la présence d'un champ électrique croissant et intense, l'énergie acquise les accélère vers la colonne positive et lors de leur déplacement ils effectuent des collisions d'ionisation fortement endothermiques avec les neutres, ce qui se traduit par un refroidissement des électrons. Dans la région de la colonne positive, la variation de la distribution de

l'énergie des électrons est quasi linéaire, les électrons continuent leur déplacement vers l'anode en effectuant des collisions d'attachement ionique. Près de l'anode, la diminution de l'énergie est brutale due au déplacement des électrons dans le sens inverse du champ.

VII. CONCLUSION

Dans cette communication, nous avons présenté les caractéristiques d'une décharge luminescente à basse pression dans l'argon en régime continu, en géométrie mono et bidimensionnelle.

La distribution du champ et du potentiel électrique et les densités ionique et électronique obtenues dans l'espace inter-électrodes sont en bon accord avec les résultats obtenus par Lowke et Davies [1]. Ceci était prévisible dans la mesure où nous avons utilisé le même terme source constant S' donné par ces mêmes auteurs

Les travaux effectués par Hamid [7] et Al ont montré que pour la même configuration expérimentale, la contribution du terme source d'ionisation dans l'entretien de la décharge luminescente en 1D à l'état stationnaire est très négligeable devant le terme S' . Cette remarque est très importante pour valider notre code 2D, c'est-à-dire que la décharge est maintenue exclusivement par le terme constant S' (dans notre modèle numérique on a négligé l'effet de l'émission secondaire à la cathode). En conclusion, on doit s'attendre à ce que les propriétés électriques à l'état stationnaire de la décharge luminescente sur l'axe symétrie issues du code 2D soient identiques aux caractéristiques de cette décharge issues du modèle 1D pour les mêmes conditions de simulation.

Les deux premiers moments nous ont permis de déterminer la distribution des particules chargées, dans la décharge et du fait que les électrons ont une température élevée par rapport à celle des ions l'introduction du troisième moment pour les électrons est nécessaire. Il nous renseigne que leur l'énergie est très influencée par des collisions élastique et inélastique et par conséquent les paramètres de transport dépendent de l'énergie.

Les résultats de la décharge ont été validés par une comparaison avec ceux issus de la littérature.

VIII. REFERENCES

- [1] J. Lowke and K. Davies, *J. Appl. Phys.*, **48**, 4991(1977).
- [2] D. L. Scharfetter and H. K. Gummel, *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-16**, 64 (1969).
- [3] Paramètres de transport déterminés par M. Yousfi. E-mail : yousfi@cpat.ups-tlse.fr
- [4] M.J.Kushner and D.B. Graves, Editors, Special issue of *IEEE trans. Plasma. Sci* on the modeling of non equilibrium plasma (1991)
- [5] L.E. Kline, in 'Non equilibrium effects in ion and electron transport', Eds. J.W. Gallagher, D.F.Hudson, E.E.Kunhardt and R.J. Van Brunt, Plenum Press, New York p121,(1990)
- [6] Pierre Spireti 'Méthode des différences finies pour les EDP stationnaire'. L'Ecole Nationale Supérieure d'Electronique, Electrotechnique, Informatique et d'hydraulique et de télécommunication de Toulouse de France.
- [7] A. Hamid, A.Hennad et M.Yousfi "Modélisation d'une décharge luminescente dans l'argon un terme source constant" 1^{er} Conférence Nationale Rayonnement – Matière CNRM1 19-20 Janvier 2003 p 64
- [8] A. Hamid, A.Hennad et M.Yousfi "Modélisation bidimensionnelle d'une décharge luminescente dans l'argon" VIII congrès Plasma de la Société Française de Physique SFP, CEA/Cadarache /France 5 au 7 mai 2003
- [9] J.P. Nougier "Méthodes de calcul numérique ", 2^e édition Masson, Paris, 1985.
- [10] Aissa Alkaa 'Etude des fonctions de distribution des électrons dans les plasmas froids composés de mélanges de gaz rares avec des vapeurs métalliques' Thèse doctorat
- [11] Yi-hung Lin,,Raymond A. Adomaitis, 'A global basis function approach to DC glow discharge simulation', *Physics letters, A* 243, 142-150,(1998).
- [12] S. Park and D. J. Economou, *J. Appl. Phys.*, **68** avec, 3904(1990).
- [13] A.L. Ward, «Calculations of cathode-fall characteristics ", *J. Appl.Phys.* Vol. 33, n^o9, 1962: p 2789-2794.
- [14] A. Hamid, A.Hennad et A Flitti "Caractéristiques électriques d'une décharge luminescente en 2D dans l'argon" La première rencontre sur les journées de la physique et de ses applications –RJPA01-2004. 17-19 Mai 2004 p 46
- [15] A. Hamid, A.Hennad, A.Flitti et A.Bouchikhi "Détermination des différents régimes d'une décharge luminescente avec un terme source d'ionisation constant La première rencontre sur les journées de la physique et de ses applications –RJPA01-2004. 17-19 Mai 2004 p 44

Effect of Water Treeing on Electrical Properties of XLPE Cables

M. Kachi M. Nemamcha L. Herous M. Houabes

Laboratoire de Génie Electrique (LGEG), Université de Guelma BP 401, 24000, Algérie
Email : m.kachi@yahoo.fr

Abstract – Water treeing is common degradation phenomena in polymer insulated cables. As a material with relatively high conductivity and polar character the water tree disturb the electric field distribution and increase the leakage current through insulation. Thus the capacitance and resistance of treed region are modified according to the tree length. This paper presents the calculation of electric field in water treed cables and the variation of his capacitance as function of tree length. Results show that capacitance measurement can indicate the cable degradation state but it is noted that further experimental investigation are needed in order to establish a criterion for water treed cable degradation degree.

Index terms: XLPE cables, water treeing, degradation, electric field, partial discharge.

I. INTRODUCTION

Polymer insulated cables are actually used in all MV underground distribution systems in replacement to impregnated paper cables. In these last three decades XLPE polymer was adopted as insulator in MV cables due to his excellent electric, thermal and mechanical properties [1]. Unfortunately, these polymers were found to be deteriorated with electrochemical phenomena known as water treeing. Especially, water trees affect most underground cables and are considered as the slower rate development phenomena than electrical trees [1]. A water tree is composed of water filled micro cavity connected and oriented in the field direction giving a tree like appearance. Several factors lead to creation and propagation of water trees and are mainly electric field, contaminant, and impurities the water presence is also important to creation phase [1,2]. Two types of water tree may occur in cable insulation: vented water trees and bow-tie water trees depending on position and propagation direction fig.1. Vented water trees propagate from inner or outer semiconductor layer while bow-tie water trees initiate in the middle of insulation and propagate in the two directions. Water tree can be transformed into electrical tree under high capacitive currents [3]. High voltage impulse resulting from surges increase cable temperature and lead to

water boiling in tree channel and increase of his pressure. As Temperature increase yield stress of XLPE decrease so under mechanical pressure voids may be created which are likely to support partial discharges. Electrical tree is more fast propagation phenomena; it is considered as a partial breakdown of the insulation and then is the ultimate phase of degradation. Thus water treeing can be considered as an early stage of cable deterioration and it would be very important to detect and estimate cable degradation degree in an early stage. Recently water tree detection was successfully realised [6,7] but still no criteria or indices were suggested to estimate degradation stage. The water treed region contains a mixture of water and polyethylene [4] so the dielectric permittivity of this mixture is increased (typically 3 to 5 [6]) because of the high permittivity of water. In the boundary of this region the electric field is amplified and deformed which is a factor that can contribute to tree channel propagation. In fact stresses resulting from space charge ($\rho.E$) and dielectrophoretic forces ($\sim E^2$) contribute to the widening of micro voids. It has been shown that water treeing result in an increase of dielectric losses ($\tan \delta$) and leakage current [6] due to his polar nature and relatively high conductivity. However these variations are not proportional to tree length and depend on water content in the treed region. It is then evident that capacitance and resistance of treed cable is dependant on degree of deterioration.

The aim of this paper is the contribution to electric field calculation in water treed cables and the deduction of his capacitance variation with tree length.

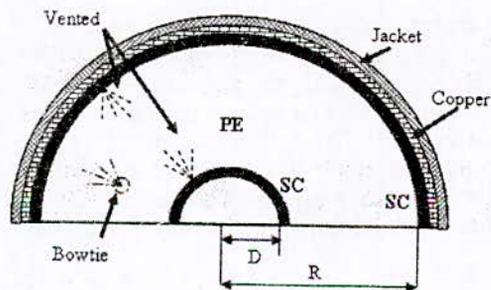


Fig.1. Cable geometry and water tree types

II. NUMERICAL MODELLING

A. Electric field distribution and capacitance

The electric field distribution is obtained by solution of Laplace equation in cylindrical coordinate (1). For simplification purpose space charge are neglected and the phenomena is considered symmetric to cable diameter so only half geometry will be considered fig.1.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\epsilon r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\epsilon}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (1)$$

$\epsilon(r,\theta)$ is the permittivity, $V(r,\theta)$ voltage. The finite volume method is used to obtain numerical solution [8]. Multiplying (1) by $r dr d\theta$ and integrating over the two directions give, after some manipulations, a discretized form of Laplace equation.

$$A_P V(i,j) + A_E V(i+1,j) + A_W V(i-1,j) + A_N V(i,j+1) + A_S V(i,j-1) = 0 \quad (2)$$

Where $A_{(x)}$ are voltage coefficients, i and j coordinate on r and θ direction respectively.

Solution of above system of linear equation gives the voltage distribution.

The electric field is then given by $E = -\nabla V$. Thus it becomes possible to determine the electrostatic energy stored in the cable volume.

$$W = \frac{1}{2} \int \epsilon . E^2 d\tau \quad (3)$$

Where $d\tau$ is the control volume $r dr d\theta$.

Knowing the total stored energy we can calculate the resultant capacitance as follows.

$$C = \frac{4 W}{V^2} \quad (4)$$

B. Treed region permittivity

Treed region was found to be composed of a mixture of polyethylene material and water filled micro voids [4]. Obviously the dielectric permittivity of such mixture depends on water content and volume of affected area.

Supposing that water filled microvoids have a spherical form we have used the Landau and Lifchitz [9] relation for determining the mixture permittivity given by

$$\epsilon_{wt} = \epsilon_{pe} + K \frac{3(\epsilon_w - \epsilon_{pe})\epsilon_{pe}}{\epsilon_w + 2\epsilon_{pe}} \quad (5)$$

Where:

ϵ_{wt} treed region permittivity

ϵ_{pe} XLPE permittivity equal to 2.3.

ϵ_w water permittivity given by $81 - j \frac{\sigma_w}{\omega \epsilon_0}$

σ_w is the water conductivity equal to 0.005 S/m.

ω 314 rad/s.

$K = n \frac{a^3}{Rt^3}$ ratio of water volume to whole affected region volume.

n inclusion number.

a inclusion radius.

Rt radius of affected zone.

The above relation gives the affected region permittivity as function of water content K . It has been shown that water volume in whole affected area is non uniform a long the tree channel and vary in quasi linear decreasing manner from the root [5]. Hence during calculation the ratio constant K will be varied between 0.5 and 0.1 a long the tree length.

III. RESULTS AND DISCUSSION

Calculation parameters are summarized in the TAB.I

TAB. I
CALCULATION PARAMETERS

Variable	Value	Designation
Va	12 kV	Cable voltage
R	1.09 cm	Distance to outer semiconductor layer
D	0.5 cm	Conductor radius
σ_w	0.005 S/m	Water conductivity
dr	109 μ m	Discretization step over r
d θ	0.0785 rad	Discretization step over θ
ϵ_{pe}	2.3	Relative XLPE permittivity
ϵ_{sc}	10	Semiconductor layer permittivity
L	-	Tree channel length
K	0.5 - 0.1	Water content in treed zone

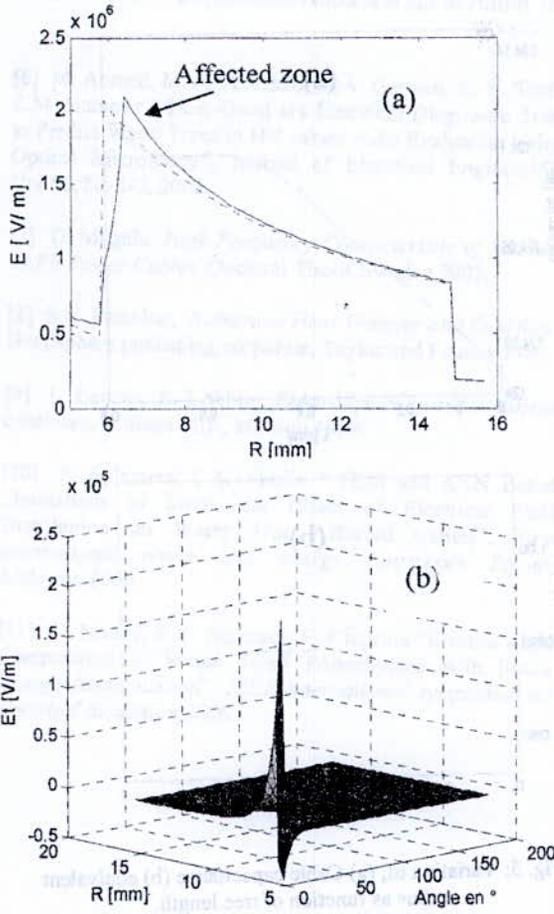


Fig. 2: Electric field distribution in vented water tree (a) radial component, seine zone (dashed) and affected zone; (b) Tangential.

A. Electric field distribution

Figure 2 shows the electric field component distribution in radial and axial directions in vented water trees case. Noting that vented tree in this case is considered to begin from inner semiconductor layer and propagates through insulation. It is clear that electric field distribution is modified in the two directions and amplification is observed in treed region boundaries comparing to seine zone. Bowtie water trees case is represented on fig.3. The electric field distortion becomes more pronounced and we note the diminution of electric field value in the tree zone and his amplification in the boundaries. This deformation is certainly due to difference in permittivity as stated by material boundary law ($\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2$). We define the amplification factor as relative difference between maximum electric field in treed and seine regions respectively.

$$E_{max} = \frac{Er_{wt\ max} - Er_{seine\ max}}{Er_{seine\ max}} \cdot 100\% \quad (6)$$

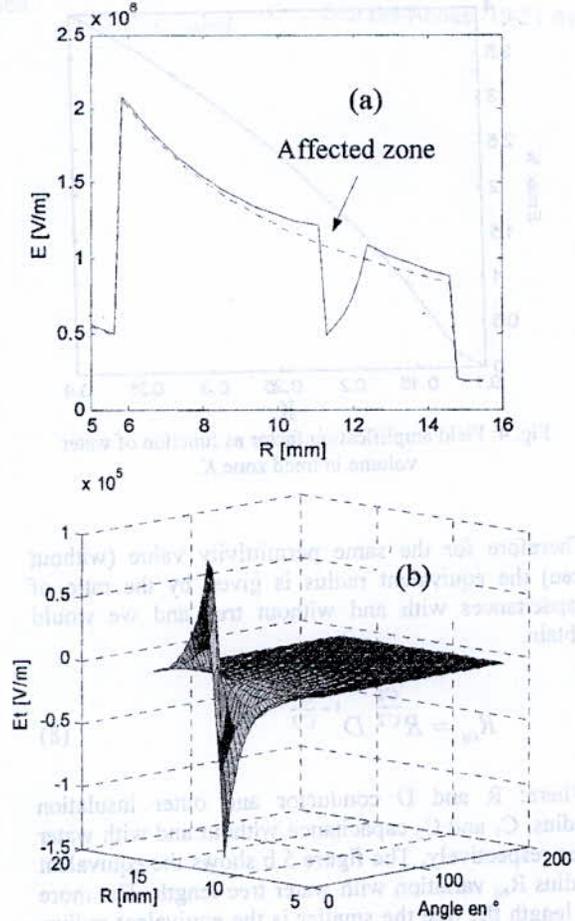


Fig. 3: Electric field distribution in bowtie water tree (a) radial component, seine zone (dashed) and affected zone; (b) Tangential.

B. Effect on cable capacitance

The figure 4 shows the variation of electric field amplification factor as function of water content *K*. The amplification increases as water volume increase but this relation is nonlinear especially in low *K* values.

We show on fig.5.a the variation of cable capacitance as function of tree length. As expected the capacitance increases with tree length but with nonlinear fashion. We can attribute this variation to permittivity and tree length increase. This increase in capacitance is assimilated to cable radius decrease for the same permittivity. Indeed if we consider the traditional expression of coaxial cable capacitance given by (7) we can determine the equivalent radius corresponding to capacitance increase (8).

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\log\left(\frac{R}{D}\right)} \quad (7)$$

RESOLUTION EN 1D PAR LE SCHEMA N-BEE DES EQUATIONS DE TRANSPORTS DES PLASMAS FROIDS HORS EQUILIBRES BASSE PRESSION

B. Kraloua et A. Hennad

Laboratoire de Modélisation de Systèmes Electrotechniques et Systèmes Experts (LMSE)

BP. 1505 EL M'Naouar, 31000 Oran (Algérie), kraloua_benyssaad@yahoo.fr

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf

Abstract— In this paper, we present characteristic properties by low pressure non-equilibrium cold plasmas (Argon). This discharge is maintained by a term constant source of electron pairs production. These electrical and physical characteristics are determined by 1D model order two simulation based on the continuity and transfer of momentum equations and to make this system more realistic we add we of the energy equation for electrons in luminescent plasmas low pressure. The physical model presented in this work is based on the resolution of these first three moments the Boltzmann's equations coupled with Poisson's equation by self consistent. The transport equations of this fluid model are resolved by a new N-BEE numerical scheme. All the electric characteristics of the glow discharge cold in argon are presented in this communication at the stationary state.

Index Terms— cold plasma, 1D model, scheme N-BEE

Résumé— Dans cette communication, nous allons présenter les propriétés caractéristiques en 1D des plasmas froids hors équilibre basse pression, dans un gaz (Argon), en régime continu DC entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion. Ces caractéristiques sont déterminées par simulation d'un modèle monodimensionnelle basé sur les équations de continuité, les équations de transfert de quantités de mouvement et pour rendre notre système plus réaliste nous lui ajoutons l'équation d'énergie pour les électrons dans les plasmas luminescents basse pression. Le modèle physique présenté dans ce travail est basé sur la résolution de ces trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplées de façon auto-cohérente à l'équation de Poisson. Les équations de transports de ce modèle fluide sont résolues à l'aide du schéma explicite N-BEE. Toutes les caractéristiques électriques de la décharge luminescente froide dans l'argon sont présentées dans cette communication à l'état stationnaire.

Mots clefs— Plasma froid, modèle 1D, schéma N-BEE

I. INTRODUCTION

En raison des avantages qu'elles procurent, les technologies utilisant les plasmas froids prennent de plus en plus d'ampleur dans les domaines industriels déjà établis. Certaines applications technologiques antérieures, comme la fabrication des semi-conducteurs et la stérilisation du matériel médical utilisant les procédés chimiques, commencent à montrer leurs effets catastrophiques sur l'environnement et en particulier la contamination des nappes phréatiques. Ces applications ont atteint aussi leurs limites technologiques et économiques par rapport à l'utilisation des industries plasmagènes. Nous arrivons à une époque de très grands progrès en sciences appliquées, et les

plasmas peuvent maintenant compléter ou concurrencer certains

procédés industriels bien établis. L'engouement actuel pour l'utilisation des technologies plasmas dans divers processus industriels est considéré comme une alternative vitale dans la précision des réalisations technologiques modernes très exigeantes et pour la protection de l'environnement contre les effets néfastes dus aux rejets des déchets toxiques. En plus, ces techniques plasmas sont économiquement rentables en particulier s'ils sont générés à basse et haute pression ce qui nous permet de les utiliser dans la production industrielles en chaîne. D'autres applications possibles sont en phase de développement, et ces efforts sont souvent colossaux. Par exemple, si nous reprenons seulement le domaine de l'industrie micro et nanoélectronique qui est l'un des domaines technologiques qui progresse en fonction de la vitesse d'échange de l'information. Le progrès enregistré durant chaque décennie dans le domaine de l'information exige une vitesse d'exécution toujours plus rapide. Ce qui exige la miniaturisation de plus en plus poussée des dimensions des semi-conducteurs. La fabrication de ces semi-conducteurs généralement en matière plastique sollicite une modification de leur couche superficielle. Ce qui nécessite une maîtrise des composés réactifs des dépôts de substrats sur des surfaces chimiquement inertes de ces matériaux en plastique. Cette maîtrise des composés réactifs a atteint une très grande précision par traitement plasmas luminescents froids.

Généralement, le modèle physique de la décharge luminescente est représenté correctement par un modèle fluide d'ordre deux dans lequel le transport des particules est décrit par des grandeurs macroscopiques basées sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann. Dans ces modèles, les équations de transport des particules chargées sont fortement couplées à l'équation de Poisson qui relie le potentiel et le champ électrique aux densités de charge et à la température électronique.

Dans cette communication, nous présentons la résolution des équations de transport de notre modèle fluide en 1D par une nouvelle approche en utilisant un schéma purement explicite N-BEE.

L'opportunité de cette nouvelle stratégie de résolution réside dans la stabilité et la convergence rapide vers la solution recherchée.

II. MODELE FLUIDE MONODIMENSIONNEL

Notre modèle fluide en 1D de la décharge-luminescente, est illustré correctement par l'utilisation des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann qui sont fortement couplées à l'équation de Poisson.

Pour la fermeture de ce système d'équations, nous prenons en considération les deux hypothèses d'approximations celle du champ local et de l'énergie moyenne locale. L'étude de tous les paramètres caractéristiques de la décharge électrique froide basse pression est obtenue par simulation du modèle fluide. Les distributions des densités électronique et ionique de la décharge électrique sont exprimées en fonction des flux électronique J_e et ionique J_+ [1][2]:

$$J_e = -\mu_e n_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (1)$$

$$J_+ = +\mu_+ n_+ E - D_+ \frac{\partial n_+}{\partial x} \quad (2)$$

Où n_e et n_+ sont respectivement les densités électronique et ionique et $w_e = \mu_e E$ est la vitesse de dérive des électrons. Les coefficients de diffusions électronique et ioniques sont donnés par: $ND_e = 1.7 \cdot 10^{22} \text{ (cms)}^{-1}$ et $D_+ = 2 \cdot 10^{12} / P \text{ (cm}^2\text{s}^{-1}\text{)}$. Les mobilités électronique et ioniques sont égales à: $N\mu_e = 8.510^{+21}$ et $N\mu_+ = 4.9 \cdot 10^{+19} \text{ (Vcms)}^{-1}$.

Le système d'équations décrivant l'évolution spatio-temporelle des électrons et des ions est donné par les expressions (3) et (4) [6][7].

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial J_e}{\partial x} = S \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \frac{\partial J_+}{\partial x} = S \quad (4)$$

$$\text{Avec } S = S' + n_e \alpha w_e - \gamma n_e n_+$$

Le second membre de la fonction terme source S est composé du terme source extérieur de la production uniforme de paires électron-ion égale à $S' = 3.6 \cdot 10^{+16} \text{ (cm}^{-3}\text{s}^{-1}\text{)}$, le terme des collisions ionisantes ($n_e \alpha w_e$) où le premier coefficient de Townsend est $\alpha = 2.910^{-17} N \exp(-1.48 \cdot 910^{-15} N/E)$ et le terme de recombinaison des ions de l'argon ($\gamma n_e n_+$) avec $\gamma = 8.81 \cdot 10^{-7} \text{ (cm}^{-3}\text{s}^{-1}\text{)}$ [3][4][5].

Il est noté que la configuration du réacteur à plasma proposé dans ce travail est formée de deux électrodes plan-parallèle rempli d'un gaz électropositif monoatomique l'Argon, ce qui a pour effet la formation d'un champ électrique uniforme sur tout l'intervalle inter-électrodes qui est représenté par une distance égale à $x = 0.30 \text{ (cm)}$.

Ces équations de transport sont fortement couplées à l'équation Poisson:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_+) \quad (5)$$

Avec la constante diélectrique égale à $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14} \text{ (CV}^{-1}\text{cm}^{-1}\text{)}$ et $e = 1.61 \cdot 10^{-19} \text{ (C)}$ la charge électrique.

Le calcul du champ électrique E dans notre modèle se fait par:

$$E = -\partial V / \partial x \quad (6)$$

L'énergie thermique des électrons est introduite dans le modèle de la décharge pour avoir une bonne approximation sur les densités des particules chargées et l'énergie électronique. L'équation d'énergie est résolue seulement pour les électrons, en considérant que l'énergie des ions est égale à celle des neutres ce qui caractérise les plasmas hors équilibre thermique. L'énergie thermique des électrons ou bilan des énergies électronique est exprimée par relation (7) [8] [9][10]:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_e k_b T_e) + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{5}{2} n_e E \mu_e k_b T_e - \frac{5}{2} D_e k_b \frac{\partial n_e T_e}{\partial x} \right) + J_e e E = -\frac{3}{2} k_b T_e S' \quad (7)$$

La température des électrons T_e est exprimée en fonction de l'équation d'énergie électronique ϵ_e :

$$T_e = 2\epsilon_e / (3k_b) \quad (8)$$

Avec k_b est la constante de Boltzmann

A la fin de ce paragraphe, les quatre variables recherchées: n_e, n_+, V et T_e sont définis parfaitement par les équations (1) à (8) de notre modèle.

III. ALGORITHME DU SCHEMA N-BEE

Dans ce paragraphe, nous allons décrire l'algorithme N-BEE utilisé dans ce travail pour la résolution des équations de transport. Pour illustrer le schéma N-BEE, nous allons écrire l'équation dérive-diffusion sous sa forme conservative exprimée par la relation suivante [11] [12]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial x} = 0 \quad (9)$$

La discrétisation de cette équation par la méthode de différences finies suivant l'axe des x est donnée par l'expression ci-dessous:

$$\frac{n_i^{m+1} - n_i^m}{\Delta t} + \frac{J_{i+1/2}^m - J_{i-1/2}^m}{\Delta x} = 0 \quad (10)$$

Pour ne pas obtenir des systèmes fortement non linéaire dans cette étude, les densités sont discrétisées au point d'espace i et estimées à l'instant t_{m+1} , le flux $J_{i+1/2}^m$ qui est évalué à l'instant t_m et calculé à la mi-distance des points de la grille i et i+1. Dans l'intervalle d'espace Δx et du pas en temps Δt , nous considérons que les variations des flux sont des fonction constantes.

Pour une vitesse donnée et une condition de CFL exprimée entre 0 et 1, la discrétisation de la composante du flux $J_{i+1/2}^m$ est donnée par l'expression suivante:

$$J_{i+1/2}^m = n_i^m + \frac{1}{2} (1 - v_i) (n_{i+1}^m - n_i^m) \phi(r_i, v_i) \quad (11)$$

Le traitement par un schéma explicite exige des restrictions sur le choix du pas en temps. Ce pas pris constant est imposé presque exclusivement par la condition du nombre de Courant Freidrich Lewy (CFL). Cette condition représente le rapport caractéristique entre les

variations temporelle et spatiale. Le CFL v_i est exprimé par la relation suivante:

$$v_i = \frac{\Delta t}{\Delta x} w_i \quad (12)$$

Avec la vitesse de dérive w_i de la particule à la position i . Cette vitesse exprimée en fonction de la mobilité μ_i et du champ électrique par la relation suivante par:

$$w_i = \mu_i E_i \quad (13)$$

Le flux limiteur ϕ de l'équation (11) est une fonction linéaire exprimée en fonction du rapport r_i des pentes des flux donnée par la relation (14) suivante [13][14]:

$$\phi(r_i, v_i) = \text{Max} \left[0, \text{Min} \left(1, \frac{2r_i}{v_i} \right), \text{Min} \left(r_i, \frac{2}{1-v_i} \right) \right] \quad (14)$$

Avec:

$$r_i = \frac{n_i - n_{i-1}}{n_{i+1} - n_i} \quad (15)$$

La solution recherchée de l'expression (10) pour le calcul de la densité à l'instant t_{m+1} est écrite sous la forme suivante:

$$n_i^{m+1} = n_i^m - v_i (J_{i+1/2}^m - J_{i-1/2}^m) \quad (16)$$

IV. RESULTATS ET INTERPRETATIONS

Les caractéristiques électriques de la décharge en régime normale à l'état stationnaire seront représentées par les distributions en 1D des densités électronique et ionique, du potentiel, du champ électrique et de la température des électrons. Ces caractéristiques obtenus par simulation d'une décharge lumineuse dans l'Argon à une pression de 240 torr et à une température ambiante de 293°k entre deux électrodes planes et parallèles distantes de 0.3 cm.

Notre modèle 1D utilisant l'algorithme N-BEE a été soumis aux mêmes conditions de simulations trouvées dans la littérature [1][2][3][5].

Sur les distributions à l'état stationnaire des densités électronique et ionique (voir figure 1) apparaissent clairement les trois régions caractéristiques d'une décharge lumineuse. Ces trois régions sont la gaine cathodique, la colonne positive et la gaine anodique.

Les ions étant plus lourds que les électrons par conséquent la vitesse de dérive des électrons est plus importante que celle des ions, les électrons se propagent plus rapidement que les ions et s'éloignent de la région cathodique. Ce phénomène est caractérisé par la présence d'une importante charge d'espace et une très faible valeur de

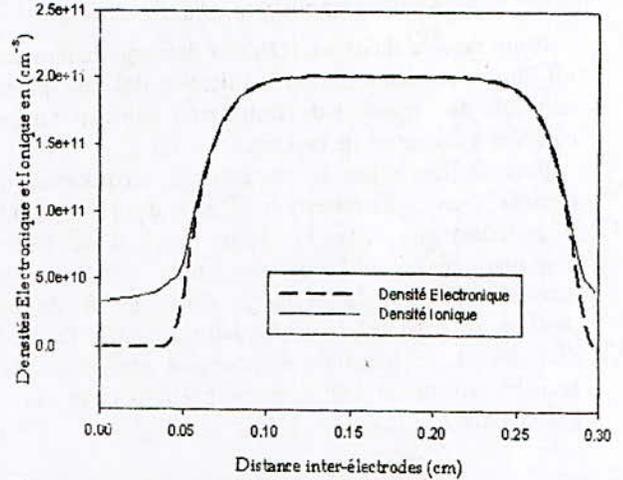


Fig. 1. Distribution à l'état stationnaire des densités électronique et ionique dans la gaine cathodique.

La colonne positive représentant la région où se forme le plasma est caractérisée par des densités électronique et ionique égales et constantes. Par conséquent la charge d'espace correspondante est négligeable.

La figure 2 représente la distribution à l'état stationnaire du potentiel électrique où apparaît clairement au niveau de la gaine cathodique un gradient de potentiel relativement important. Dans la zone de la colonne positive où se forme le plasma, le potentiel est pratiquement constant.

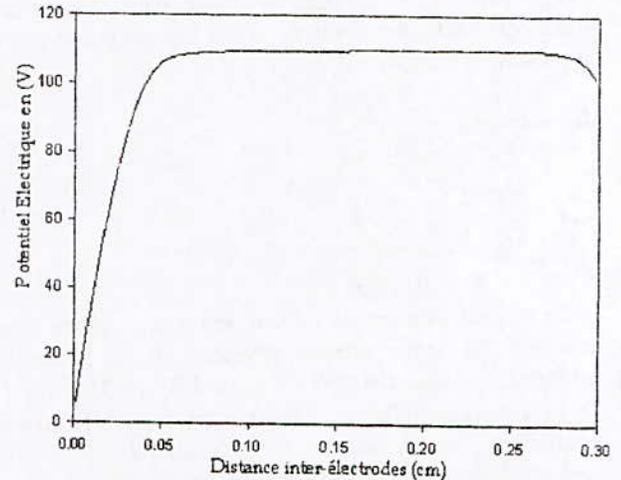


Fig. 2. Distribution à l'état stationnaire du potentiel électrique

La figure 3 représente la distribution du champ électrique dans l'espace inter-électrode. Dans la région de la gaine cathodique, nous remarquons une variation linéaire du champ électrique. Ce champ s'annule à cause de la valeur constante du potentiel électrique dans la région de la colonne positive. Nous remarquons aussi sur cette figure, l'inversion du sens champ au niveau de l'anode

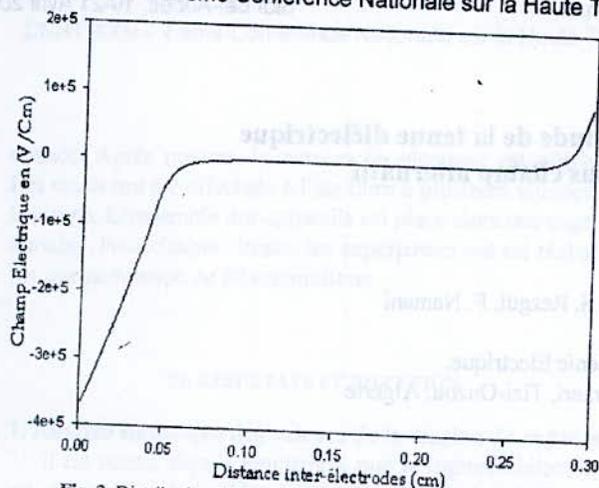


Fig. 3. Distribution à l'état stationnaire du champ électrique

Sur la distribution spatio-temporelle de l'énergie électronique (voir figure 4) apparaît une forte agitation thermique des électrons au niveau de la région cathodique. Ce gradient d'énergie électronique accélère leurs déplacements vers la colonne positive.

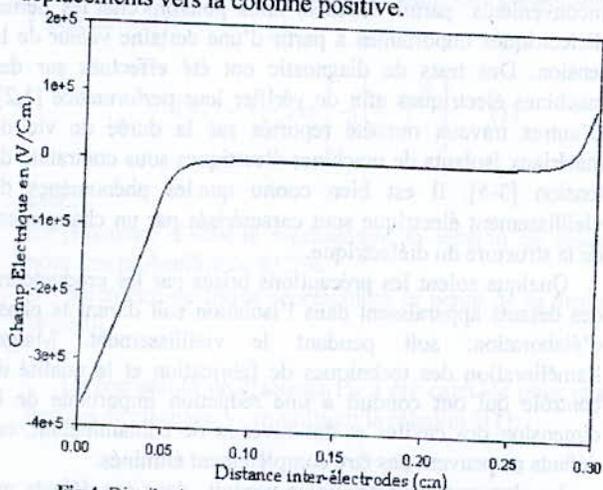


Fig.4. Distribution à l'état stationnaire de l'énergie électrique

V. CONCLUSION

L'objet principal de cette étude est la détermination des caractéristiques électriques d'une décharge lumineuse à faible pression en régime DC entretenue par un terme source constant dans l'Argon.

Pour cela, nous avons présenté les équations de transports du modèle fluide d'ordre deux qui sont résolues par le schéma explicite N-BEE.

REFERENCES

- [1] J. Lowke and K. Davies "Properties of electric discharges sustained by a uniform source ionization", *J. Appl. Phys.*, 49(12), December (1977).
- [2] S.E. Parker "Particle Simulation of boundary Plasmas with a wide Range of Space and time Scale", PhD Thesis, Dept. of Nuclear Engineering, University of California at Berkeley, (1990).
- [3] M. Meyyappan and J.P. Kreskovsky "Glow Discharge simulation through solutions to the moments of the Boltzmann transport equation", *J. Appl. Phys.*, 1506, 68 (4) August (1990).
- [4] J.D.P. Passchier and W.J. Goedheer, "Two-dimensional fluid model for an argon rf discharge", *J. Appl. Phys.*, pp3744, 74(6), September (1993).
- [5] Y. Lin, Raymond A. Adomatias, Technical research Report, T.R. 97-81, (ISR).

- [6] B. Kraloua et A. Hennad "Transport Equations Resolution By N-BEE Anti-Dissipative Scheme In 2D Model Of Low Pressure Glow Discharge", CDTA'2008 Alger ALGERIE, July (2008).
- [7] B. Kraloua et A. Hennad "Schéma explicite pour la résolution des équations de transport pour une décharge lumineuse à basse pression", SFP'2007 Grenoble 398, 9-13 July (2007).
- [8] B. Kraloua et A. Hennad "Modélisation fluide d'une décharge lumineuse supramatie basse pression", CNHT Taghit Béchar ALGERIE, pp53 November (2007).
- [9] Y. Lin "From Detail Simulation To Model reduction: Development of Numerical Tools for a Plasma Processing Application", PhD Thesis, Faculty graduate school of the University of Maryland, (1999).
- [10] I. Lee, D.B. Graves and all "Modeling electromagnetic effects in capacitive discharges", *Plasma Sources Sci. Techno.* 17 (2008) (16pp).
- [11] O. Bokanowski and all "time problem. Application to atmospheric re-entry", Conférence de la SMAI sur l'Optimisation et la Décision Institut Henri Poincarée, Paris 18-20 avril 2007.
- [12] O. Bokanowski et H. Zidani "Anti-dissipative schemes for advection and application to Hamilton-Jacobi-Bellman equations", rapport de recherché INRA, N° 5337 Octobre 2004.
- [13] O. Bokanowski, S. Martin, R. Munos et H. Zidani "An anti-diffusive scheme for viability problems", rapport de recherché INRA N° 5431 Décembre 2004.
- [14] O. Bokanowski and all "time problem. Application to atmospheric re-entry", Conférence de la SMAI sur l'Optimisation et la Décision Institut Henri Poincarée, Paris 18-20 Avril 2007.

Addresses des auteurs

B. Kraloua is with Faculty of Electrical Engineering, University of Science and Technology of Oran, Algeria, BP. 1505 El M'Nanouer, Oran 31000, Algeria, e-mail kraloua_benyssaad@yahoo.fr
 A. Hennad is with Faculty of Electrical Engineering, University of Science and Technology of Oran, Algeria, BP 1505 El M'Naouar Oran 31000, Algeria, e-mail ali_hennad@yahoo.fr

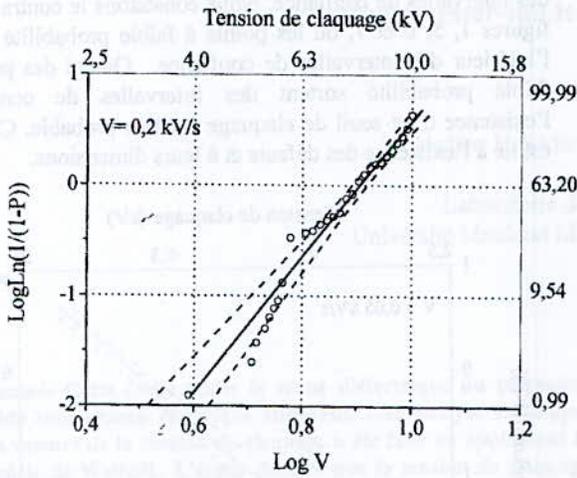


Figure 3 : Diagramme de Weibull pour une vitesse de la rampe de 0,2 kV/s.

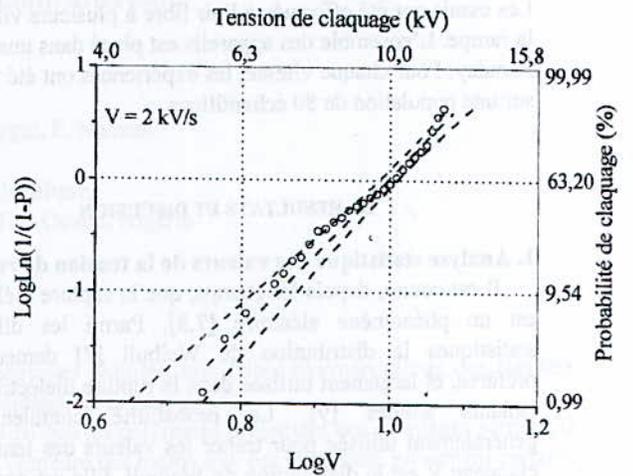


Figure 6 : Diagramme de Weibull pour une vitesse de la rampe de 2 kV/s.

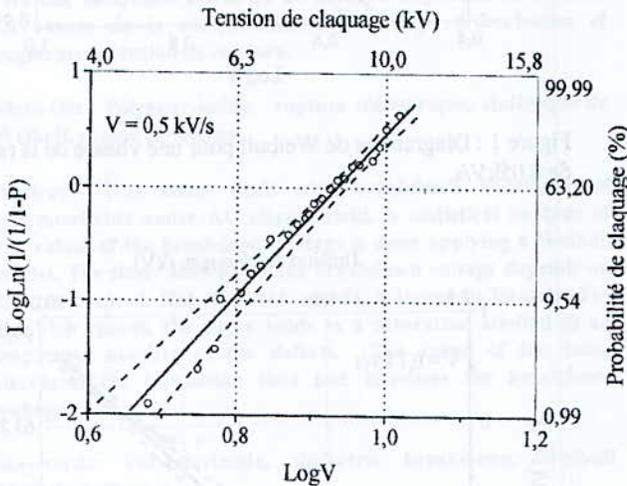


Figure 4 : Diagramme de Weibull pour une vitesse de la rampe de 0,5 kV/s

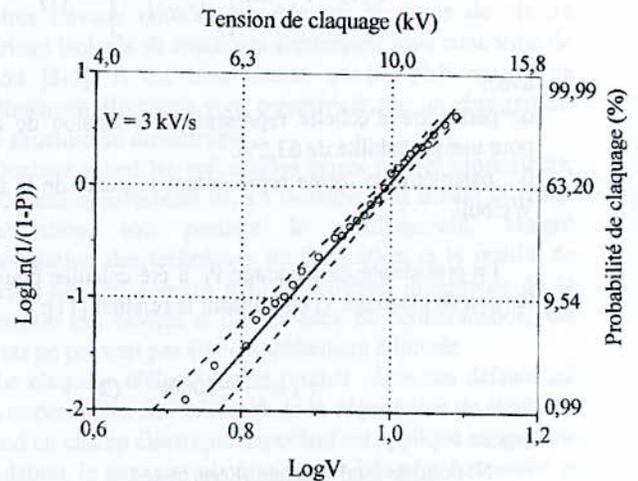


Figure 7 : Diagramme de Weibull pour une vitesse de la rampe de 3 kV/s.

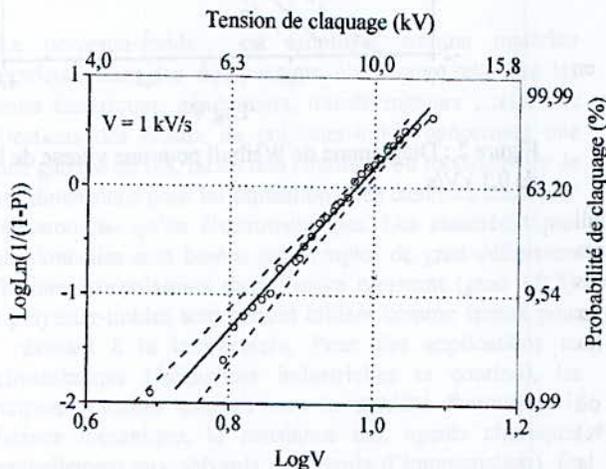


Figure 5 : Diagramme de Weibull pour une vitesse de la rampe de 1 kV/s.

3. Variation de la tension de claquage en fonction de la vitesse de la rampe

Compte tenu des résultats de l'analyse statistique, nous avons étudié l'évolution de la tension nominale de claquage (63,2%) en fonction de la vitesse de montée de la rampe. La figure 8 représente la dépendance de la tension de claquage et de la vitesse de la rampe. Nous constatons que la tension de claquage croît d'abord linéairement pour les faibles vitesses. Au delà d'une vitesse de 0,5 kV/s, comme on pourrait le prévoir, elle tend vers une certaine saturation. Dans la perspective de l'existence du temps de conditionnement au cours duquel s'opère l'accumulation de défauts et charges provoquant la rupture [13], il apparaît que la vitesse de montée de la rampe de tension appliquée à l'isolant joue un rôle important.

On peut consentir, à priori, que l'accroissement de la raideur de la rampe, diminuant en quelque sorte le délai laissé à l'incubation, augmente l'amplitude du champ de rupture du moins tant quand on n'atteint pas le claquage dit intrinsèque du matériau. On tend progressivement vers un claquage intrinsèque. On peut dire, en simplifiant, qu'il s'agit d'une illustration de l'action combinée du champ et du temps, c'est à dire de l'amplitude et de la durée de la contrainte. On note que la tension nominale de rupture tend, vers une certaine saturation qui correspond à des vitesses sensiblement plus élevées, probablement en raison du plus grand nombre de défauts dans le matériau ainsi que de leur nature. On peut penser que la tension de claquage est très liée à la structure du matériau et à un de ses défauts intrinsèques.

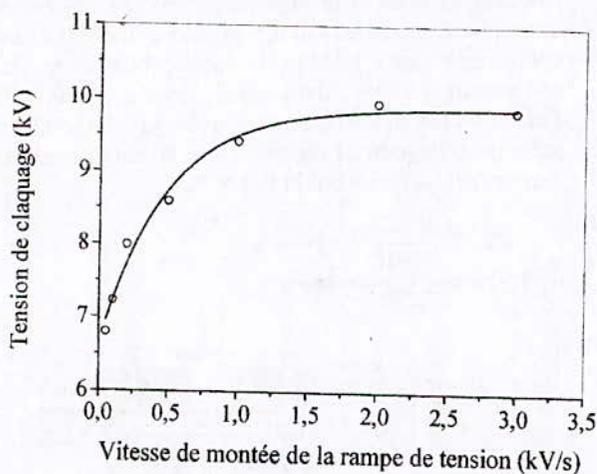


Figure 8 : Variation de la tension de claquage en fonction de la vitesse de la rampe.

IV. CONCLUSION

L'étude montre que la tension de claquage dépend de la vitesse de la rampe. Pour les faibles vitesses, elle augmente linéairement puis tend vers une saturation qui est attribuée au plus grand nombre de défauts contenus dans le matériau et à leur nature. L'augmentation de la tension de claquage peut être expliquée par la nécessité d'atteindre un champ électrique plus élevé afin d'obtenir une densité suffisante des porteurs de charge donc une énergie nécessaire à leur apparition en nombre suffisant. L'augmentation de la vitesse de la rampe diminue le délai laissé à l'incubation, ce qui permet d'expliquer l'augmentation de la tension de rupture.

REFERENCES

- [1] K. Kadotani, T. Hakamada, S. Yamatake, A proposal for insulation diagnosis of 3 kV motor stator windings, *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Vol. EI-18, No. 1, pp. 59-64, 1983.
- [2] L. Rux, S. Grzybowski, Evaluation of delaminated high voltage rotating machine stator winding groundwall insulation, *Conference Report of the 2000 International Symposium on Electrical Insulation*, Anaheim, CA USA, pp. 520-523, April 2-5, 2000.
- [3] T. Tsukui, G. Takahashi, T. Isogai, Voltage endurance of mica insulation systems for rotating machines, *Trans. Inst. Eng. Japan*, Vol. 96-A, No. 10, pp. 463-470, 1976.
- [4] A. Wichmann, P. Gruenewald, Influence of dielectric stress concentration on voltage endurance of epoxy-mica generator insulation, *IEEE International Symposium on Electrical Insulation*, No C2, 1976.
- [5] M. Nedjar, A. Béréal, Aging under AC voltage of polyurethane by using Weibull statistic, *Proceedings of the 2007 IEEE International Conference on Solid Dielectrics*, UK, pp. 654-657, 8-13 July, 2007.
- [6] A. Kelen, Studies on partial discharges on solid dielectrics, a contribution to the discharge resistance testing of insulating materials, *Acta Polytechnica Scandinavica*, *El Eng. Series*, No. 16, pp. 5-81, 1967.
- [7] L. A. Dissado, J.C. Forthergill, S.V. Wolfe, R.M. Hill, Weibull statistics in dielectric breakdown, *Theoretical basis, Applications and implications*, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, Vol. EI-19 No.3, pp. 227-233, 1984.
- [8] L.A. Dissado, Predicting electrical breakdown in polymeric insulators. From deterministic mechanisms to failure statistics, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol.9 No. 5, pp.860-875, 2002.
- [9] M. Nedjar, Effect of plasticizer ratio on the properties of polyvinyl chloride used in insulation of high voltage cables, *10th INSUCON International Electrical Conference Insulation*, Birmingham, UK, pp. 136-138, 24-26 May 2006
- [10] W. Weibull, A Statistical distribution of wide applicability, *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 18, pp. 293-297, 1951.
- [11] L.A. Dissado, J.C. Fothergill, *Electrical degradation and breakdown in polymers*, IEE Materials and devices Series, Peter Peregrinus Ltd, London, UK, 1992.
- [12] J.F. Lawless, Confidence interval estimation for the Weibull and extreme-value distribution, *Technometrics*, Vol. 20 No. 4, pp. 355-364, 1978.
- [13] A.K. Jonscher, R. Lacoste, On a cumulative model of dielectric breakdown in solids, *IEEE Trans. on Elect. Insul.*, Vol. EI-19, N°6, pp. 567-577, 1984.

Ozone decomposition on the electrode in negative corona discharge

K.Yanallah^(*), F. Pontiga^(*), A.Fernández-Rueda^(*), A.Castellanos^(*) and Y.Meslem^(*)

^(*)Laboratoire de génie physique Université de Tiaret

^(*)Universidad de Sevilla, España

Abstract—The decomposition of ozone on the electrode in corona discharge was proposed by Gallo in the past as an important mechanism for destruction of ozone. On the other hand, a new numerical simulation of the electrical negative corona discharge in oxygen has shown that to have a satisfactory agreement between theory and experiment, we must take into consideration the decomposition of ozone on the walls. In order to determine the influence of the geometry and the nature of the anode on the ozone decomposition for negative corona discharge in pure oxygen, three different radii (0.65, 0.85 and 1.1 cm) for different materials were used as anode in the experiment. The concentration of ozone was measured by a spectrophotometer (UV), during the electrical discharge and after its termination. The decomposition coefficient of ozone on the electrode for the different materials was calculated from the decay curves of ozone concentration, and then introduced in the calculation.

Key words— Corona discharge, Chemical reactions, Ozone decomposition, Ozone production

I. INTRODUCTION

Ozone generation by corona discharge is the object of a continuous and renewed interest, since this type of electrical discharge is present in a wide variety of industrial devices, such as electrostatic precipitators, air cleaners, laser printers, copiers, etc. Many experimental and numerical studies have been conducted to improve our understanding of ozone production [1-8]. However, precise simulation of corona discharge is a rather sophisticated task since many different problems concur together in the modeling: the hydrodynamics motion of the gas, the chemical kinetics of ozone (as well as many other charged and neutral species) and the physical modeling of the electrical discharge itself. This study is the continuation of previous investigations [2]. In particular, in this work, the influence of the nature and radius of the anode on the ozone production will be investigated experimentally and numerically.

II. EXPERIMENT

The corona discharge reactor used in the experiments consisted of a wire-to-cylinder coaxial electrode system, with total length $L = 5$ cm. The corona wire was made from tungsten, with radius $r_0 = 0.05$ mm, and the cylinder was made from different materials (stainless steel, steel and Aluminium), with radii $R = 0.65, 0.85$ or 1.1 cm. Negative DC high voltage was applied to the wire, while the cylinder was connected to

ground through a digital multi-meter. The discharge reactor was filled with high purity oxygen (99.995%) at atmospheric pressure, and it was placed inside the sample compartment of a UV-visible spectrophotometer. Ozone concentration was determined by applying Beer-Lambert's law in the range of wavelengths 190-300 nm. A schematic diagram of the experimental setup used in the experiments is presented in figure 1.

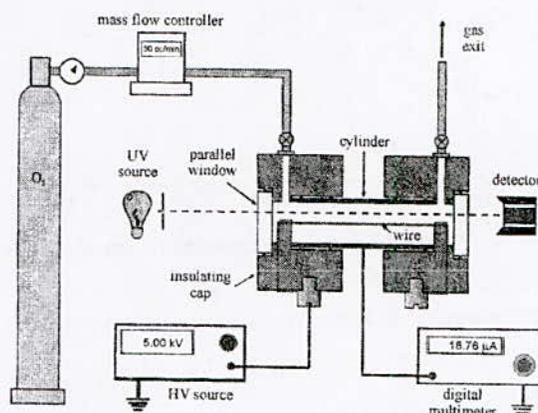


Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup.

III. NUMERICAL MODEL

On the basis of hydrodynamic model, we use the continuity equations that define the appearance and disappearance of all charged and neutral species that take part in chemical reactions at each point of the inter-electrode gap coupled to the Poisson equation and the heat equation :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{e_i}{e_0} N_i^c \mu_i E \right] = S_i, \quad (1)$$

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r D_j \frac{dN_j}{dr} \right] = S_j, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE) = -\frac{1}{\epsilon_0} \sum_i e_i N_i^c, \quad (3)$$

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r k \frac{dT}{dr} \right] = E J_p, \quad (4)$$

where r is the radial coordinates, N_i^c is the density of the charged species i ($i = e, O^+, O_2^+, O_3^+, O, O_2, O_3$), N_j is the density of the neutral species j ($j = O, O_2, O_3, O(^1D), O_2(^1\Delta_g), O(^1\Sigma_g^+), O_2^+, O_3^+$), S_i and S_j are the gain/loss rate terms due to the chemical reactions, μ_i , and D_j denote the mobility and diffusion coefficients, E is the electric field, T is the gas temperature, $J_p(r)$ is the current density of positive ions, ϵ_0 , is the gas permittivity, e_i is the charge of the species i , e_0 is the elementary charge and k is the thermal conductivity of oxygen. The electric field can be expressed as the gradient of the electrical potential, $E = -d\phi/dr$. The model presented here includes 15 chemical species and a total number of 38 reactions, among which 15 electron impact reactions, 17 reactions between neutral species and 6 reactions between ions and neutral species. The selection of the reactions was based on the study of Pontiga et al. [9].

The origin of gas heating is due to the exchange of energy between charged species, accelerated by the electric field, and neutral species. The contribution of electrons to the gas heating can be neglected, since the frequency of energy exchange through elastic collision with neutral species is very low. Moreover, the energy of electrons is mainly consumed in the excitation and ionization of neutral species. Therefore, the power density contributing to the gas heating can be reduced to the energy exchange between ions and neutral molecules. In negative corona, the role of positive ions will be dominant, since these are the charge carriers in the vicinity of the wire, where the electric field is stronger, so power density available in the electric discharge is expressed as $P_h(r) = E(r)J_p(r)$, as indicated in equation (4).

The boundary conditions for equations (1)-(4) are the following:

On the electrode walls, the density of positive (negative) ions is zero on the anode (cathode),

$$\left. \begin{array}{l} N_i^c(r_0) = 0, \quad \text{for negative ions} \\ N_i^c(R) = 0, \quad \text{for positive ions} \end{array} \right\} \quad (5)$$

However, the electron density on the cathode is non zero, due to the secondary emission caused by the impact of positive ions. Therefore, the experimental current intensity, I , is used as a boundary condition that determines its number density on the wire,

$$I = 2\pi r_0 L e_0 \sum_i \mu_i N_i^c E, \quad \text{at } r = r_0. \quad (6)$$

Of course, only electrons and positive ions contribute to the total current on the cathode. The neutralization of certain charged species on the electrodes constitutes a source for other neutral species (e.g. O^+ is converted into O on the anode). Therefore, on the electrodes, the electrical drift flux of these charged species must be compensated by an equal diffusion flux of the corresponding neutral species,

$$e_i \mu_i N_i^c E - e_0 D_j \frac{dN_j}{dr} = 0, \quad \text{at } r = r_0 \quad \text{and/or } r = R. \quad (7)$$

The diffusion flux of the remaining neutral species, which do not have an associated ion, is imposed to be null on the electrodes,

$$D_j \frac{dN_j}{dr} \Big|_{r_0} = 0, \quad \text{at } r = r_0 \quad \text{and/or } r = R. \quad (8)$$

However, on the anode, ozone is produced by the neutralization of O_3^- , but it is also decomposed on the metal surface. This phenomenon is known to be controlled by a decomposition coefficient, δ [2,10]. The balance between O_3^- ions and O_3 molecules must therefore be modified to account for this process,

$$-D_{O_3} \frac{dN_{O_3}}{dr} = \delta N_{O_3} + \mu_{O_3^-} N_{O_3^-} E, \quad \text{at } r = R. \quad (9)$$

In the numerical simulation, the value $\delta = 2.88 \times 10^4$ cm/s for stillness steel, is estimated from the experiment measurement [10]. For the electrical potential, boundary conditions are expressed as

$$\phi(r_0) = V, \quad \phi(R) = 0. \quad (10)$$

The temperature of the gas on the cylinder surface is assumed to be constant and equal to the ambient temperature, since this electrode is in direct contact with the external air,

$$T(R) = 298 \text{ K}. \quad (11)$$

On the wire, the gas is assumed to be in thermal equilibrium with this electrode,

$$\frac{dT}{dr} \Big|_{r_0} = 0. \quad (12)$$

IV. RESULTS AND DISCUSSION

Figure 2 shows the experimental measurements of ozone concentration inside the discharge cell as function of the applied voltage and in the absence of gas flow. Initially, for the three anode stainless steel radii, ozone concentration increases sharply as the applied voltage is augmented. Then, a maximum in ozone concentration is reached, and any further augmentation applied voltage makes ozone density to decrease.

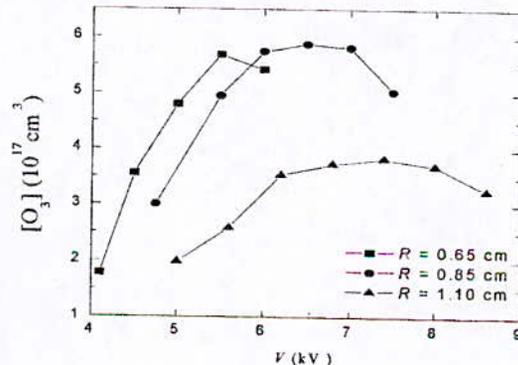


Fig. 2. Experimental values of ozone density as a function of applied voltage for three different stainless steel anode radii.

Many studies have been carried out to understand the mechanism of ozone generation [6–8] by corona discharge of the wire-cylinder geometry. In those investigations, researchers did not take into account the ozone destruction by collisions on the chamber wall. However, Pontiga *et al.* [2] found by experiment that the metal used as an anode had an influence on the ozone generation by a negative corona discharge in pure oxygen. These workers have shown that there is an important ozone destruction on the anode when the discharge is switched off. In an earlier paper, Itoh *et al.* [11] indicated that ozone losses at the wall are important, and they computed the ozone reflection coefficient that gives the reflection probability of ozone molecules colliding on the wall. The interaction of chemical compounds with the electrodes is a complex process, for example in figure 3 we measure the ozone decay, every time when we cut the applied

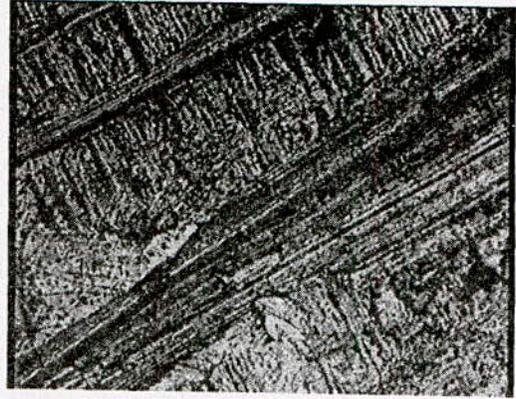


Fig. 4. Aluminium cylinder surface before the electric discharge.

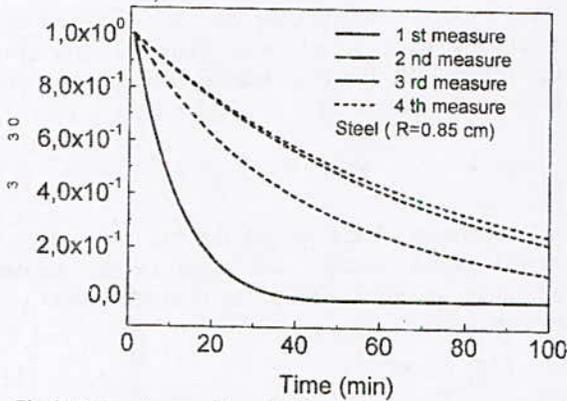


Fig. 3. Decay of ozone after switching off the high voltage(R=0.85 cm).

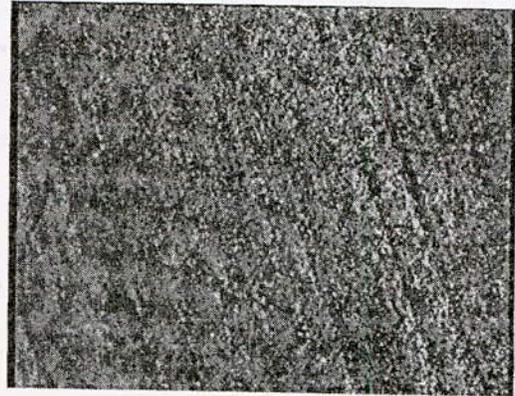


Fig. 5. Aluminium cylinder surface after the electric discharge.

voltage, the result show that the ozone decomposition on the electrode change after itch measurement but after some measurement the ozone decay will be the same, we explain that, by the fact that the decomposition coefficient of ozone on the electrode change with the surface state of the electrode as indicate in figure 4 and 5, for Aluminium materials used as anode. The surface state of the electrode change due the interaction of the electrode with charged particles, when the electric discharge is on. And after the exposition of the electrode many hours on the discharge the surface state does not change for that reason the ozone decay will be the same, after switching off the high voltage. And then, the ozone density decay exponentially with time :

$$N_{O_3} = N_{O_3}|_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (13)$$

The decrease of the ozone is in the first due to the collisions of the ozone molecules with the oxygen molecules and second with the electrode.

In figure 6 we show the effect of the stainless steel cylinder radii on the ozone decay, after switch off the electric discharge. The ozone decay is always exponential for the three radius and the decay time τ is higher when the cylinder radius is small [10]

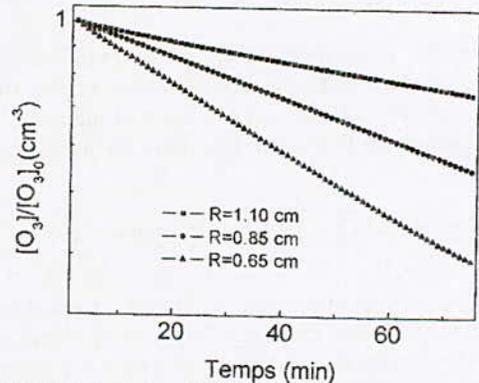


Fig. 6. Temporal variation of the ozone density after the extinction of the electric discharge, for three values of the anode radius.

As commented in the Introduction, Figure 7 shows the average ozone density as a function of the applied voltage in to two different simulations. The first simulation was carried out without taking into account the effect of ozone

decomposition on the walls ($\delta = 0$ cm/s). Finally, the second simulation includes the effects of ozone decomposition on the wall ($\delta = 2.88 \times 10^4$ cm/s). The results of the first simulation show the decreases of the average ozone density with increasing the applied. The second simulation show that the effect of ozone decomposition on the electrode walls is more important at lower current intensities. The predictions of the numerical simulation with the experimental measurements for a cylinder with radius 0.85 cm, is reasonably good.

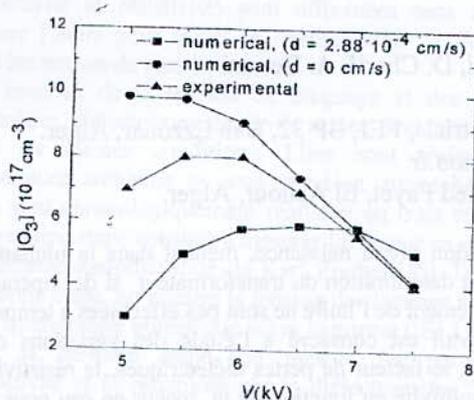


Fig. 7. Experimental and numerical values of the average ozone density for $R = 0.85$ cm.

Moreover, the dependence of ozone concentration with current intensity (or applied voltage) is confirmed by the experiments, since a maximum of ozone density was measured at 6 kV. However, the numerical simulation tends to slightly overestimate the actual ozone concentration, and the maximum of ozone density is reached at a lower value of the applied voltage. Among the reasons for this discrepancy, the fact of having ignored the action of the ionic wind may be of certain importance, since the electro-hydrodynamic motion of the gas will tend to smooth the gradient of temperature.

V. CONCLUSION

Ozone generation in an oxygen-fed wire-to-cylinder corona discharge is investigated experimentally and numerically. The average ozone density produced in the corona discharge is obtained by means of a physico-chemical model which has been developed to obtain the spatial distribution of chemical species generated by corona discharge. The chemical kinetics model and the electrical model are coupled through Poisson's equation and the current-voltage characteristic (CV) measured in experiments is used as input data to the numerical simulation. The experimental results have shown that ozone production is effected by the geometry and the nature of the anode for negative corona discharge in pure oxygen. For stainless steel, the decomposition of ozone is important when the radii of the anode is small. And the state of the anode surface change during the electric discharge, so after switch on the applied voltage many hours and then switch off, the ozone decay is exponential.

The results obtained from the numerical simulation shows that, the introduction of the ozone decomposition on electrodes walls is necessary to understand the ozone production by the electric corona discharge.

REFERENCES

- [1] C. Gallo and G. Castle, "Parametric study of ozone generation by coronas," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 14, no. 1, pp. 84-86, 1978.
- [2] C. Soria, F. Pontiga, and A. Castellanos, "Plasma chemical and electrical modelling of a negative DC corona in pure oxygen", *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 13, pp. 95-107, 2004.
- [3] Hadj-Ziane S, Held B, Pignolet P, Peyrou R and Coste C, "Ozone generation in an oxygen-fed wire-to-cylinder ozonizer at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** 677-85, 1992.
- [4] Loiseau J F, Lacassie F, Monge C, Peyrou R and Held B "Numerical simulation of ozone axial and radial distribution in a cylindrical oxygen-fed ozonizer", *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** 63-73, 1994.
- [5] Monge C, Peyrou R and Held B, "Optimization of a corona wire-to-cylinder ozone generator. Comparison with economical criteria. Part 1", *Oxygen Ozone Sci. Eng.* **19** 533-47, 1997.
- [6] Yehia A, Mizuno A and Takashima K, "On the characteristics of the corona discharge in a wire-duct reactor", *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 2807-14, 2000.
- [7] Chen J and Davidson J H "Ozone production in the positive dc corona discharge: model and comparison to experiments", *Plasma Chem. Plasma Process.* **22** 495-522, 2002.
- [8] Chen J and Davidson J H, "Ozone production in the negative dc corona: the dependence of discharge polarity", *Plasma Chem. Plasma Process.* **23** 501-18, 2003.
- [9] Pontiga F, Soria C, Castellanos A and Skalny J D, "An study of ozone generation by negative corona discharge through different plasma chemistry models", *Ozone Sci. Eng.* **24** 447-62, 2002.
- [10] Yanallah K, Hadj-Ziane S and Belasri A, "Ozone decomposition on walls", *Plasma Devices and Operations* **14** 215-22, 2006.
- [11] H. Itoh, I. Rusinov, T. Suziki *et al.* "Investigation for loss rate of ozone depend on surface material of discharge chamber", In *Proceedings of the 15th OzoneWorld Congress*, Vol. 1, London, UK, September (International Ozone Association, London, 2001), p. 82, 2001.

La rigidité au point 0 des deux premières huiles A et B est presque la même ; elle se situe autour d'une moyenne de 65 kV. Cela signifie que l'huile étudiée présente une bonne tenue diélectrique jusqu'à une concentration d'eau de 15 ppm nettement supérieure aux 10 ppm fixés par les normes. L'huile C présente par contre une mauvaise rigidité (45 kV au point 0) malgré la modeste valeur relative de sa teneur en eau, ce qui suggère que cette dernière n'est pas le seul paramètre décisif quant à la rigidité d'une huile.

C. tan δ en fonction de la teneur en eau

La variation du facteur de pertes diélectriques est l'un des éléments qui nous renseigne sur l'état de l'huile minérale. Les mesures effectuées sur la variation du facteur de pertes (tan δ) en fonction de la teneur en eau de l'huile sont présentées dans la figure 2.

Les grandeurs de tan δ sont différentes d'une huile à l'autre. Nous avons mesuré des valeurs variant entre 0.5 et 2.10⁻³ pour l'huile A, entre 1,5 et 3,5.10⁻³ pour l'huile B et entre 5 et 9,5.10⁻³ pour l'huile C.

Pour une huile donnée, le facteur de pertes diélectriques tan δ est l'un des facteurs qui présente le moins de sensibilité à la teneur en eau. Il y a cependant une certaine sensibilité pour l'huile usagée dont les variations sont difficiles à interpréter.

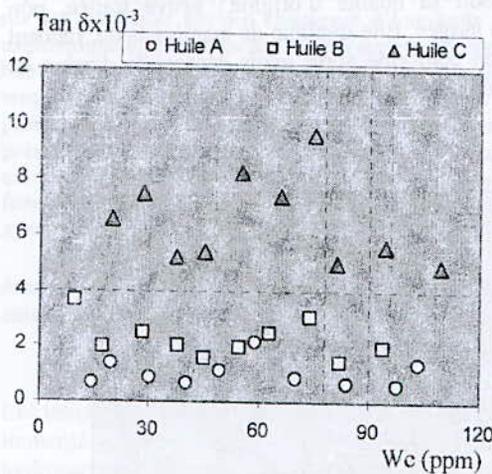


Figure 2 : Influence de la teneur en eau sur le facteur de pertes diélectriques (tan δ) pour les huiles A, B et C

D. La résistivité en fonction de la teneur en eau

La résistivité exprime le caractère résistif de l'huile. Elle dépend de l'aspect moléculaire et des particules existantes dans le liquide. La figure 3 représente les variations de la valeur moyenne de la résistivité ρ en fonction de la teneur en eau pour les trois huiles étudiées.

Les valeurs de la résistivité sont différentes d'une huile à l'autre. L'huile A présente une valeur moyenne de 350.10⁹ Ω.m. Celle de l'huile B se situe autour de 150.10⁹

Ω.m alors que l'huile C présente une valeur moyenne de 70.10⁹ Ω.m.

Pour une huile donnée, la résistivité par rapport à la teneur en eau présente les variations les plus inattendues car elle présente globalement une tendance à l'augmentation avec la teneur en eau. Cette tendance est marquée par le passage par un point minimum. Ces résultats dénotent de la mauvaise miscibilité de l'eau distillée dans l'huile minérale naphénique, malgré les longues phases d'agitation appliquées au mélange. Comme les mesures de la résistivité demandent une période relativement élevée, les particules d'eau auront le temps de se décanter et descendre vers le fond, redonnant à l'échantillon de mesure ses propriétés initiales, c'est à dire celle de l'état zéro. Le minimum de résistivité relevé pour chaque type d'huile pourrait correspondre à une plage de miscibilité de l'eau dans l'huile. Elle est de l'ordre de 20 ppm pour l'huile A, 25 ppm pour l'huile B et 40 ppm pour l'huile C.

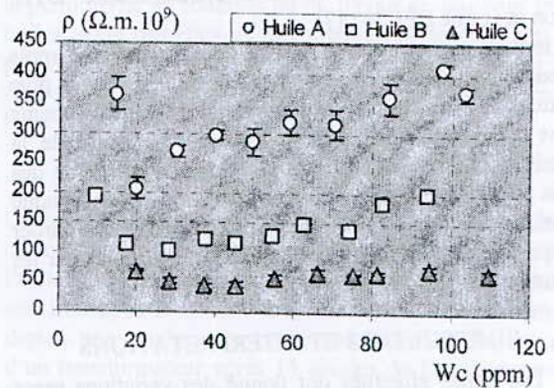


Figure 3 : Variations de la résistivité en fonction de la teneur en eau pour les huiles A, B et C

E. Permittivité en fonction de la teneur en eau

La permittivité relative est une valeur adimensionnelle, elle dépend de la structure interne de l'huile et possède un lien avec la polarité entre les molécules. La figure 4 présente les variations de la permittivité ε_r de l'huile en fonction de la teneur en eau.

Elle représente l'une des caractéristiques intrinsèques de l'huile les plus difficiles à altérer. Malgré l'état de dégradation avancé de l'huile de type C, sa permittivité est peu différente de celle d'une huile neuve (l'huile B). Elle reste également inchangée avec des teneurs en eau allant jusqu'à 100 ppm. Ce résultat signifie que l'ajout de quantités d'eau à l'huile n'agit pas sur les propriétés microscopiques propres de l'huile ; il agit plutôt sur ses propriétés macroscopiques. Les valeurs relativement petites de la permittivité mesurées dans l'huile A pourraient être dues à la présence de particules d'eau de très petites dimensions ou de particules solides dans l'huile non traitée. Il est possible que la permittivité puisse montrer une certaine sensibilité en étudiant ses deux composantes séparément (ε_r = ε'_r + j.ε''_r) ou en effectuant des mesures à des fréquences variables.

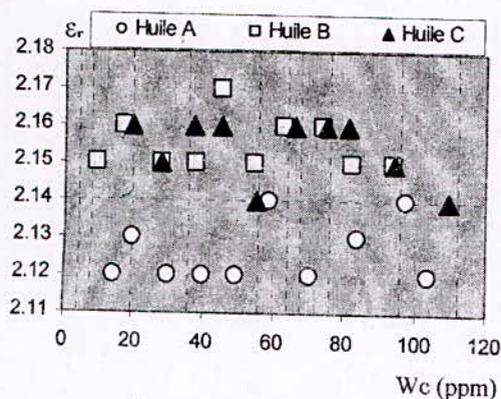


Figure 4 : Variations de la permittivité relative en fonction de la teneur en eau pour les trois huiles.

IV. CONCLUSION

La teneur en eau sous forme dissoute dans l'huile est le paramètre essentiel qui affecte la rigidité diélectrique (tension de claquage). Elle n'est cependant pas le seul paramètre décisif. Son action est combinée avec celles des autres paramètres. Le vieillissement de l'huile à travers lequel des réactions d'acidification pouvant être enclenchées par la présence de l'eau fait que de faibles quantités d'eau rajoutées à une telle huile permettent de réduire sensiblement ses propriétés d'isolement. Ceci est illustré par les valeurs des mesures de $\tan \delta$ et de la résistivité obtenues sur l'huile A qui sont de meilleure qualité que celles de l'huile B, alors que cette dernière est sensée avoir subi un traitement.

Au travers des différents essais que nous avons réalisés sur l'huile étudiée et les événements observés à travers la surveillance et le suivi durant son utilisation, il apparaît d'un point de vue technique que la dégradation progressive de celle-ci est due à la combinaison simultanée des contraintes physiques, chimiques et électriques.

L'augmentation de la teneur en eau (humidité) joue un rôle prépondérant dans l'accélération du processus de cette dégradation. Les conséquences peuvent s'exprimer sous forme de :

- Diminution de la rigidité.
- Augmentation des pertes à long terme.
- Diminution de la résistivité quand l'huile et l'eau sont dans la phase de miscibilité.
- Augmentation de l'acidité à long terme.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Norme ISO 2909, «Produits pétroliers - Calcul de l'indice de viscosité à partir de la viscosité cinématique », Décembre 2002.
- [2] NFT 60-104 équivalente à NF ISO 2049 «Produits pétroliers - Détermination de la couleur (échelle ASTM), Mars 1998.
- [3] Norme ISO 6618, «Produits pétroliers et lubrifiants - Détermination de l'indice d'acide ou de l'indice de base - Méthode par titrage en présence d'un indicateur coloré», Février 1997.
- [4] NF.T. 60-103, « point éclair en vase clos des lubrifiants et huiles combustibles », Décembre 1968.
- [5] Norme CEI 60 814 (Ed. 2), «Isolants liquides - Cartons et papiers imprégnés d'huile Détermination de la teneur en eau par titrage coulométrique de Karl Fisher automatique », Août 1997.
- [6] Norme CEI 60 156 (Ed. 2), «Isolants liquides - Détermination de la tension de claquage à fréquence industrielle - Méthode d'essai », Août 1995.
- [7] Norme CEI 60 247 (Ed. 3), « Liquides isolants - Mesure de la permittivité relative, du facteur de dissipation électrique ($\tan \delta$) et de la résistivité en courant continu », Février 2004.

Investigation on Breakdown Voltage and Dielectric Strength of Transformer Oil under AC Voltage

S. ABDI¹, A. BOUBAKEUR², N. HARID³ and A. HADDAD³

¹University of Médéa, Médéa, Algeria

²L.R.E. Ecole Nationale Polytechnique, B.P 182, El Harrach, Algiers, Algeria

³School of Engineering, Cardiff University, Newport Road, Cardiff CF24 3AA, UK.

Abstract—In this paper, the breakdown voltage and the dielectric strength of transformer oil were studied. The breakdown tests were carried out on new transformer oil using spherical electrodes for different gaps and different voltage speed ramps using an AC power transformer. The obtained results of this investigation show that the gap between electrodes and the voltage speed ramp affect greatly the breakdown voltage and the dielectric strength of the transformer oil.

Index Terms— AC voltage, breakdown voltage, dielectric strength, mineral oil.

I. INTRODUCTION

A TRANSFORMER is used to step up or down the AC voltages. As such, it is an essential component of all electric power delivery systems around the world. The insulation system of a power transformer consists mostly of hydrocarbon oil and paper [1]. The hydrocarbon oil is made by refining a fraction of hydrocarbons collected during distillation of a petroleum crude stock [2].

Mineral insulating oils are the most employed liquid in power transformers [2]. They are used for both cooling (and heat evacuation) and insulation. The condition monitoring of power transformers is necessary; it reduces the equipment's deterioration and the losses of energy. This monitoring is based on assessing the transformer using analysis of the oil's electrical, chemical and physical properties.

Although contaminant compounds have been removed from transformer oil during its production, in reality, transformer oil can be contaminated during the storage and shipping. When transformer oil is introduced in a power transformer, it will be in contact with many solid materials within the transformer such as paper insulation, metal and iron core. In addition, during operation, impurities can be dissolved in the oil due to electrical and thermal stresses. Since high voltage generates a strong electric field within the transformer, the contaminants will move towards the area of relatively high field intensity and hence, develop a

bridge [3]. In the case of conducting particles, current flows through the bridge, which means the oil does not serve its purpose as insulation anymore. As a result, breakdown will be initiated.

The breakdown voltage and the dielectric strength of oil depend upon a number of factors like size, concentration, and nature of soluble as well as insoluble impurities present within the oil. Water in gaseous form, i.e. the moisture and some other hydrocarbon gases are the most common type of soluble impurities, while metallic and non-metallic particles, fibres, and other suspended particles constitute insoluble impurities. Many other factors like material, shape, and area of electrodes, their conditioning, gap spacing, electrode and oil pre-treatment, rate of rise of applied voltage, effect of oil velocity, and the setting time between two consecutive tests also greatly influence the breakdown voltage and the dielectric strength of transformer oil [4].

In this work, investigations were carried out to observe changes in breakdown voltage and dielectric strength of new transformer oil under AC voltage, for different electrode gaps : 1mm, 2mm, 2.5mm, 3.5 mm and 5mm, at different voltage speed ramps: 0.5 kV/s, 2 kV/s and 3.5 kV/s.

II. EXPERIMENTAL TESTS

A. Sample preparation

A dedicated test cell is made from polycarbonate, where two spherical electrodes with a diameter of 25.38 mm were placed in the middle section. The test cell can be filled up to 500 ml of liquid, but in the experiment, the sphere electrodes were completely submerged in the transformer oil. The gap between the electrodes id varied from 1 mm to 5 mm. New inhibited insulating oil (DS 2511) produced in the UK as a mineral oil is used.

To ensure that no contaminant particles are concentrated in a particular region, the sampling of oil, the cleaning of the test cell and the electrodes are made according to the standard specifications given by IEC 60156 [5].

B. Experimental setup

A Hipotronics AC Dielectric Test Set which is capable of supplying up to 75 kV was used as the source voltage. It incorporates a PLC controller and allows for manual and automatic controls. The high voltage terminal was connected to one of the sphere electrodes. The voltage was raised automatically and three different speed ramps of voltage were applied: 0.5 kV/s, 2 kV/s and 3.5 kV/s for each gap length between the electrodes. The voltage was measured using a capacitive divider having a ratio of 40600:i as the mean value after six measurements for each case.

The voltage test was raised until a complete breakdown occurred. A Lecroy Wavejet oscilloscope is used for recording the voltage signal. The dielectric strength was calculated from the breakdown voltage and the gap between the electrodes.

A simplified diagram showing the experimental setup used in the present research is shown in Figure 1.

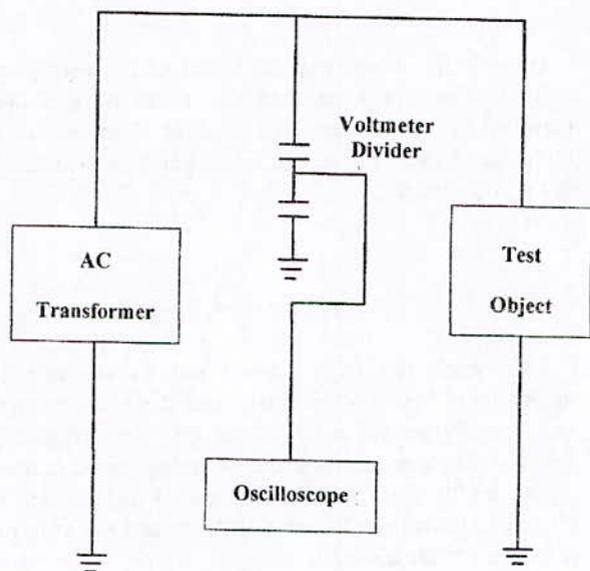


Fig.1. Experimental setup

III. RESULTS AND DISCUSSION

A. Effect of the electrode gap length

For a given voltage speed ramp, The electrode gap was varied during the tests between 1mm and 5mm: .

The results are shown in Figure 2. As can be seen, the breakdown voltage increases with the gap length for the three speed ramps. This confirms results obtained by previous researchers [6]. The wave shapes measured in each case were similar.

Figure 3 shows the variation of the dielectric strength of transformer oil with the gap length. As expected, the dielectric strength generally decreases when the gap length increases. These results also showed similar wave shapes for the three speed ramps. However, for the 2mm gap, dielectric strength showed was lower than those obtained with the other gap lengths.

This result is thought to be due to the very high electric field concentrated between the electrodes when the gap length is small. When the gap increases, the electric field decreases and hence, the breakdown voltage increases. In addition, the presence of ions as a result of this electric field can lead to a propagation of discharges and consequently, the breakdown occurs.

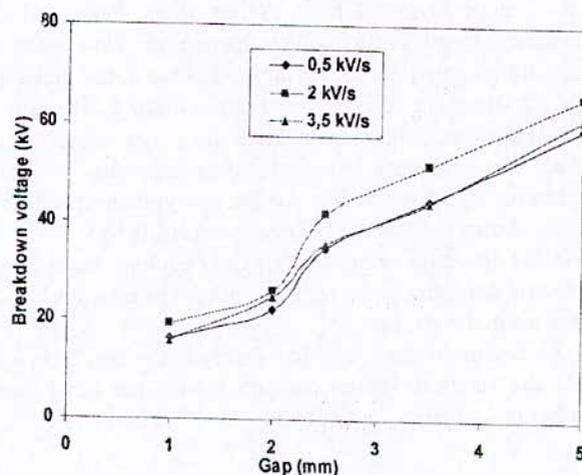


Fig. 2. Variation of the breakdown voltage versus the gap length

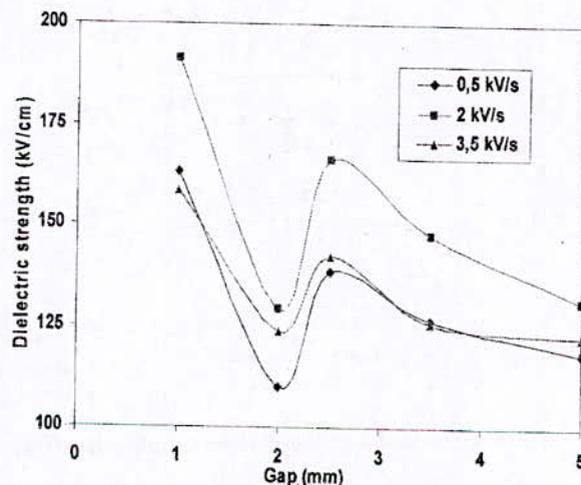


Fig. 3. Variation of the dielectric strength versus the gap length

B. Effect of the voltage speed ramp

The variations of the breakdown voltage and the dielectric strength of transformer oil with regard the three voltage speed ramps: 0.5 kV/s, 2 kV/s and 3.5 kV/s are presented in figures 4 and 5.

As can be seen in Figure 4, the breakdown voltage increases when the speed ramp increases from the low voltage speed of 0.5 kV/s to the medium voltage speed of 2 kV/s. Following that, the breakdown voltage decreases for the higher voltage speed of 3.5 kV/s. These variations are observed for all gap lengths between the electrodes. The maximum breakdown voltage occurs for the voltage speed ramp of 2 kV/s given by the standard [5]. The wave shapes of the breakdown voltage of transformer oil versus the voltage speed ramps are similar for all gap lengths.

As can be observed from Figure 5, the curves of the dielectric strength versus voltage speed ramp have a similar shape for all gaps. There is a large increase in the dielectric strength when the voltage speed varies from 0.5 kV/s to 2 kV/s. However, when the voltage speed increases to 3.5 kV/s, the dielectric strength decreases to a value approximately equals to that for the low voltage speed. It is clearly shown that for the voltage speeds of 0.5 kV/s and 3.5 kV/s, the dielectric strengths are nearly equivalent. The high dielectric strength occurs for the voltage speed of 2 kV/s, as specified in the standard [5].

The results of the dielectric strength for the 2mm gap gave the smallest values compared with the other gaps. Further investigation is required to clarify this result.

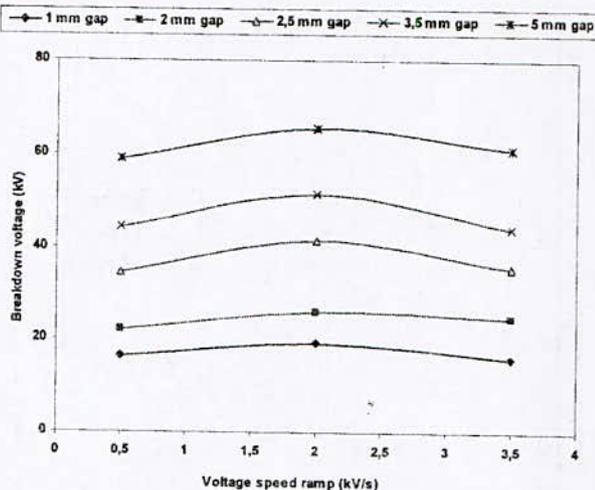


Fig. 4. Variation of the breakdown voltage versus the voltage speed ramp

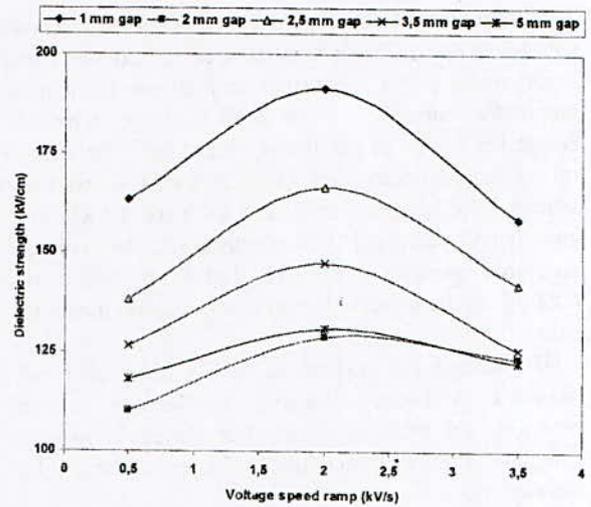


Fig. 5. Variation of the dielectric strength versus the voltage speed ramp

It is clearly shown that the effect of the voltage speed ramp is less important than the effect of the distance between the electrodes. The electric field between the electrodes is more influenced by the gap than the rate of rise of the AC voltage.

IV. CONCLUSION

This work has been carried out to understand the variations of breakdown voltage and dielectric strength of new transformer oil used in the UK, for different gaps between the electrodes, at different voltage speed ramps.

The results show that the increase of the distance inter-electrodes leads to an increase of the breakdown voltage and a decrease of the dielectric strength.

In term of variation of voltage speed ramp, the influence on the breakdown voltage and the dielectric strength is not very important compared to the variation of the gap. However, maximum values are obtained at the voltage speed of 2 kV/s.

ACKNOWLEDGMENT

The authors wish to thank the staff of High Voltage Group and System of Cardiff University, UK, for their technical support and their help in carrying out the different tests in their laboratory.

REFERENCES

- [1] T. K. Saha, "Review of modern diagnostic techniques for assessing insulation condition in aged transformer", IEEE Trans. on Dielectrics and Elec Insul, vol. 10, pp. 903-917, Oct 2003.
- [2] T.O. Rouse, "Mineral insulating oils in transformers", IEEE Electrical Insulating Magazine, Vol 14, n° 3, pp. 6-16, May/June 1998.
- [3] G. Chen and M. H. Zuber, "Pre-breakdown characteristics of contaminated power transformer oil", IEEE Annual Report of Conf. Electr. Insul. Dielec. Phenomena, pp. 659-662, 2007.
- [4] M. M. Moshin, M. Rehman, R. S. Nema, and M. N. Narayanachar "Measurement of transformer oil dielectric strength", IEEE Region 10 Conference TENCON, Vol. 3, pp. 436-439, Nov 2004.
- [5] Standard IEC 60156, "Insulating liquids - Determination of the breakdown voltage at power frequency - Test method", July 1995.
- [6] M. G. Danikas, "Breakdown of transformer oil", IEEE Electr. Insul. Magazine, vol. 6, n° 5, pp. 27-34, Oct 1990.

Effet d'une Barrière Isolante sur la Tension de Claquage de l'Huile de Transformateur dans un Système Pointe-Plan sous Tension Alternative

F.Guerbas*, A.Boubakeur* and A.Beroual**, M.Zitouni*

(*)L.R.E. / Laboratoire de Haute Tension, Ecole Nationale Polytechnique, El-Harrach.
10 Avenue Pasteur Hassen Badi, BP 182, El Harrach, Alger, France

(**) Ecole Centrale de Lyon, Centre de Génie Electrique de Lyon, France

f_guerbas@yahoo.fr, ahmed.boubakeur@enp.edu.dz, abderrahmane.beroual@eea.ec-lyon.fr

Résumé : Ce travail porte sur l'étude de l'influence des barrières isolantes sur la tension de claquage des grands intervalles d'huile minérale sous tension alternative. Les essais sont effectués en géométrie pointe - plan avec et sans barrière. Nous montrons que l'insertion de la barrière améliore de façon significative la rigidité diélectrique du système. L'influence des paramètres caractéristiques de la barrière (position, nature et épaisseur) est également analysée.

I. INTRODUCTION

LES structures isolantes mixtes solide - liquide sont largement utilisées dans l'appareillage haute et moyenne tensions. Elles permettent d'améliorer la tenue diélectrique des systèmes et plus particulièrement celle des systèmes divergents. Cette amélioration résulte de l'augmentation de la longueur de fuite et donc du rallongement de la longueur du canal de la décharge introduite par la barrière isolante ; la barrière constitue ainsi un obstacle au développement des décharges.

Les caractéristiques de l'interface barrière/huile jouent un rôle important dans les mécanismes de propagation des décharges conduisant au contournement (claquage) des structures isolantes.

Le présent travail porte sur l'étude de l'influence des barrières isolantes introduites dans un intervalle d'huile dans une géométrie pointe - plan, sous tension alternative. Nous considérons plus particulièrement l'influence de la position, l'épaisseur et la nature du matériau constituant la barrière sur la tenue diélectrique de l'intervalle d'huile ainsi que l'efficacité de cette dernière.

II. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Le dispositif expérimental est constitué d'une station d'essais à fréquence industrielle, de la cellule d'essais et d'un système de mesure (figure 1). La station d'essais de marque HEAFLY comporte un transformateur d'essais 300kV - 50 Hz, un transformateur de réglage, un diviseur capacitif de tension, un pupitre de commande et un dispositif de protection.

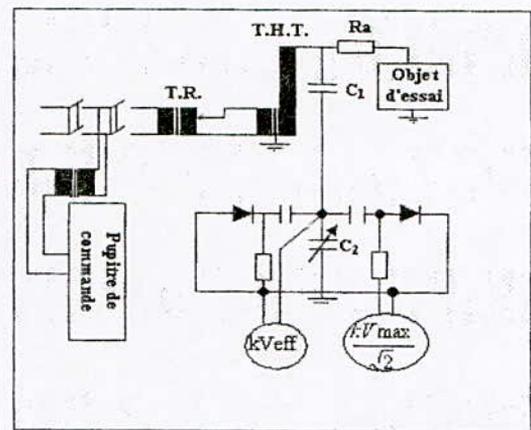


Fig. 1. Circuit d'essais

La cellule d'essais contenant l'huile et le système d'électrodes est une cuve en plexiglas de 50 cm de longueur, 50 cm de largeur, 70 cm de hauteur et 1.5 cm d'épaisseur (figure 2) ; sa contenance est de 175 l. L'axe des électrodes est horizontal.

Le système d'électrodes est constitué d'une pointe et d'un plan. L'électrode pointe est en laiton de rayon de courbure 6mm, montée sur une tige mobile, en acier ; l'électrode plane est un disque en acier de 35 cm. La distance inter-électrodes « d » est ajustable et peut varier jusqu'à 13 cm.

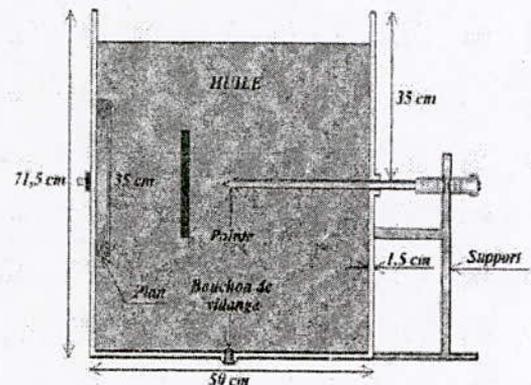


Fig. 2. Schéma de la cellule d'essai

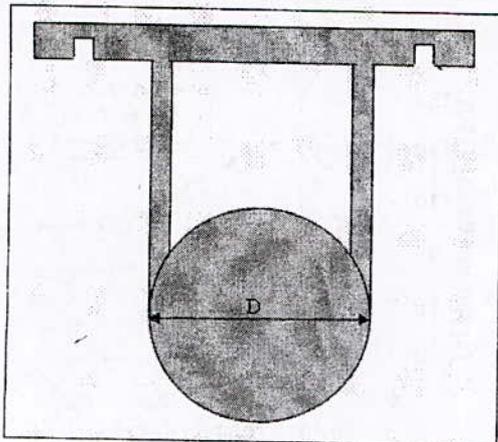


Fig. 3. Forme de la barrière utilisée

Les barrières utilisées sont de forme circulaire et de diamètre D variable ; elles sont maintenues verticalement entre les électrodes par des fils isolants (figure 3). Elles sont issues de deux types de matériaux: la bakélite et le presspahn. Leur état de surface est contrôlé après chaque claquage. Elles sont changées dans le cas d'une perforation. Le liquide utilisé est une huile minérale de type naphénique. Celle-ci obéit à des conditions de stockage rigoureuses dans des fûts étanches, en vu de sa protection de la dégradation et de l'humidité environnante.

La tension de claquage est déterminée sur une moyenne de six essais pour chaque distance inter électrodes « d » [1]

III. RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1. Influence de l'épaisseur de la barrière :

En considérant deux barrières de même rayon mais d'épaisseur différentes, nous constatons que la rigidité diélectrique du système (figures 4 et 5) dépend de la nature de la barrière et de sa position entre les électrodes. L'augmentation de l'épaisseur de la barrière entraîne l'augmentation de son efficacité quelle que soit sa nature. L'épaisseur de la barrière a une influence sur la distribution de la charge sur la surface de la barrière ; le champ entre la barrière et le plan devient de plus en plus uniforme [2]-[3]-[4].

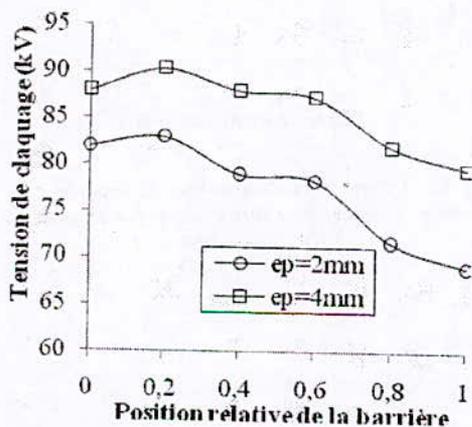


Fig. 4. Influence de l'épaisseur d'une barrière en papier bakéllisé D=14cm

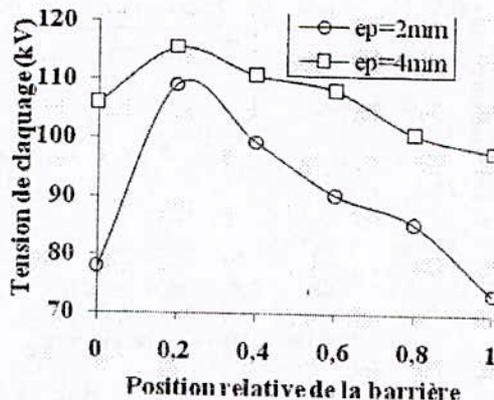


Fig. 5. Influence de l'épaisseur d'une barrière en Presspahn, D=14cm

III.2. Influence de la nature de la barrière

La tension de claquage avec une barrière de presspahn ($\epsilon_r=3$) est supérieure à celle avec barrière en papier bakéllisé ($\epsilon_r=5$) lorsque la barrière est proche de l'électrode pointe (figures 6-8). Cette différence serait due au fait que la décharge se développe plus facilement sur l'isolant de plus grande permittivité [3]-[5] (ϵ_r bakélite > ϵ_r presspahn). La différence entre les deux matériaux réside en plus de leur permittivité et des pertes diélectriques dans leur résistance mécanique.

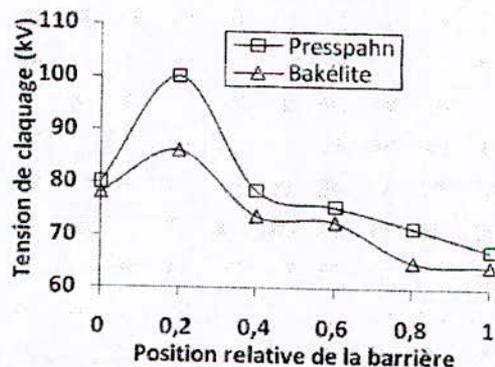


Fig. 6. Influence de la nature de la barrière avec épaisseur= 4mm, d=4cm et D= 14cm

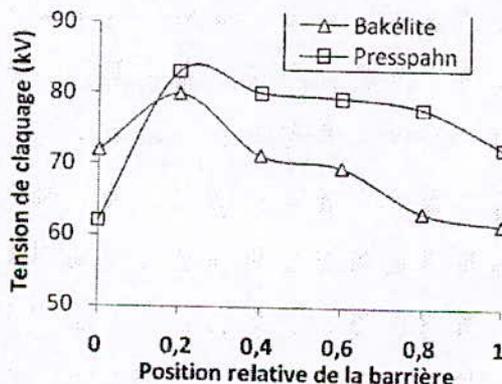


Fig. 7. Influence de la nature de la barrière avec épaisseur= 2mm, d=4cm et D= 14cm

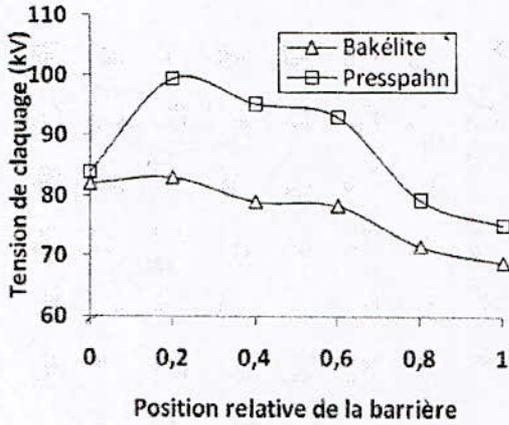


Fig. 8. Influence de la nature de la barrière avec épaisseur= 4mm, d=6cm et D= 14cm

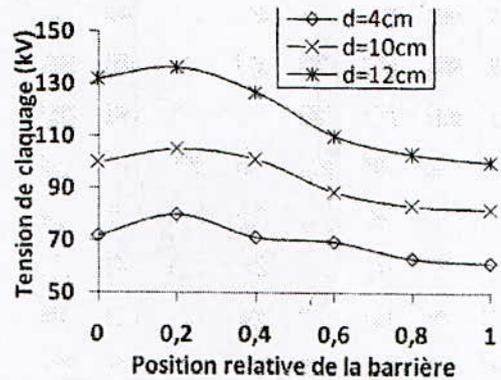


Fig. 10. Influence de la position de la barrière en papier bakelisé épaisseur= 2mm, D= 14cm

III.3. Influence de la position de la barrière

Les figures 9 et 10 donnent respectivement la variation de la tension de claquage en fonction de la position relative de la barrière en presspahn et en bakélite pour différentes distances inter électrodes.

Nous remarquons que ces caractéristiques passent par un maximum lorsque la barrière est à 20% de l'intervalle inter électrodes à partir de l'électrode pointe. Au-delà de cette position, la tension de claquage décroît de plus en plus et tend vers une valeur correspondant approximativement à celle obtenue dans le système sans barrière [6].

III.4. Influence de la distance inter électrodes

L'efficacité de la barrière U_{ab}/U_{sb} définie par le rapport des tensions de claquage du système avec et sans barrière est plus importante lorsque la barrière est au voisinage de l'électrode acérée [6].

L'effet de la distance inter électrodes est plus important lorsque la barrière est située au voisinage de l'électrode pointe. Cet effet diminue et devient très faible lorsque la barrière est placée au voisinage de l'électrode plane quelles que soient la nature de la barrière (figures 11--13).

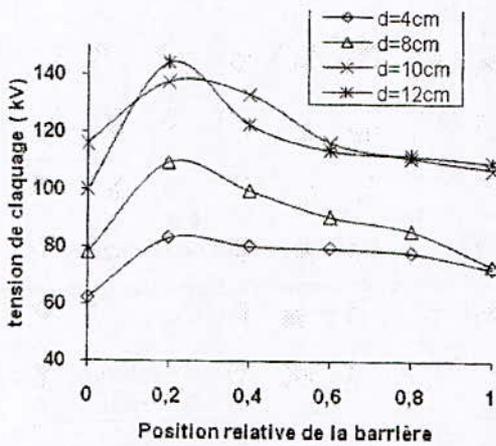


Fig. 9. Influence de la position de la barrière en presspahn épaisseur= 2mm, D= 14cm

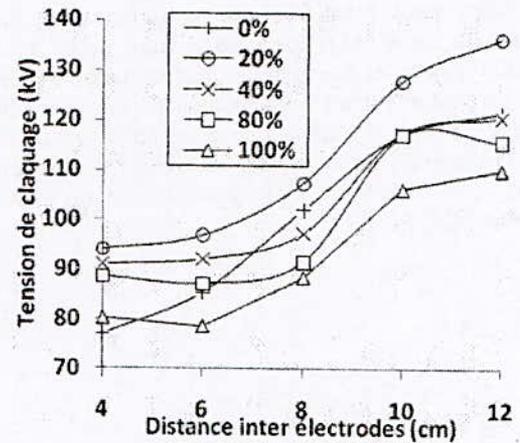


Fig. 11. Influence de la distance inter électrodes pour une barrière en presspahn pour différentes position de la barrière, épaisseur = 2mm.

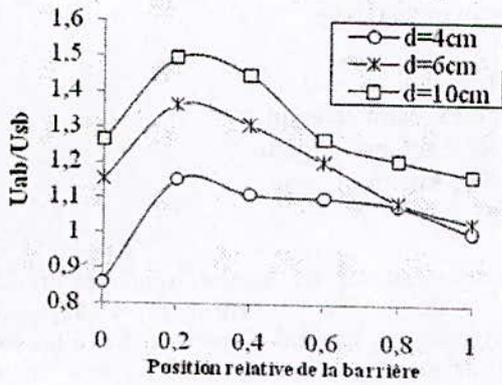


Fig. 12. Efficacité de la barrière en presspahn U_{ab}/U_{sb} , épaisseur=2mm, D= 14cm

En effet, l'augmentation de la rigidité de la barrière est due à l'augmentation de la longueur de la décharge définie par la somme des distances pointe bord de la barrière et la distance entre la barrière et le plan.

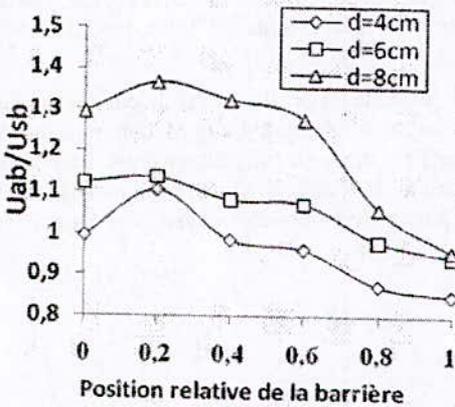


Fig. 13. Efficacité de la barrière en bakélite U_{ab}/U_{sb} , épaisseur De 2mm, D=14cm

IV. CONCLUSION

Il ressort de ce travail que l'insertion d'une barrière isolante dans un système d'électrodes divergent améliore de façon significative la tenue diélectrique du système. La position, la nature et l'épaisseur de la barrière jouent un rôle fondamental. La barrière se comporte comme un obstacle géométrique à la décharge. Elle agit également sur la distribution de la charge d'espace et donc sur la répartition du champ dans le milieu. Le dimensionnement de l'intervalle d'huile pointe barrière plan, doit être scrupuleusement étudié en fonction des paramètres cités ci-dessus, afin d'assurer une meilleure qualité d'isolation

REFERENCES

- [1] Norme internationale, CEI 156, Isolants liquides- Détermination de la tension de claquage à fréquence industrielle. Méthode d'essai, deuxième édition, Novembre 1995.
- [2] A. Zouaghi et A. Beroual, "Influence de la nature et de l'épaisseur de la barrière isolante sur les phénomènes de pré claquage et de claquage des huiles isolantes," 2^{ème} Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT'97), pp.63-65, Novembre 1997.
- [3] J. Pilling, " Dielectric barrier in uniform field", *Elektrie* 23, H11, pp.463, 1969.
- [4] A. Zouaghi, "Etude de l'influence des barrières isolantes sur la tenue diélectrique d'intervalles d'huile en chocs de foudre et en continu", Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1997.
- [5] A. Kawashima and S. Hoh, "Lichtenberg figures on various electrical insulating Materials", *IEEE. Trans.Elect.Insul.* Vol. E-I-13, N° 1, February 1978.
- [6] A. Beroual and A. Boubakeur, "Influence of barriers on the lightning and switching impulse strength of mean air gaps in pointe-plane arrangements", *IEEE Trans. Electr. Insul.* Vol. 20. N°6, pp.1131, 1991;

Modélisation d'un isolateur pollué

S.A.Bessedik, H.Hadi, A. Bouyekni
 Faculté de Génie Electrique, département d'Electrotechnique
 Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie
 Bp 1505 El Mnaouer Oran 31000, Algerie
 ahmed_7b@yahoo.fr

Abstract- Many works have been developed for calculating the flashover characteristics of polluted insulators. These works are carried out on models with simple geometry (Obenus model). These models are advantageous for both theoretical modeling and experimental work. These models however cannot show the effects of the complex insulator geometry, in this present work, we present the open model two-dimensional Equivalent to a real-insulator based on an analytical method which takes into account the profile of the insulator.

Résumé- Des nombreux travaux ont été menés pour déterminer les grandeurs critiques du contournement des isolateurs pollués et se munir d'outils permettant la prédiction de ce phénomène et donc d'éviter la mise en hors service du système. Ces travaux sont effectués sur des modèles à géométrie simple (mono-contournable et bi-contournable). Ces modèles sont avantageux pour faire la modélisation théorique et faciliter le travail expérimental. Cependant ces modèles ne prennent pas en considération la géométrie complexe de l'isolateur. Dans ce présent travail, nous présentons le modèle ouvert en deux dimensions équivalent à un isolateur réel basé sur une méthode analytique qui tient compte du profil de l'isolateur.

Les mots clés : modèle ouvert, isolateur, contournement, décharge électrique, pollution.

I. INTRODUCTION

Les éléments constituant les systèmes de transport d'énergie électrique sont exposés à diverses contraintes. Parmi celles-ci, la pollution des isolateurs constitue un des facteurs de première importance dans la qualité et la fiabilité du transport d'énergie. Les isolateurs haute tension se couvrent d'une couche de pollution qui provient de l'atmosphère. Associée à la rosée de matin, à la pluie, ou au brouillard, cette couche de pollution devient plus ou moins conductrice et sera le siège de passage d'un courant de fuite vers la masse des pylônes. Dans certaines conditions favorables il y aura l'apparition des décharges partielles sur la surface de l'isolateur qui s'allongent pouvant mener au contournement complet de l'isolateur.

Des recherches théoriques et expérimentales considérables dans le phénomène de contournement des isolateurs pollués ne sont pas encore achevées pour élaborer un modèle mathématique parfait et général, qui peut prédire exactement la tension et le courant critiques de contournement [1-2]. Vu la forme géométrique complexe de l'isolateur réel, surtout quand la pollution n'est pas uniforme, le calcul analytique des conditions critiques de contournement est très difficile [3]. De nombreux auteurs ont imaginé à reproduire le phénomène

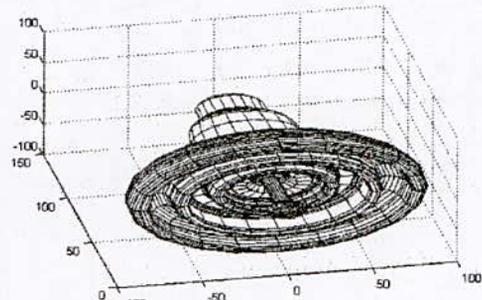
de contournement sur des modèles simplifiés afin de pouvoir le décrire par des équations électriques et thermodynamiques simples. Cependant les difficultés existent toujours et d'autres études sont encore nécessaires [4].

Pour contribuer à l'étude du phénomène de contournement ainsi que l'influence des diverses grandeurs sur ce dernier, nous présentons un modèle équivalent à un isolateur réel basé sur une méthode analytique.

II. DESCRIPTION DU MODELE OUVERT

Le modèle proposé appelé modèle ouvert représente un isolateur réel développé en deux dimensions. Ce modèle ouvert conserve la même ligne de fuite que l'isolateur réel.

La figure 1 présente le profil de l'isolateur réel choisi pour notre étude. A l'aide du logiciel Matlab, nous avons pu représenter l'isolateur en trois dimensions. Le tableau ci-dessous donne les caractéristiques géométriques de l'isolateur choisi. Son modèle ouvert équivalent est représenté par la figure 2.



Diamètre (mm)(D)	175
Ligne de fuite (mm)	190
Pas (mm)(H)	100

Fig.1: Isolateur U-40.

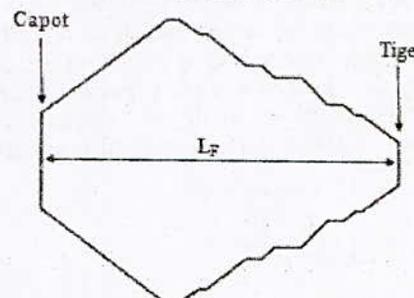


Fig. 2 : Modèle ouvert d'un isolateur réel.

La longueur de la droite LF représente la ligne de fuite de l'isolateur.

III. Calcul de la tension et du courant critique :

D'après le modèle d'obenaus qui représente une décharge électrique en série avec une résistance [5], on a :

$$U = AxI^{-n} + R(x)I + V_e \tag{1}$$

Où :

- V_e : la chute de tension totale aux bornes des électrodes.
- $R(X)$: la résistance de la couche polluée.

Pour déterminer la résistance de la couche de pollution $R(x)$ on passe par deux étapes :

1. Détermination de la résistance de pollution de chaque nervure :

D'après la figure 3 les nervures se prolongent entre deux rayons r_i et r_{i+1} à partir du centre de la tige. Chaque nervure est constituée de deux sections cylindriques et une troisième trapézoïdale.

Les résistances des deux sections cylindriques sont données par les relations :

$$R_{Cy_i} = \frac{L_i}{\sigma_s \cdot \theta \cdot r_i} \tag{2}$$

$$R_{Cy_{i+1}} = \frac{L_{i+1}}{\sigma_s \cdot \theta \cdot r_{i+1}} \tag{3}$$

Et pour la surface trapézoïdale sa résistance est donnée par :

$$R_{Tr_i} = \frac{1}{4 \cdot \sigma_s} \ln\left(\frac{r_{i+1}}{r_i}\right) \tag{4}$$

La résistance de la couche de pollution déposée sur la nervure R_n est donnée par :

$$R_n = R_{Cy_i} + R_{Tr_i} + R_{Cy_{i+1}} \tag{5}$$

Avec :

- R_{Cy_i} : la résistance de la section cylindrique.
- R_{Tr_i} : la résistance de la section trapézoïdale.
- R_n : la résistance équivalente de la nervure qui est prolongé entre deux rayons r_i et r_{i+1}
- σ_s : la conductivité surfacique de la couche de pollution.
- L_i : largeur de chaque section cylindrique.
- r_i : le rayon intérieur ou extérieur de chaque nervure.
- θ : un angle qui varie de 0° à 360°

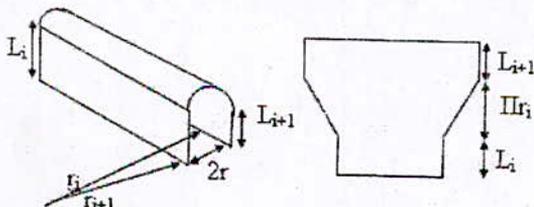


Fig.3 : Nervure en 3D et son modèle ouvert

2. Détermination de la résistance de la surface entre deux nervures et la surface supérieure côté capot :

La couche de pollution de conductivité surfacique σ_s pour la surface entre les nervures i et $i+1$ est équivalente à la couche de pollution déposée sur la bande plate de la figure 4-(a)

La résistance de la surface entre deux nervures est donnée par :

$$R_{Esp_i} = \frac{1}{\sigma_s \cdot \theta} \int_0^L \frac{dx}{r}$$

$$R_{Esp_i} = \frac{1}{\sigma_s \cdot \theta} \ln\left(\frac{r_{i+1}}{r_i}\right) \tag{6}$$

D'après la figure 4-(b) La résistance de la surface supérieure côté capot est donnée par :

$$R_{C_Esp} = \frac{1}{\sigma_s \cdot \theta} \ln\left(\frac{r_{Ex}}{r_{Ca}}\right) \tag{7}$$

Avec :

- R_{Esp_i} : la résistance de la surface entre deux nervures adjacentes.
- R_{C_Esp} : la résistance de la surface supérieure côté capot.
- r_{Ca} : le rayon du capot.
- r_{Ex} : le rayon externe de l'isolateur.

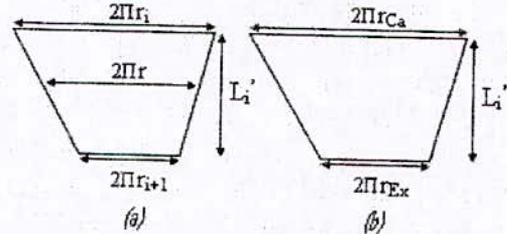


Fig.4 : Surface entre deux nervures et surface supérieure (capot)

Pour n nombre de nervures et k nombre de surfaces, on peut déterminer la résistance totale de la couche de pollution $R(x)$ qui se dépose sur le modèle ouvert

figure 2.

Nous pouvons maintenant calculer le potentiel V_i dans n'importe quel point de la surface de l'isolateur par la formule suivante :

$$V_i = I \sum_{i=1}^n R_i \tag{8}$$

Et le champ électrique est donné par la formule suivante :

$$E = -gradV \tag{9}$$

D'après la relation (1) on suppose que x est constante. On minimise la tension pour maintenir un arc à une certaine longueur x . Les valeurs minimales du courant et de la tension obtenues sont données par les expressions suivantes :

$$I_m = \left(\frac{nAx}{R(x)} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (10)$$

$$U_m = \left[1 + \frac{1}{n} \right] (nAx)^{\frac{1}{1+n}} R(x) \frac{n}{n+1} \quad (11)$$

La longueur de l'arc critique est :

$$x_c = \frac{L}{n+1} \quad (11)$$

De même le courant critique :

$$I_c = \left[\frac{nAx_c}{R(x_c)} \right]^{\frac{1}{n+1}}$$

Ou bien
$$I_c = \left(\frac{A}{r} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (12)$$

Et la tension critique est :

$$U_c = LA^{\frac{1}{n+1}} r^{\frac{n}{n+1}} + V_e \quad (13)$$

V. Résultats et exploitations :

1. Distribution du champ électrique :

La distribution du champ électrique sur la surface d'un isolateur pollué joue un rôle très important dans les différentes étapes de contournement de l'isolateur. En appliquant les relations (8) et (9), nous avons déterminé le champ électrique pour une contamination uniforme. Nous avons imposé la même conductivité sur toute la surface de l'isolateur qui correspond à une conductivité de $0.05 (\Omega.m)^{-1}$. Dans la figure.5, nous avons représenté la variation du champ électrique en fonction de la ligne de fuite. Une comparaison entre notre modèle proposé et le modèle de référence [6] pour le même type d'isolateur réel U160 est aussi montrée sur la même figure.

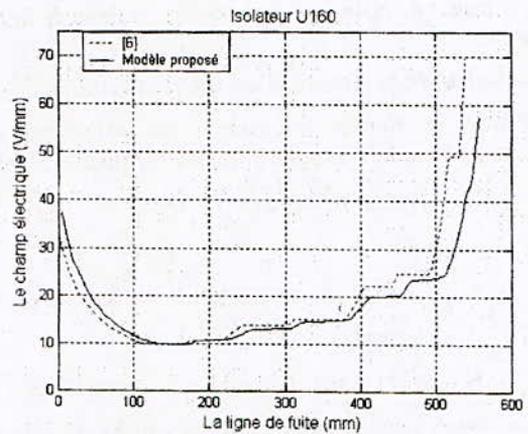


Fig.5 : Comparaison entre le modèle proposé et [6]

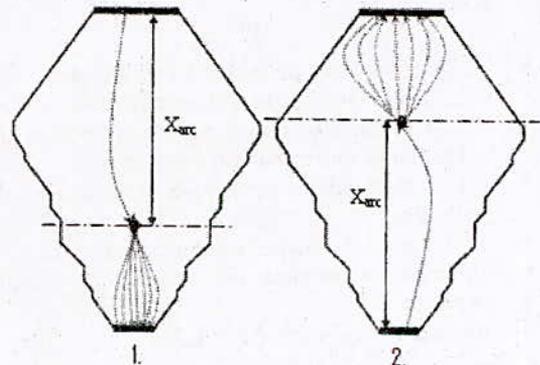
2. Tension et courant critiques :

2.1 Etude de l'influence des paramètres électriques

La connaissance des paramètres qui influent directement sur les conditions critiques du contournement, est très importante pour comprendre le phénomène et pour déterminer ses causes, qui nous aideront dans le choix et la conception des isolateurs. Etant donné, que la surface supérieure de l'isolateur réel n'est pas identique à la surface inférieure, le modèle équivalent ouvert à cet isolateur présente une géométrie telle que l'amorçage du côté tige ne possède pas les mêmes conditions électriques que si cette décharge est du côté capot. Ceci est dû à la forme géométrique de la surface obtenue avec le modèle ouvert.

Nous avons étudié l'influence des paramètres électriques et géométriques du modèle ouvert ainsi que la position de la décharge initiale pour quatre cas différents :

- Un arc créé du côté capot fig.6.1
- Un arc créé du côté tige fig.6.2
- Un arc créé au milieu du modèle ouvert fig.6.3
- Deux arcs créés simultanément : l'un du coté de capot et l'autre du coté de tige fig.6.4



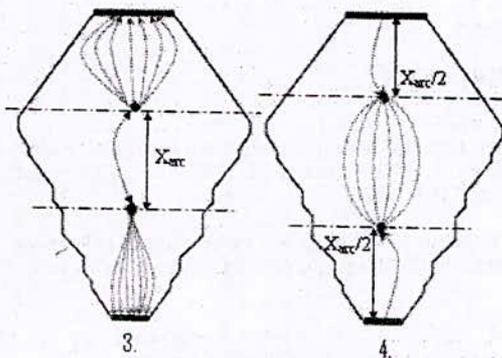


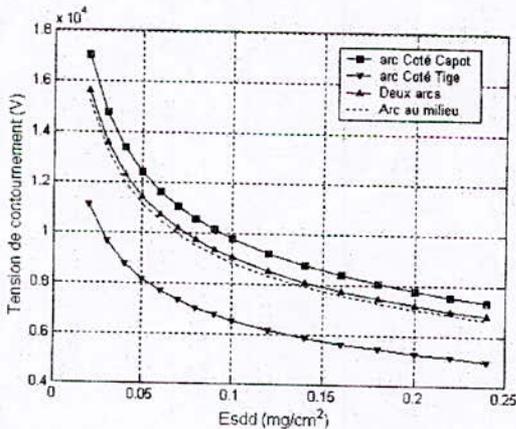
Fig.6 : Différentes configurations de la position de la décharge

2.1.1 Influence de la position de la décharge

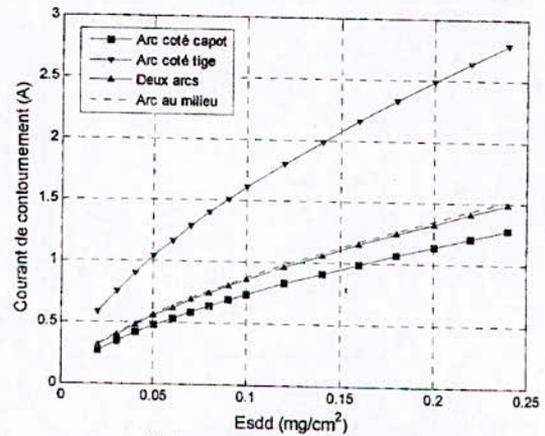
La position de la décharge a une influence car la surface du modèle ouvert n'est pas uniforme et donc la résistance élémentaire de chaque région est irrégulière.

La tension minimale capable d'alimenter la décharge côté capot de longueur X_{arc} jusqu'au contournement est supérieure par rapport à la tension de contournement de la décharge côté tige quelque soit la densité de dépôt de sel équivalent (ESDD) et des valeurs faibles de courant de contournement pour des fortes densités de dépôt de sel équivalent.

La tension et le courant de la décharge qui se produisent au milieu du modèle ouvert et la tension de deux arcs qui sont déclenchés sur les deux côtés sont plus proches de la tension et le courant de contournement de la décharge créée du côté capot fig.7.



(a). La tension de contournement



(b). Le courant de contournement

Fig.7 : Différentes configuration de la décharge

2.1.2 Influence de la résistivité :

La figure.8 montre l'influence de la résistivité sur les conditions critiques de contournement. Nous distinguons d'après cette figure que l'augmentation de la résistivité entraîne un accroissement de la tension critique de contournement, cependant cette variation engendre une diminution du courant.

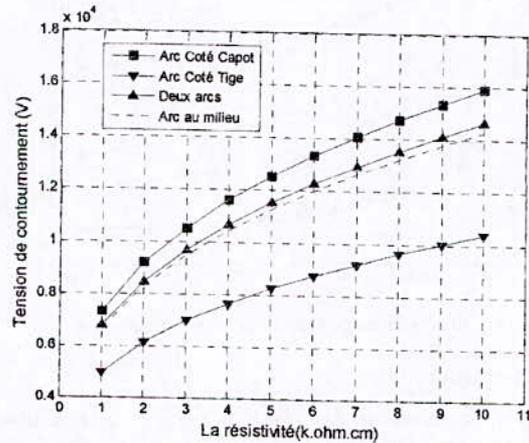


Fig.8 : Variation de la tension critique avec la résistivité

2.1.3 Influence de l'épaisseur :

La variation de l'épaisseur de la couche polluée a une influence sur les valeurs critiques de contournement. Lorsque l'épaisseur augmente la tension critique de contournement diminue comme montré sur la figure.9

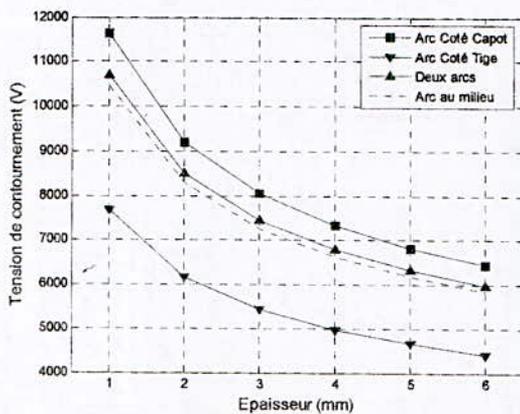


Fig.9 : Variation de la tension critique avec l'épaisseur

2.3 Influence des caractéristiques de la décharge :

La figure.10 montre l'effet des constantes de l'arc sur les valeurs de la tension de contournement. La constante de la décharge A est proportionnelle à la tension de contournement.

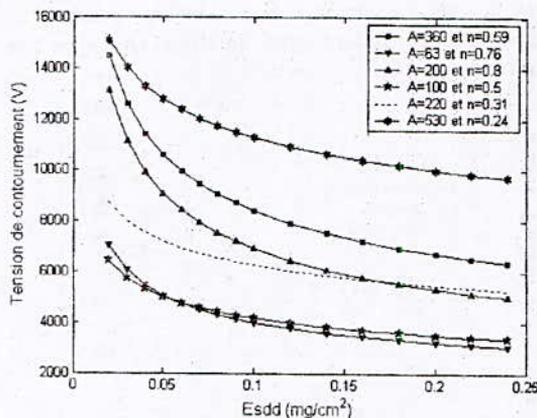


Fig.10 : Variation de la tension critique avec A et n

VI. Conclusion

Nous avons présenté des résultats sur l'utilisation d'un modèle ouvert basé sur une méthode analytique pour simplifier l'étude des isolateurs pollués. Les résultats de calcul de la distribution du champ électrique sur la surface d'un isolateur réel U160 le long de la ligne de fuite sont très satisfaisants en les comparant aux résultats d'autres chercheurs [6-7]. Le modèle que nous utilisons [8] permet de déterminer l'action de nombreux paramètres sur les grandeurs critiques de contournement, les principaux paramètres influençant sur la tension et le courant critique de contournement sont la résistivité, l'épaisseur de l'électrolyte, les caractéristiques de la décharge, et la position de la décharge.

REFERENCES

- [1] G. Zhicheng and Z. Renyu, " Calculation of dc and ac Flashover Voltage of Polluted Insulators ", *IEEE Trans. Elect. Insul.*, Vol. 25, pp.723-729, 1990.
- [2] P. S. Ghosh and N. Chatterjee, " Polluted Insulators Flashover Model for ac Voltage ", *IEEE Trans Dielectr. Electr. Insul.* Vol. 2, pp. 128-135, 1995
- [3] Hadi, S. Flazi, A. Taieb " Modélisation dynamique du contournement des isolateurs pollués des lignes aériennes en haute tension". *CIMASI 2002, 22-23-25 Octobre, Casablanca, Maroc.*
- [4] Z.Aydogmus, M.Cebeci "A New Flashover, Dynamic Model of Polluted HV Insulators ". *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* Vol. 11, No. 4, pp. 577-584; August 2004.
- [5] F.Obenus "Die überschlagspannung verschmutzter isolatoren" *ETZ*, vol.56, 1935, pp. 369-70.
- [6] M, Mariche, "Modélisation dynamique du contournement des isolateur polluée", *Thèse de magister, USTO '2006*
- [7] H.Hadi, S.Flazi, A. Taieb Brahim, "Distribution de potentiel au voisinage d'un isolateur réel en présence d'une bande sèche", *ICEL '2000, USTO, Algérie.*
- [8] S.A.Bessedik, "Modélisation des isolateurs pollués Des lignes Haute tension", *Thèse de magister, USTO '2008.*

Contribution à l'étude de la sévérité de pollution de la région électrique de Béjaïa

*R. Boudissa, *H. Arkoub, *Z. Sahli, **A. Haddad

*Laboratoire de Génie Electrique de Bejaia, Université A. Mira de Bejaia

**High Voltage Energy System Group, Cardiff University, England

Email: raboudissa@yahoo.fr

Abstract - This paper studies the pollution severity of the Béjaïa region, which is suitable for electrical networks insulation applications. Pollution swabs were taken at twelve different sites that are representative of natural pollution in this County. Subsequently, a survey and localisation of the most important sources of pollution in Algeria, and in particular in Béjaïa, were completed. Over a period of three consecutive years, and based on regular monitoring measurements of surface conductivity on carefully selected locations for control insulators, the pollution map of the region was developed and established. Finally, this study was completed with a chemical analysis of the collected pollution samples. The results obtained in this investigation will be of significant support for the network operator in the region, Sonelgaz.

Résumé - Ce papier est consacré à l'étude de la sévérité de pollution de la région électrique de Béjaïa. Douze sites ont fait l'objet de lieu de prélèvement temporaire de rejets atmosphériques issus des sources de pollution de cette Wilaya. Auparavant un recensement et une localisation des plus importantes sources de pollution de l'Algérie et particulièrement de Béjaïa ont été effectués. Sur la base d'une évolution spatiotemporelle reproductible, durant trois années consécutives, de la conductivité superficielle des isolateurs réels exposés sur un nombre de sites très bien choisis, la carte de pollution de la dite région a pu être établie. Enfin cette étude a été bouclée par une analyse chimique des dépôts polluants collectés durant cette période de mesure. Les résultats obtenus seront d'un très grand apport surtout pour les exploitants de la Sonelgaz de la région en question.

Mots clés - sévérité de pollution, région électrique de Béjaïa, carte de pollution, conductivité superficielle, dépôt de sel équivalent

I. INTRODUCTION

Le phénomène de pollution atmosphérique peut entraîner non seulement la mort des êtres et animaux vivants mais aussi la diminution des performances des équipements électriques et d'autre part l'Algérie est classée quatorzième pays pollueur au monde [1, 2] de part ses émissions atmosphériques de gaz à effet de serre (33,5 millions de tonnes de CO₂ par an). De plus l'Algérie, où environ 60% des incidents électriques enregistrés sur son réseau électrique national sont imputés à la pollution, ne dispose pas à présent de carte de pollution à l'échelle régionale ou

nationale [3, 4].

En effet le dimensionnement convenable d'une isolation électrique externe en milieu pollué est subordonné à la détermination de la sévérité de pollution du lieu d'utilisation de cette isolation et l'évaluation de celle-ci doit fournir toutes les informations nécessaires sur la fiabilité du réseau électrique, l'évolution temporelle de l'accumulation de la pollution et le choix d'une isolation adéquate, pour prévoir ainsi des techniques de lutte efficace de dépollution [5].

Ce manque flagrant d'informations à l'échelle nationale nous a amené à nous intéresser, par le biais de cet article, dans un premier temps, à l'établissement d'une carte de pollution de la Wilaya de Béjaïa, qui sera ensuite élargie à d'autres régions du pays touchées par ce fléau.

L'établissement de la carte du degré de pollution de la région suscitée est subordonné inévitablement à une localisation et un recensement des sources importantes de pollution sur le territoire national et particulièrement au sein de la Wilaya de Béjaïa.

II. SOURCES IMPORTANTES DE POLLUTION

A. Territoire national

Les résultats d'une synthèse sur le recensement des sources importantes de pollution sur le territoire national ont fait ressortir que:

- L'extraction et l'usage des hydrocarbures fossiles en gaz naturel et en pétrole pour la production d'électricité en Algérie constituent la première source de contamination de l'environnement dans ce pays (20 millions de tonnes de CO₂eq, 300 000 tonnes de SO₂, 80 000 tonnes de NO_x et 3720 tonnes de particules en suspension) [2, 6];
- Le transport automobile (3,2 millions de véhicules) est le siège de rejets de 10 millions de tonnes d'agents polluants gazeux par an dans l'atmosphère [1];
- Les cimenteries de première génération génèrent chacune annuellement environ 90 tonnes de poussières et de dioxyde de carbone. Les concentrations en poussières atteignent les 150 mg/m³ d'air, soit un rapport de 5 fois plus élevé que celui prévu par la norme environnementale;
- Les feux de forêts constituent une autre source de rejets gazeux dans l'atmosphère. Durant l'année 2007, la superficie ravagée par ce fléau est évaluée à plus de 24100ha, 8442ha en 2006 et 24 816ha en 2005;
- Le Phénomène de désertification, reconnu comme source de pollution désertique (érosion très avancée des sols et remontée en surface de divers sels minéraux), a déjà menacé plus de 2.10⁶ha de terres. Le taux de boisement actuel est de

1,7%, alors que la communauté scientifique mondiale en recommande 20% minimum;

- Les rejets solides dont les quantités générées annuellement sont de 9.10^6 tonnes pour les déchets ménagers et de $1.5.10^6$ tonnes pour les déchets industriels, constitue une source de rejets gazeux atmosphériques du fait de leur incinération à l'air libre au niveau des décharges incontrôlées (émission de dioxyde de carbone, oxydes d'azote, chlore, acide chlorhydrique, poussières, etc.);

- Le volume total des déchets liquides (eaux usées) rejetées annuellement en mer méditerranée est de 700 millions de m^3 . Le mauvais rendement des stations d'épuration ($160.10^6 m^3/an$) et le manque d'infrastructures de collecte de ces eaux usées entraînent le déversement d'énormes quantités de ces eaux directement à la mer, dans les oueds ou bien carrément dans les rues. Ces rejets laissent derrière eux des boues qui sont transformées en nuages de poussières polluantes par la circulation routière par exemple.

B. Région électrique de Béjaia

- En matière de pollution dans la région de Béjaia, $6100 m^3$ de gaz toxiques sont dégagés annuellement dans son atmosphère. Ces rejets sont expliqués par le fait que sur les 1275 unités y recensées 7 seulement disposent de filtres de traitement de leurs rejets;

- Le parc automobile de cette région, estimé à plus de 130 000 véhicules, engendre environ $0,4.10^6 t$ an de gaz dans son atmosphère;

- Les feux de forêt ravageant des centaines d'hectares par an du patrimoine forestier de Béjaia (2 960ha de forêts et 36 052 arbres fruitiers transformés en cendres en 2006) contribuent aussi de leur côté à la pollution de son atmosphère;

- 55% des 450t/jours de déchets solides générés à travers cette Wilaya ne sont pas collectés, mais rejoignent plutôt les 52 décharges sauvages recensées et incinérés à l'air libre;

- La quantité de rejets liquides non traités et déversée à la mer est évaluée à $35000 m^3/jour$.

En guise de protection de l'environnement algérien, la direction de l'environnement prélève certes des taxes au titre de la fiscalité écologique, mais celle-ci est ridicule en comparaison des atteintes apportées aux écosystèmes, détruits pour certains de manière irrémédiable. 8% de la population algérienne sont asthmatiques et plus de 26000 cancéreux ont été recensés en 2006 à l'échelle nationale.

III. CHOIX DES SITES ET TECHNIQUES DE CHARACTERISATION DE LA POLLUTION

Afin de tenir compte non seulement de l'emplacement du réseau électrique de Béjaia par rapport aux sources de pollution suscitées mais aussi pour une plus grande représentativité des différents types de pollution y régnant, au total 12 sites d'accueil des collecteurs de pollution atmosphérique ont été retenus (Fig.1). Ces sites caractérisent respectivement six sites urbains (S₁, S₂, S₃, S₄, S₅, S₁₁), deux sites industriels (S₈, S₁₂), un site marin (S₁₀), deux sites

industriels et marins (S₆, S₇) et enfin un site rural (S₉).

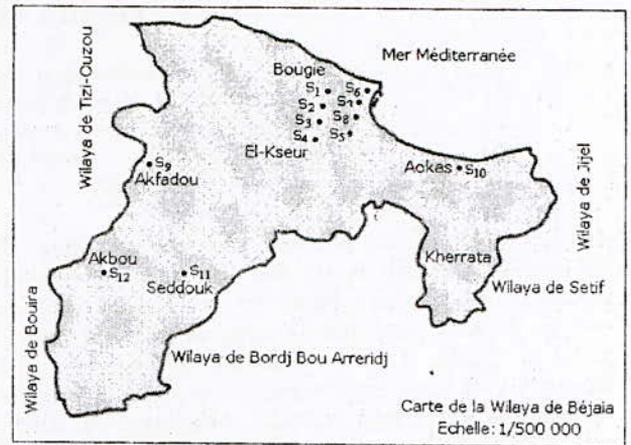


Fig. 1. Emplacement des sites de collecte de pollution
S₁: Rue du Vieillard; S₂: Sidi Ahmed; S₃: Amriw; S₄: Université; S₅: Ihaddadène; S₆: ENMTP; S₇: Port; S₈: Porte Sarrasine; S₉: Akfadou; S₁₀: Aokas; S₁₁: Seddouk; S₁₂: Akbou

La collecte des retombées atmosphériques est assurée par deux types de capteurs, des plaques en verre (Fig.2a), implantées sur tous les sites considérés et des isolateurs à capot et tige (Fig.2b), installés uniquement sur des sites sécurisés contre des actes de vandalisme. Tous ces collecteurs étaient exposés sur des toits des édifices situés à la même hauteur du sol que celle des isolateurs réels accrochés aux lignes électriques aériennes.

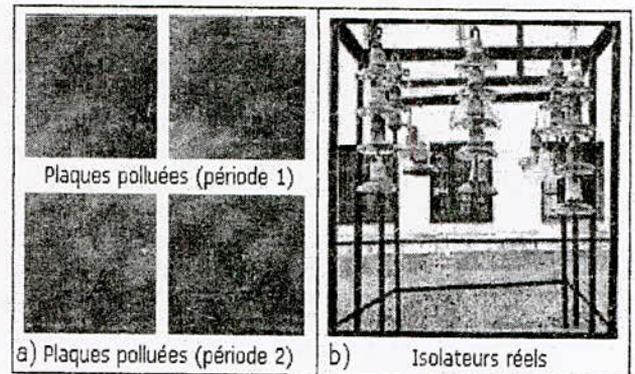


Fig. 2. Collecteurs de pollution (Plaques et isolateurs)

Le temps d'exposition des différents collecteurs de pollution a été varié non seulement au cours d'une année mais pour des raisons de reproductibilité des résultats annuels obtenus, des mesures similaires ont été répétées durant trois années consécutives sur des sites de très grande importance.

La sévérité de pollution d'un site est généralement caractérisée par l'intensité de précipitation des dépôts polluants ainsi que par leur conductivité électrique. Une évaluation idéale de la sévérité d'un site, devrait fournir toutes les informations nécessaires au calcul de probabilité de contournement sous pollution pour un isolateur quelconque installé sur site et soumis à la tension spécifiée du réseau. Bien qu'il existe plusieurs méthodes d'évaluation du degré

de sévérité de pollution d'un site (conductivité superficielle, densité du dépôt de sel équivalent, comptage des impulsions de courant, courant de fuite le plus élevé et contrainte de tension) [5], seulement deux d'entre-elles ont été retenues pour la mesure des paramètres électriques des dépôts polluants collectés. Le choix de celles-ci repose sur le fait que la première, la Densité de Dépôt de Sel Equivalent (DDSE), est la seule normalisée et que les équipements de mesure nécessaires ne sont ni complexes ni coûteux. Celle-ci est déterminée par la formule 1 [5, 7]:

$$DDSE = \frac{S_a V}{S} \quad (1)$$

Avec : DDSE en kg/m²; V : volume de la solution polluante en m³; S : surface lavée du collecteur de pollution en m² et S_a : Salinité équivalente de la solution exprimée en kg/m³ par :

$$S_a = (5,7\sigma_{20})^{1,03} \quad (2)$$

Où : σ₂₀ est la conductivité volumique de la solution polluante en S/m calculée selon :

$$\sigma_{20} = \sigma_0 [1 - b(\theta - 20)] \quad (3)$$

Avec : θ en °C, σ₀ en S/m et b est une fonction de la température θ selon la relation 4 :

$$b = -3,2 \cdot 10^{-8} \theta^3 + 1,032 \cdot 10^{-5} \theta^2 - 8,272 \cdot 10^{-4} \theta + 3,544 \cdot 10^{-2} \quad (4)$$

La seconde, le conductimètre à sonde mobile (Fig.3), offre non seulement plus d'avantages par rapport à la première (mesures sur site, résultats plus précis, etc....) mais aussi la grandeur mesurée est étroite liaison avec la tenue électrique ou la performance des isolateurs en exploitation [7, 8, 9].

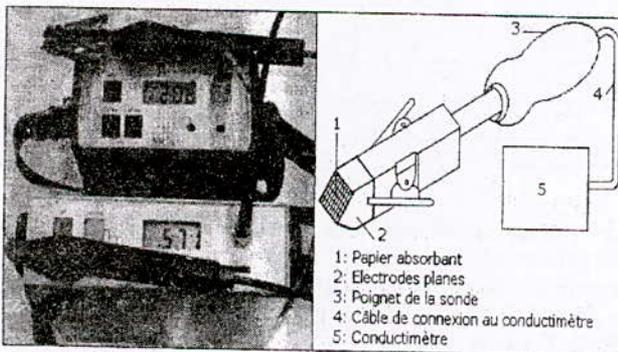


Fig. 3. Conductimètre à sonde mobile (mesure de σ_s)

La conductivité superficielle du collecteur de pollution est mesurée à l'aide d'un conductimètre à sonde mobile (Fig.3) selon la relation 5 [5, 8] :

$$\sigma_s = f.G \quad (5)$$

Avec : σ_s en S et G la conductance (S), donnée par l'expression 6 [5, 8]:

$$G = \frac{I_f}{U_a} \quad (6)$$

Où I_f (A) est le courant de fuite traversant la couche de pollution du capteur et U_a (V), la tension appliquée au collecteur pollué et enfin f est le facteur de forme de l'isolateur considéré et déduit de l'égalité 7:

$$f = \int_0^{L_f} \frac{dx}{\pi d(x)} \quad (7)$$

Avec: L_f ligne de fuite du collecteur de pollution en m et d son diamètre en m.

IV. RESULTATS ET DISCUSSIONS

L'évolution temporelle de la DDSE et de la conductivité électrique superficielle des collecteurs en fonction des principaux facteurs climatiques (pluie, vent, température) a été établie pour chacun des 12 sites considérés. Ces mêmes mesures ont été répétées durant trois années consécutives 2003, 2004 et 2005. Donc, pour des raisons de limitation du volume de cet article, seuls trois exemples de sites classés différemment (Ihaddadène, Porte Sarrasine et Akfadou) ont été présentés dans ce papier. L'allure des courbes de ces grandeurs est illustrée par les figures 4, 5 et 6. Celle-ci évolue en dents de scie indépendamment du site, de la période et de la méthode de mesure considérés pour enfin tendre vers une valeur limite généralement inférieure à celle acquise à des périodes de durée plus faible.

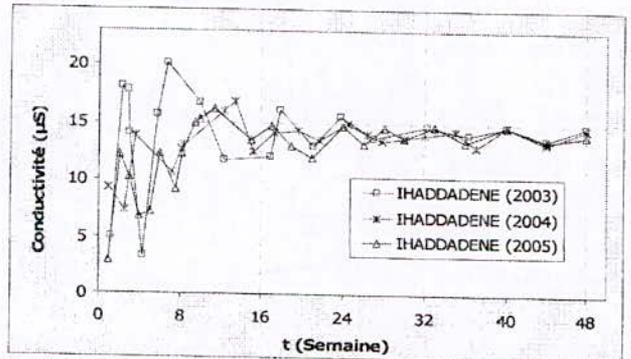


Fig. 4a. Evolution temporelle de la conductivité électrique superficielle des collecteurs de dépôts polluants émanant du site Ihaddadène

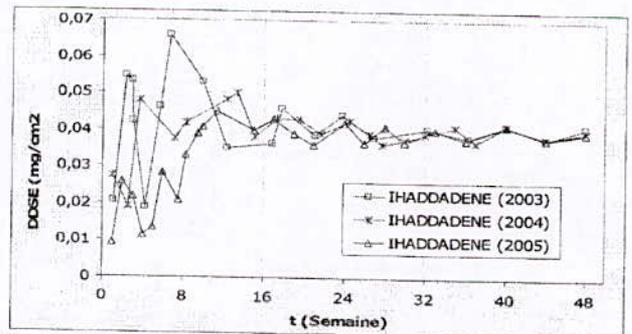


Fig. 4b. Evolution temporelle de la DDSE du site Ihaddadène

Cette limite est atteinte au bout d'une période de 6 mois, valeur rentrant dans l'intervalle de temps donnée dans la littérature et variant entre 5mois et deux années [10]. Cette fluctuation ne peut être justifiée que par l'influence simultanée tantôt positive, tantôt négative de certains facteurs météorologiques tels que le vent, la pluie, le taux d'humidité et la différence de température sur

l'accumulation dans un cas, la diminution quantitative ou la suppression dans l'autre, des dépôts polluants sur la surface des collecteurs durant ces périodes. La valeur limite de la DDSE ou de la conductivité superficielle des collecteurs contaminés correspondant à chaque site est prise généralement comme degré de pollution de base de celui-ci.

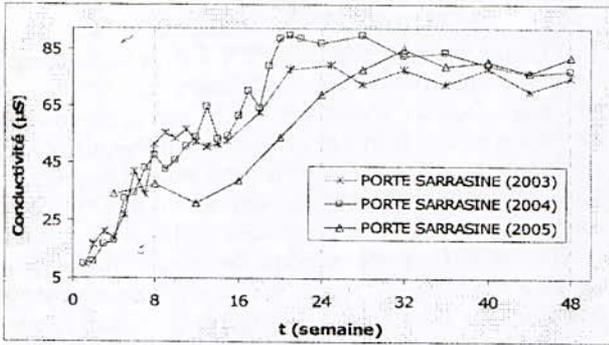


Fig. 5. Evolution temporelle de la conductivité électrique superficielle des collecteurs de dépôts polluants provenant du site Porte Sarrasine

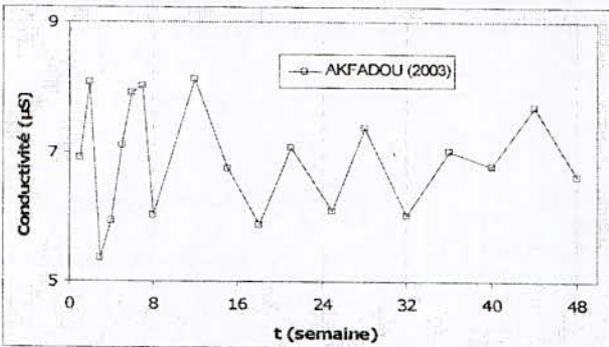


Fig. 6. Evolution temporelle de la conductivité électrique superficielle des collecteurs de dépôts polluants prélevés du site Akfadou

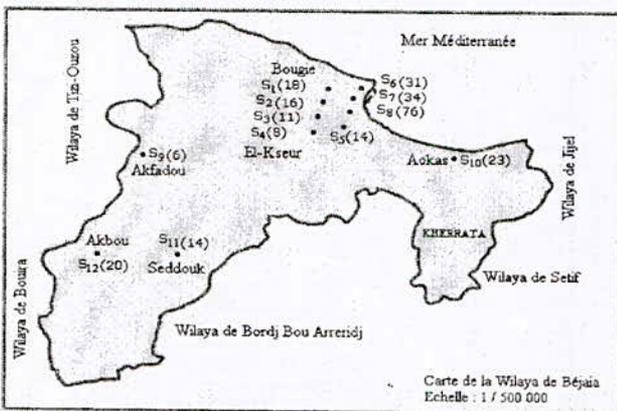


Fig. 7. Carte de sévérité de pollution de la Wilaya de Béjaia

Moyennant des mesures répétées dans le temps de la conductivité superficielle des capteurs, effectuées sur les 12 sites de la région électrique de Béjaia, une carte de pollution de celle-ci a été établie (Fig.7). Sur cette carte est porté entre parenthèses à côté de chacun des sites en question son degré de pollution de base, obtenu par des courbes similaires à celles citées précédemment. Cette carte peut être complétée

et améliorée en répétant les mesures similaires réalisées sur les mêmes sites en question et/ou en ajoutant d'autres, en fonction, évidemment, de l'extension des différentes zones industrielles de cette région, car même bien choisie, une isolation n'est jamais à l'abri d'un incident. L'apparition d'une nouvelle usine à proximité d'un poste ou une ligne électrique, la construction d'un ouvrage routier voisin ou plus simplement un événement météorologique exceptionnel peuvent augmenter, durablement ou temporairement, la pollution d'un site, alors qu'un poste ou une ligne y sont déjà en exploitation. Le dimensionnement initialement correct des isolateurs peut alors devenir insuffisant, d'où la protection obligatoire des installations existantes contre ces nouvelles sources de pollution. Du point de vue électrique, cette carte, peut nous livrer, à l'aide du tableau I [11, 12], des informations très importantes sur le redimensionnement des isolateurs des lignes ou des postes (lignes de fuite efficace d'un isolateur : 4^{ème} colonne du tableau I) déjà installés au sein de cette région et/ou le dimensionnement des isolateurs des nouveaux postes et lignes aériennes prévus dans le cadre de l'extension des différentes zones dont le niveau de pollution a été déjà déterminé dans le cadre de l'obtention de celle-ci.

Tableau I

Niveau de pollution en fonction de la sévérité de pollution d'un site [11, 12]

Niveau de pollution	Pollution artificielle: sévérité équivalente		
	Couche liquide conductivité (µS)	Couche solide Densité de NaCl équivalente (mg/cm ²)	Ligne de fuite efficace d'un isolateur (cm/kV)
Léger	5 à 10	0.05 à 0.1	2.7
Moyen	10 à 15	0.1 à 0.2	3.5
Fort	15 à 30	0.2 à 0.6	4.3
Très fort	30 à 50	0.6 à 1.1	5.4

Moyennant le tableau 1, les valeurs limites de conductivité superficielle des collecteurs des 12 sites de la figure 1 ont permis de classer Akfadou, Université comme étant des sites à pollution légère, Amriw, Ihaddadène et Seddouk comme étant des sites à pollution moyenne, Sidi Ahmed, Rue du Vieillard, Aokas et Akbou comme étant des sites à pollution forte, ENMTP et le Port comme étant des sites à pollution très forte et enfin Porte Sarrasine comme étant un site à pollution plus que très forte c'est à dire un site situé en dehors de la classification habituelle, donc caractérisé par une pollution très dangereuse. Il est à remarquer que les sites les plus pollués sont ceux situés à proximité du port de Béjaia, c'est-à-dire, de pollution d'origine marine et industrielle. Par contre, selon ce même tableau, les résultats de la DDSE des 12 sites obtenus durant les mêmes périodes ont abouti à leur classement à des niveaux nettement inférieurs à ceux trouvés par la première méthode. L'écart entre ces deux méthodes de mesure peut-être expliqué par le fait que le temps au delà duquel la mesure de la valeur de la DDSE doit être déterminée est insuffisant pour permettre

aux composés chimiques difficilement solubles d'être dissous dans la solution. Les mesures de la conductivité superficielle des isolateurs, effectuées au moyen du conductimètre à sonde mobile, nous ont permis d'étudier le mode de distribution de pollution sur leur surface ainsi que l'effet de leur position d'exploitation sur leur degré de pollution. Les résultats issus des essais sur ces deux paramètres, illustrés par la figure 8, ont montré tout d'abord que la répartition de la pollution sur la surface des isolateurs réels est non uniforme quelle que soit leur position d'exploitation et que le degré de pollution est plus élevé lorsque l'isolateur est placé horizontalement que dans les positions oblique et verticale (Fig.8). Cet écart trouve sa justification dans le fait que leur inclinaison par rapport à la verticale surtout en position perpendiculaire au sol faciliterait, en périodes de pluie et de vents forts, l'élimination importante de la quantité de dépôts polluants déposée sur les surfaces supérieures de leurs ailettes très proches des pylônes. Ces résultats sont en conformité totale avec ceux établis par d'autres chercheurs [10, 12].

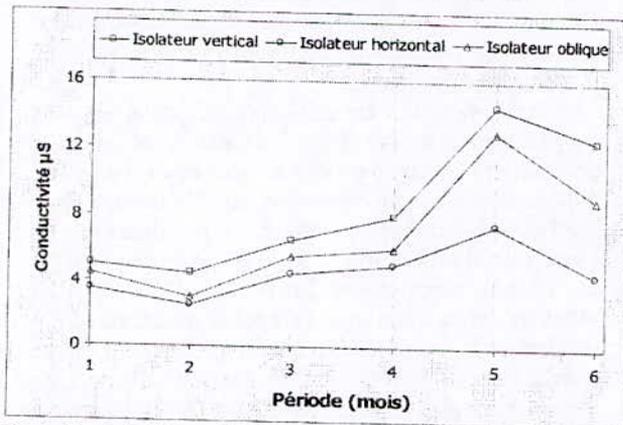


Fig. 8. Conductivité superficielle de l'isolateur en fonction de sa position d'exploitation

Les résultats de la composition chimique des solutions émanant des eaux de lavage des collecteurs contaminés, dont la détermination a été réalisée au sein du laboratoire de Génie des procédés chimiques de l'Université de Béjaia, nous ont donné des informations qualitatives et quantitatives importantes sur la nature des rejets issus des sources de pollution recensées dans la région [13]. Ils montrent la présence de certains métaux lourds (Pb, Cu, Fe, Cd, Zn, Hg) quelques sels minéraux (K, Na, Ca, Mg,...), des composés organiques volatils en dehors du méthane (COVNM), dioxyde de soufre (SO₂), oxydes d'azote (NO_x), Monoxyde de carbone (CO), dioxyde de carbone CO₂ et les composés du chlore dans les dépôts polluants collectés. Cette analyse nous a informé de la nature des sources d'émission existantes dans cette région.

L'évolution spatiotemporelle du taux de ces éléments et leur impact sur la santé humaine et les équipements électriques sera présentée ultérieurement.

V. CONCLUSION

A l'issue de cette étude une carte de sévérité de pollution de la région électrique de Béjaia a pu être obtenue. Cette carte sera un très grand support pour les exploitants de Sonelgaz de cette Wilaya.

Elle permet non seulement le redimensionnement des isolateurs de l'actuel réseau électrique en exploitation mais aussi le dimensionnement des nouveaux isolateurs en cas d'extension de celui-ci.

Cette étude a pu mettre aussi en évidence la non uniformité de distribution de la pollution des isolateurs même mis hors tension et l'élévation du degré de pollution des isolateurs en exploitation verticale par rapport aux autres positions. L'analyse chimique des dépôts polluants prélevés au sein des sites étudiés nous a permis d'identifier les sources de rejets de cette région.

6. REFERENCES

- [1] CADAS, "Pollution de l'air due au transport: les effets sur la santé et l'évolution technologique". Académie des Sciences, juin 1996.
- [2] A. Boudghene Stambouli, "Overview and perspectives of the Algerian renewable energy programme". Colloque national sur l'énergie solaire, UAMBéjaia, 2006, Algérie, pp.93-99.
- [3] "Statistiques des incidents sur les réseaux nationaux de transport d'électricité pour les années 2001-2004", GRTE (Gestion des réseaux de transport d'électricité), Algérie.
- [4] D. Benelhadjsaid, "Les effets de la pollution sur les réseaux MT 30 kV, Cas de Sonelgaz, zone de distribution de Annaba". 5^{ème} Conférence nationale sur la haute tension, USTMB, Oran, Décembre 2003, pp.121-125.
- [5] G04 du comité d'étude N°33: "Mesure de la sévérité de la pollution des sites et application au dimensionnement des isolateurs pour les réseaux à courant alternatif", Electra n°64, 1979.
- [6] Putting Energy in the spotlight BP Statistical review of World energy, June 2005.
- [7] R. Baersch; J. Pilling, "Zur Messung der Schichtleitfähigkeit natürlich verschmutzter Isolatoren", Elektrische 36 (1982) H.1, S.37-39.
- [8] R. Baersch; u.a, "Ein neues Verfahren zur Messung des Verschmutzungsgrades an Isolatoren". Elektropraktiker, Berlin 38 (1984) 11, pp. 390-392.
- [9] J. Wankowicz; Z. Pohl, "Auswahl von Sonden zur Messung der Schichtleitfähigkeit verschmutzter Isolatoren". Elektropraktiker, Berlin 38 (1984) 11, pp. 388-389.
- [10] D. Dumora; R. Parraud, "Solutions apportées aux problèmes de pollution par différents isolateurs en verre trempé et isolateurs composites". 428RP99/BC/MRG, SEDIVER, Nanterre, pp.1-8, 1999, France.
- [11] Publication IEC 71-2, "Insulation coordination, Application guide". Seconde édition 1976.
- [12] IEC-Publication. 815 "Richtlinien für die Auswahl von Isolatoren für Verschmutzungsbedingungen"
- [13] J. Rodier, "L'analyse de l'eau: eau naturelle, eaux résiduelles, eau de mer", 7^{ème} édition, Dunod 1997.

Inefficacité des Paratonnerres à Avance d'Amorçage

K.L. Chrzan¹, M. Tegar²

¹ Wroclaw University of Technology, Institute of Electrical Engineering Fundamentals, 50-370 Wroclaw, Poland

² Ecole Nationale Supérieure Polytechnique, Laboratoire de Recherche en Electrotechnique, Alger, Algérie

Abstract— Tests on three early streamer emission (ESE) terminals, manufactured by different firms, were carried out. The main measure criterion was the breakdown voltage of the air gap consisted of the high voltage electrode (rod or plate) and a grounded ESE terminal. Additionally, the time to breakdown was estimated from the oscillograms. The breakdown voltage was measured at standard switching impulses or under lightning impulses of both polarities or under AC voltage. The used distance ranged from 5 cm up to 4 m and voltage magnitude from 30 kV up to 2.5 MV. Except only one ESE terminal showing an advantage at an air gap of a few centimetres under AC voltage, these careful measurements show that the air gaps with ESE terminals have the same breakdown voltages as the air gaps with Franklin rods. Therefore, the large protection zone of ESE terminals, as claimed by their manufactures, is practically impossible.

Résumé— Des essais sur 3 paratonnerres à avance d'amorçage (PAA), produits par différentes firmes, ont été effectués. Le principal critère de mesure était la tension de claquage de l'intervalle d'air composé de l'électrode de haute tension (tige ou plane) et d'un PAA mis à la terre. En outre, le temps au claquage a été estimé à partir des oscillogrammes. La tension de claquage a été mesurée sous impulsions normalisées de manœuvre et de foudre pour les deux polarités ou sous tension alternative. La distance utilisée a été variée de 5 cm à 4 m et l'amplitude de la tension de 30 kV à 2,5 MV. Excepté un seul PAA ayant montré un avantage à une distance d'air de quelques centimètres sous tension alternative, ces mesures méticuleuses montrent que les distances d'air avec des PAA ont les mêmes tensions de claquage que celles obtenues dans le cas des tiges de Franklin. En effet, la grande zone de protection de PAA, prétendue par leurs constructeurs, est pratiquement impossible.

I. INTRODUCTION

Les paratonnerres classiques de Franklin (PF) sont des éléments très simples sous forme de tiges métalliques. Ils interceptent la foudre et protègent la population et d'autres objets contre les coups directs. Le dimensionnement des zones de protection pour les différentes configurations de paratonnerres (tiges verticales, conducteurs horizontaux, ...) reste un problème scientifique non résolu. La nature stochastique de la foudre est un facteur important qui doit être pris en compte. Par conséquent, la précision du dimensionnement des zones de protection est

limitée et des cas de défaillances sont encore enregistrés.

Szilard, un assistant de Maria Curie-Sklodowska, a proposé en 1914 une amélioration de la tige de Franklin par l'ajout d'un élément radioactif à proximité de son bord [1]. Les tiges radioactives de foudre ont été installées dans les années cinquante et même plus tard, dans de nombreux pays. Certains documents ont signalé un incroyable domaine d'interception de 250 m [2]. Comme source radioactive, l'Américium Am 241, Radium Ra 226, Césium Cs 137, Cobalt Co 60, ou du Polonium Po 210 avec la radioactivité de 0.7 μ Ci jusqu'à 200 mCi (Curie), ont été utilisés.

L'ionisation de l'air a été souvent appliquée dans les parafoudres à intervalles d'air. Elle a été produite, par exemple, par de petites décharges partielles. Notons que le champ électrique dans l'intervalle d'air du paratonnerre est uniforme, la distance de l'intervalle d'air est très petite (de l'ordre de 1 mm) et la contrainte électrique est élevée. L'ionisation de l'air réduit le temps d'amorçage (réponse du parafoudre à une surtension rapide) ainsi que sa dispersion. Comme conséquence, l'amplitude de la tension d'amorçage est un peu plus basse. Toutefois, la faible source radioactive n'est pas capable d'accroître l'efficacité du paratonnerre, puisqu'elle ne peut pas réduire la contrainte électrique de l'air dans la gamme de 20 – 100 m (distance d'amorçage d'un leader descendant par pas). L'ionisation de la zone à la pointe des paratonnerres radioactifs est de l'ordre de 1 cm seulement. Les mesures de la tension de claquage effectuées par Baatz ont montré que les isotopes radioactifs n'améliorent pas la protection contre la foudre [2]. L'installation de tiges radioactives a été interdite dans de nombreux pays au cours des années quatre vingt, en raison de craintes du rayonnement.

De nouveaux appareils sont apparus récemment. Les PAA sont équipés d'outils spéciaux qui émettent le streamer ascendant un peu plus tôt que les tiges classiques. Le principe physique des PAA et la zone de protection exigée n'ont jamais été prouvés et ne sont donc pas reconnus par les autorités scientifiques [3, 4]. Malgré cela, les PAA sont produits dans de nombreux pays et installés sur des milliers d'objets dans le monde entier.

Des expériences ont été effectuées à l'Université de Technologie de Darmstadt (Allemagne) et à l'Université de Technologie de Wroclaw (Pologne)

montrent que le concept des PAA est raté et leur zone de protection est exactement la même que celle des tiges de Franklin.

II. HYPOTHESES DECRIVANT LE FONCTIONNEMENT DES PAA

Il existe quelques types de PAA fonctionnant différemment:

- l'ionisation de l'air à la pointe est produite par l'élément piézo-électrique utilisant l'énergie éolienne,
- l'ionisation de l'air est causée par des impulsions électriques émises à partir d'un micro générateur. Le champ électrique d'un leader descendant charge une capacité qui alimente le micro générateur,
- l'impulsion électromagnétique induit une haute tension dans une bobine.

Notons que ces systèmes sont passifs, ils n'ont pas besoin de chargement externe, ils utilisent l'énergie éolienne ou l'énergie d'un champ électrique.

La norme NF C 17-102 décrit la condition d'essai et les critères d'évaluation pour les PAA. Une électrode plane est suspendue à une distance de 1 m au-dessus du paratonnerre (classique ou AA) mis à la terre. La tension de manœuvre est appliquée à la plaque et le temps d'initiation d'un streamer ascendant est mesuré. Dans ces conditions, les paratonnerres actifs émettent le streamer ascendant 10 – 120 µs plus tôt que les paratonnerres classiques. Le temps moyen ΔT est calculé, selon l'équation 1, sur la base de 100 sondes de tension.

Il est supposé que le premier streamer se propage le long de la hauteur du PAA. De cette façon, la zone d'attraction des dispositifs actifs augmente d'une distance ΔL (équation 2). Si, la vitesse du streamer ascendant V_+ était de l'ordre de 10^6 m/s, la distance ΔL aurait été dans la gamme 10 à 120 m [5].

$$\Delta T = T_F - T_{PAA} \quad (1)$$

$$\Delta L = V_+ \cdot \Delta T \quad (2)$$

où : T_F et T_{PAA} - temps d'initiation d'un streamer ascendant pour les PF et les PAA (Fig. 1).

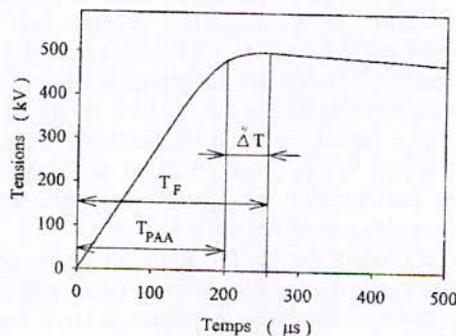


Fig. 1. Définition des temps T_F et T_{PAA} d'initiation d'un streamer ascendant

III. ERREURS ET DIFFICULTES

Les opposants aux PAA suggèrent que le même effet de protection peut être réalisé par un prolongement d'un paratonnerre de Franklin, et l'utilisation des PAA n'est donc pas économique. Ils montrent que la supposition d'une si grande vitesse constante du streamer ascendant est pratiquement fautive. De nombreuses expériences ont révélé que cette vitesse est faible, car la décharge avance seulement durant quelques ms avant la jonction du leader descendant avec le streamer ascendant, où cette vitesse augmente à 2 m/ms. la vitesse V_+ dans l'équation 2, est en fait 100 fois plus petite, elle est donc de l'ordre de $2 \cdot 10^4$ m/s [6]. Dans ces conditions, la distance ΔL évaluée varie seulement de 0.1 à 1.2 m. Le calcul de la distance d'attraction pour les PAA, conformément à l'équation 2, utilisant une valeur trop élevée de la vitesse du streamer ascendant, conduit à des résultats irréalistes. En outre, la configuration n'est pas plan-tige (recommandée par la norme NF C 17-102), mais plutôt comme tige-tige [7, 8].

Le champ électrique au paratonnerre dû à la décharge de foudre descendante, varie différemment par rapport au champ obtenu durant les essais conformément à la norme NF C 17-102. En appliquant l'impulsion de manœuvre, le champ électrique augmente pour environ 350 µs selon une fonction racine carrée. Par ailleurs, la variation du champ électrique engendrée par la foudre est similaire à une fonction exponentielle (Fig. 2).

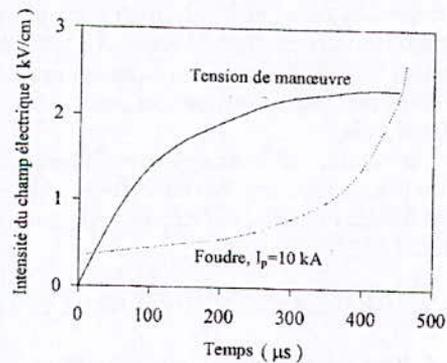


Fig. 2. Comparaison entre le champ électrique suite à une tension de manoeuvre au laboratoire et celui produit par un leader descendant, conformément à la publication [9]

IV. PROCEDURE EXPERIMENTALE

Les expériences ont été effectuées sur trois PAA, produits par différentes firmes. La tension de claquage et le temps au claquage ont été mesurés, pour une configuration d'électrodes constituée d'une tige mise à la terre et une électrode de haute tension sous forme d'une tige ou d'un plan. La distance inter électrodes a été variée de 5 cm à 4 m. Une tension alternative ou

des impulsions normalisées de foudre 1.2/50 μ s, et de manœuvre 250/2500 μ s, avec une polarité positive ou négative, ont été appliquées. Comme tiges mises à la terre, les PAA ou les PF ont été utilisés. Ces derniers ont été formés en connectant les pointes des PAA à la terre. Une telle procédure a permis de garder la même configuration pour les deux types de paratonnerres (PAA et PF). Le diamètre de l'électrode plane utilisée dans les essais sous tension impulsionnelle égal à 1.9 m. L'électrode disque utilisée dans les essais sous tension alternative a un diamètre de 40 cm. L'électrode tige de haute tension utilisée dans les essais impulsionnels se composait d'un tuyau cylindrique de 4 m de longueur et de 5 cm de diamètre, terminé par un cône de 45°.

Sous tension impulsionnelle, le claquage a été estimé conformément à la méthode de séries. Chaque série est constituée de 10 tensions impulsionnelles de même amplitude. L'amplitude des prochaines séries est plus élevée d'environ 1% pour les impulsions de foudre, et 1.5% pour celles de manœuvre. Lorsque le claquage se produisait, le temps au claquage a été mesuré à partir des oscillogrammes, par le biais d'un logiciel LabView. La tension maximale $U_{0\%}$ pour laquelle 10 tenues ont été enregistrées, est nommée « tension de tenue », et la tension correspondant à 10 claquages est notée $U_{100\%}$. Lorsque les tensions de claquage et les temps au claquage étaient évalués pour la configuration d'électrodes avec un PAA, la pointe du PAA était immédiatement mise à la terre et les essais ont été répétés pour ainsi obtenir un PF. Ce cycle de mesures pour les PAA et les PF (pour de mêmes distance inter électrodes et polarité de la tension) a duré environ 2 heures. Au court de si peu de temps, les conditions d'essais ont été pratiquement les mêmes, et une correction des valeurs de la tension était inutile.

En outre, les décharges partielles dans le petit disque-tige sous tension alternative pour un PAA et une tige de Franklin, ont été mesurées conformément à la CEI 60270.

V. RESULTATS ET INTERPRETATIONS

V.1. Essais sous tension impulsionnelle

La table 1 présente la tension de claquage pour une distance inter électrodes de 1 m. La différence moyenne entre le temps au claquage pour des électrodes avec tige de Franklin et celui pour des électrodes avec PAA est illustrée dans la Table 2. D'autres résultats relatifs aux essais sous tension impulsionnelle pour la gamme 1 – 4 m, ont été publiés dans [10].

La table 1 montre que la contrainte électrique de l'air pour les configurations d'électrodes avec des PAA est identique à celle obtenue pour les configurations d'électrodes avec des PF. Les temps au

claquage mesurés avec des PAA peuvent être plus courts à ceux obtenus dans le cas des tiges de Franklin ($\Delta T > 0$) ou plus grands ($\Delta T < 0$, Tab. 2).

Tab. 1. Tension de claquage dans le cas de la configuration plan-tige, pour une distance inter électrodes de 1 m et une tension impulsionnelle de manœuvre

	\oplus IM		\ominus IM	
	$U_{0\%}$ (kV)	$U_{100\%}$ (kV)	$U_{0\%}$ (kV)	$U_{100\%}$ (kV)
PAA1	1060	1180	470	530
PAA1S	1060	1180	470	550
PAA2	1150	1180	445	500
PAA2S	1150	1180	460	500
PAA3	1150	1180	460	500
PAA3S	1150	1180	460	500

PAA1, PAA2, PAA3 : paratonnerres actifs, PAA1S, PAA2S, PAA3S : paratonnerres actifs avec pointes mises à la terre = paratonnerres de Franklin, IM : impulsions de manœuvre

Tab. 2. Temps au claquage ΔT (en μ s) dans le cas de la configuration plan-tige avec des PAA, pour une tension impulsionnelle de manœuvre

	\oplus IM			\ominus IM			
	Distance (m)			Distance (m)			
	0.5	1	2	0,5	1	2	3
PAA1		32		9			
PAA2	-122	2	-29	20	-2	19	15
PAA3	-38	1	37	-36	-46	6	-14

Si, les paratonnerres actifs avaient les propriétés prétendues par leurs constructeurs, les tensions de claquage des configurations d'électrodes contenant des PAA devraient être inférieures à celles en utilisant les mêmes configurations avec des PF. Dans ce cas, le temps au claquage mesuré pour le dispositif contenant des PAA devrait donc être plus court ($\Delta T > 0$). Les dispersions des temps au claquage, pour des configurations d'électrodes à champ non uniforme, sont généralement grandes. Pour une série, il y a possibilité de claquage sur le front (par exemple, temps au claquage $T = 84 \mu$ s) ou sur la queue (par exemple, $T = 720 \mu$ s). La grande valeur $\Delta T = -122 \mu$ s dans la Table 2, résulte du bref temps au claquage pour une configuration d'électrodes contenant une tige de Franklin et du grand temps au claquage pour même une configuration avec des PAA, ce qui contredit les propriétés prétendues des PAA.

En dépit des brefs temps au claquage pour la configuration avec tige de Franklin, ce dispositif avait la même contrainte électrique ; les tensions $U_{0\%}$ et $U_{100\%}$ sont très similaires. Cet exemple montre que le temps au claquage n'est pas un paramètre qui permet la prédiction de la valeur de la tension de claquage.

Le temps au claquage se compose, en fait, de deux éléments principaux : le temps statistique de retard de l'amorçage de cette décharge et le temps de développement de la décharge. Dans la configuration plan-tige, la décharge se développe à partir de la tige. Pour une distance relativement petite, le temps statistique de retard de l'amorçage de la décharge doit être court, notamment pour le PAA. En réalité, nous n'avons pas mesuré ce temps, du fait qu'il n'est pas très important. Le critère du choix est, par conséquent, la tension de claquage.

V.2. Essais sous tension alternative

Un PAA contient une bobine L à l'intérieur d'un boîtier métallique. Ce dernier se compose de deux parties représentées par une capacité C_i . Le modèle électrique du PAA est montré sur la figure 3. Les capacités C_a et C_o représentent respectivement les capacités de fuite par rapport au nuage orageux et par rapport au sol, et la résistance R représente celles de la bobine et de terre. Le paratonnerre est situé dans un champ électrique E_0 généré par le nuage orageux. La capacité C_i collecte une charge Q. La rupture de l'intervalle d'air associée à cette capacité génère un régime transitoire. La valeur maximale du rapport des surtensions sera égale à deux.

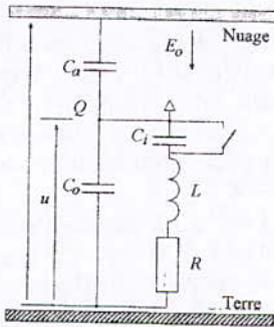


Fig. 3. Modèle électrique du PAA [11]

Les décharges partielles ont été mesurées en utilisant une configuration d'électrodes plan-tige en cuivre. L'électrode de haute tension est un disque. Dans le cas des PAA, le plan est distant de l'électrode tige de 15 cm. La première mesure a été effectuée avec un PAA. Avant la deuxième mesure, la capacité C_i a été court-circuitée par le biais un fil métallique relié à la terre. De cette manière, le PAA a été transformé en simple tige de Franklin ayant la même configuration.

Les décharges partielles générées à partir de la pointe du PAA sont légèrement plus grandes que celles obtenues dans le cas d'un PF (Fig. 4). Dans les deux cas, la forme de décharges sur l'oscilloscope cathodique est typique pour la configuration plan-tige. Les décharges s'amorcent dans la demi période négative de la tension alternative (Fig. 5). La largeur

de la décharge partielle augmente avec la tension, alors que la valeur maximale de la charge apparente reste à peu près la même. A 27 kV, la charge apparente émise à partir de la pointe du PAA augmente rapidement. Par ailleurs, la charge apparente à partir de la pointe de Franklin augmente légèrement, et vaut seulement 250 pC à 32 kV.

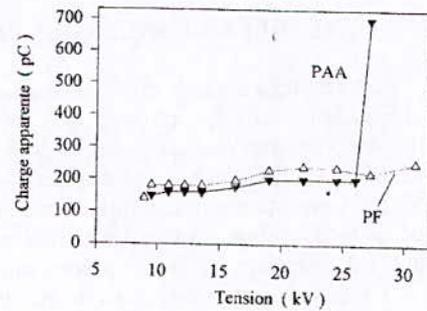


Fig. 4. Charge apparente en fonction de la tension, dans le cas d'un PAA et d'un PF

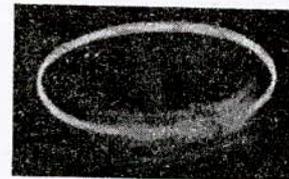


Fig. 5. Forme des décharges partielles

La variation de la tension de claquage pour les deux configurations et pour différentes distances, est illustrée sur la figure 6.

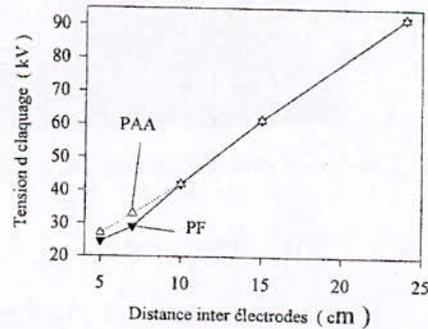


Fig. 6. Tension de claquage de l'intervalle d'air avec une électrode plane de haute tension et celle de terre sous forme de PAA ou PF

Uniquement pour les petites distances, la tension de claquage de l'intervalle d'air utilisant un PAA est plus petite que celle utilisant un PF. Par exemple, pour une distance de 7 cm, la tension de claquage est de 29 kV cas d'un PAA et 33 kV cas d'un PF. Malheureusement, pour les distances de 10 cm, les tensions de claquage sont égales pour les deux configurations d'électrodes. Les différences dans les

tensions de claquage sont engendrées par les transitoires produits par le PAA. Cependant, la propriété prétendue du PAA est inutile, en général, dans les conditions où les distances sont de l'ordre de dizaines de mètres. Le même essai effectué avec deux autres PAA a montré que ces paratonnerres ne sont pas mieux que ceux de Franklin, dans l'intervalle d'air de 5 – 15 cm.

VI. DEFAILLANCES DES PAA

Les résultats d'essais effectués dans des conditions pleinement maîtrisées montrent que les PAA ont les mêmes propriétés que celles des tiges de Franklin. Les défaillances observées de ces dispositifs suggèrent que les PAA ne sont pas mieux que ceux de Franklin. Plus de deux douzaines de cas des défaillances des PAA ont été enregistrés l'année précédente en Malaisie [12]. Les défaillances à Kuala Lumpur ont souvent été détectées sur des buildings dépassant 60 m. Ces cas ont été également enregistrés sur des maisons familiales en Pologne. La maison de la famille Wiczorkowski à Kamieniec de Wroclaw a été foudroyée au cours de l'été 2002. Cette maison était équipée d'un PAA sur l'endroit le plus élevé ; point A sur la figure 7. Malgré le rayon prétendu de 30 m de la zone de protection, la foudre a foudroyé le point B distant uniquement de 18 mètres du point A. En conséquence, le constructeur était obligé d'installer un PAA additionnel de 3 m au point B, du fait que le rayon de protection des PAA a été réduit de 30 m à 9 m seulement.



Fig. 7. Maison de famille Wiczorkowski protégée par des PAA

VII. CONCLUSIONS

- La tension impulsionnelle de claquage pour les configurations contenant des PAA mis à la terre, est la même que celle obtenue dans le cas des configurations avec des tiges de Franklin. Cela montre que la zone de protection des PAA est la même que celle des PF, pour les petites distances de laboratoire.
- Un sur trois PAA possédait de meilleures propriétés que celles des PF, pour les très petites distances de l'ordre de quelques centimètres. Le PAA est inutile dans des conditions où les distances sont de l'ordre de dizaines de mètres.

- Le concept des PAA basé sur le temps d'initiation d'un streamer ascendant est trompeur.
- Les défaillances observées dans le domaine suggèrent que dans des conditions naturelles, la zone de protection des PAA est pratiquement la même que celle des PF.

REFERENCES

- [1] H. Baatz, "Radioactive isotopes do not improve lightning protection", *Elektrotechnische Zeitschrift A*, Vol. 93, Feb. 1972, pp. 101-104.
- [2] R.H. Golde, "Lightning", vol. 2, *Lightning Protection*, Academic Press 1977, pp.569-576.
- [3] M.A. Uman, V.A. Rakov, "A critical review of nonconventional approaches to lightning protection", *American Meteorological Society*, December 2002, pp. 1809-1819.
- [4] R.J. Van Brunt, T.L. Nelson, K.L. Stricklett, "Early streamer emission lightning protection systems: an overview", *IEEE Electrical Insulation Magazine*, Jan/Feb 2000, pp. 5-24.
- [5] G. Berger, "The application of upward leader initiation time advantage in an electrogeometrical model", *Lightning Protection Workshop*, Hobart, Nov. 1992.
- [6] D. Mackerras, M. Darveniza, A.C. Liev, "Review of claimed enhanced lightning protection of buildings by early streamer emission air terminals", *IEE Proc. Science Measurement Technol.*, Jan. 1997, pp. 1-9.
- [7] R.H. Golde, "The validity of lightning tests with scale models", *Journal IEE*, Vol. 88, Part II, 1941, pp. 67-68.
- [8] A.C. Liev, A.M. Mousa, Discussion of the paper written by K.P. Heary, A.Z. Chaberski, S. Gumley, J.R. Gumley, F. Richens, J.H. Moran, "An experimental study of ionizing air terminal performance", *IEEE Trans. On Power Delivery*, Vol. 4, No. 2, 1989, pp. 1175-1184.
- [9] M. Becerra, V. Cooray, "Early streamer emission principle does not work under natural lightning", 29th International Conference on Lightning Protection, Uppsala 2008, paper 4-3.
- [10] K.L.Chrzan, "Inefficacy of early streamer emission terminals under laboratory conditions (in Polish)", *Przegląd Elektrotechniczny*, No. 5, 2003, pp. 350-352.
- [11] A. Skopec, E. Smycz, C. Stec, "Transient initiation as a main cause of greater efficacy of active terminals (in Polish)", *Wiadomosci Elektrotechniczne* No. 8/2008, pp. 8-11.
- [12] Z.A. Hartono, I. Robiah, "A study of non-conventional air terminals and stricken points in a high thunderstorm region", 25th International Conference on Lightning Protection, Rhodes 2000, pp. 357-361.

Atténuation des Surtensions Transitoires dans les Lignes de Haute Tension

M. Houabes et M. Nemamcha

Abstract—L'effet couronne est utilisé pour la distorsion et l'atténuation des surtensions transitoires se propageant dans une ligne de transport de l'énergie électrique de très haute tension. L'interprétation par le retard de la propagation dans la méthode des échantillons a été utilisée. Les capacités dynamiques de différentes lignes de transport à partir des cycles charge-tension déterminés par différentes recherches de laboratoires pour des conducteurs en nasse de 5 mm et 13.2 mm de rayon et pour un faisceau de 2x31 mm. Un modèle analogique sur la base du modèle de Gary est proposé pour simuler une cellule de la ligne avec effet couronne. La modélisation numérique est utilisée pour calculer les fonctions instantanées des tensions en différents points de la ligne, à 750 m, 1500 m et 2500 m du point d'impact de la surtension. Des résultats sont obtenus pour des surtensions transitoires 1,2/50µs simulant la surtension de foudre de différentes valeurs crêtes 400 kV, 850 kV et 1200 kV pour les deux polarités.

Mots clés—Surtensions, Effet couronne, Atténuation, Propagation.

I. INTRODUCTION

Sous l'influence ou l'influence de l'intense effet de couronne qui accompagne les surtensions atmosphériques lorsqu'elles se propagent le long des conducteurs des lignes aériennes de transport de l'énergie électrique, ces surtensions subissent une déformation en même temps qu'une atténuation de leur amplitude [1,2].

Ce phénomène de distorsion, qui se superpose à la distorsion par effet pelliculaire, est dû à la dissipation d'énergie par injection de charges d'espace autour des conducteurs : ce processus a lieu dès que la tension instantanée dépasse la tension de seuil d'effet couronne des conducteurs [3].

Ce problème est posé depuis un demi-siècle déjà [1-3], cependant les travaux ont été réalisés sans ordinateurs, sur des conducteurs de faibles rayons et de petites longueurs de propagation (3 Km). Un nouvel appui adapté aux lignes d'aujourd'hui, ainsi qu'un affinement des moyens de simulation est devenu aujourd'hui nécessaire [4]. L'effet couronne, responsable de pertes de puissance active et de perturbations radioélectriques, possède donc un effet bénéfique en ce sens qu'il réduit les surtensions transitoires qui apparaissent dans les réseaux de transport et se propagent

sur les lignes. Les contraintes dans les postes de transformation par rapport auxquelles est dimensionné le matériel sont alors réduites par rapport aux valeurs que l'on calcule et que l'on utilise habituellement. Les conséquences pratiques d'une telle étude sont donc une connaissance considérablement améliorée des contraintes électriques affectant les ouvrages et par suite une meilleure mise en œuvre des moyens de protection et de dimensionnement.

Pour étudier expérimentalement ce phénomène, une première idée consiste à injecter, dans une ligne réelle de transport, des chocs de tension d'amplitude suffisante à l'aide d'un générateur de choc, et à enregistrer la forme de l'amplitude de ces chocs lors de leur passage en divers points choisis le long de la ligne. C'est évidemment la méthode la plus réaliste, mais sa mise en œuvre est trop lourde. Une deuxième idée consiste à étudier des échantillons de lignes de longueur d'un laboratoire. Cette dernière a l'avantage d'utiliser plusieurs échantillons.

Ne possédant pas les moyens expérimentaux, nous allons utiliser les résultats des expériences de différents laboratoires [5,6] et les adapter par le calcul mathématique aux différentes lignes et surtensions données. Nous avons comparé les surtensions le long de la ligne à différentes distances du point d'impact pour apprécier l'amortissement des surtensions à travers la diminution de leurs amplitudes. Nous avons considéré la surtension 1,2/50µs simulant la surtension de foudre. Cet amortissement est étudié en fonction de l'amplitude de la surtension au point d'impact ainsi que de l'effet de la polarité.

II. METHODE DE CALCUL

A. Principe

Le principe consiste à appliquer la surtension transitoire $u(t)$ à un conducteur, d'une quinzaine de mètres de longueur, et à mesurer la charge d'espace $q(t)$ injectée par effet de couronne dans son voisinage. Un oscillographe qui enregistre u et q respectivement sur les axes x et y fait apparaître des cycles charge-tension (q,u) en forme de boucles fermées [5,6].

--lière interprétation: retard de propagation Lorsque $u(t)$ est inférieure à la tension critique de l'effet couronne, la charge q est dite géométrique

$$q_g = C_g u \quad (1)$$

M. Houabes is with Electrical Engineering Department, University of Badji Mokhtar of Annaba Algeria; e-mail: houabes@yahoo.fr
M.Nemamcha, was with Electrical Department of 8 Mai 1945 of Guelma

Au dessus du seuil critique, apparaît une charge d'espace q_e . La charge mesurée sera la somme de la charge géométrique et de la charge d'espace

$$q = C_g u + q_e \tag{2}$$

Le modèle de Gary [7] généralement utilisé dans ce domaine [8] donne la charge induite dans le conducteur

$$q_i = -q_e \frac{\ln R_2 / r_c}{\ln R_2 / R_1} \tag{3}$$

Où R_1 , R_2 et r_c sont respectivement les rayons du conducteur, du cylindre représentant la terre et de la couronne.

On démontre expérimentalement que q_e est une fonction de r_c et celui-ci même une fonction de u [7]. D'où on peut écrire la charge d'espace en fonction de la tension u

$$q_e = C_e u \tag{4}$$

C_e est une capacité variable par rapport à la tension u . La charge totale est calculée tel que

$$q = C_d u \tag{5}$$

Avec : $C_d = C_g + C_e$ une capacité dynamique variable par rapport à la tension et toujours supérieure à C_g .

La figure 1 montre que $C_d = dq/du$, représente la tangente en tout point (q, u) de la courbe représentative de $q(u)$.

La figure 2 montre la forme des ondes qui simulent les surtensions transitoires de foudres pleines. Les ondes de tension et de courant liées à ces surtensions se propageant sur les lignes sont déterminées de la solution des équations des télégraphistes [9]

$$\frac{du}{dx} = L \frac{di}{dt} \text{ et } \frac{di}{dx} = C \frac{du}{dt} \tag{6}$$

Leur vitesse de propagation est

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{7}$$

L et C étant respectivement l'inductance et la capacité par unité de longueur de la ligne. Sans effet couronne la capacité C est égale à C_g . La vitesse est égale à celle de la lumière $c = 3.10^8$ m/s. Avec effet couronne la vitesse est calculée en utilisant la capacité dynamique

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC_d}} \tag{8}$$

C_d étant plus élevée que C la vitesse de propagation de la

surtension le long d'une ligne avec effet couronne est plus petite que sans effet couronne

$$\Delta t = \Delta l \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right) \tag{9}$$

est le retard caractéristique de la distorsion.

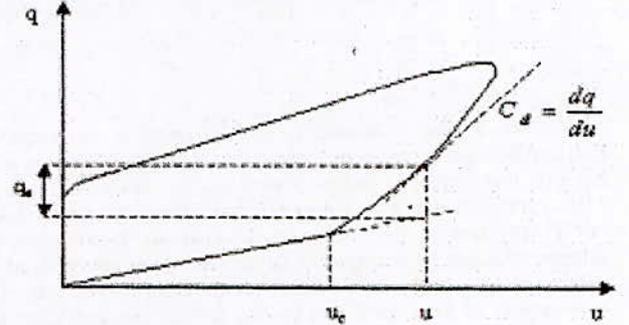


Fig. 1. Cycle charge-tension

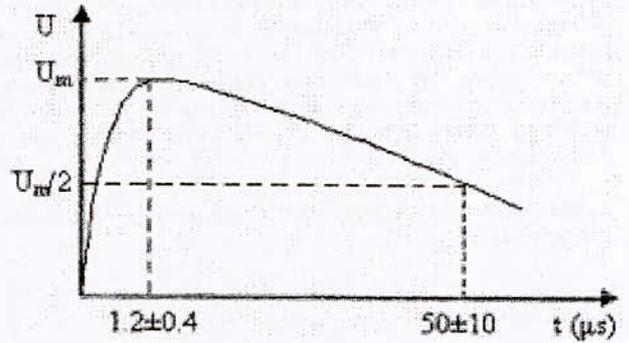


Fig. 2. Onde de choc simulante la surtension de foudre

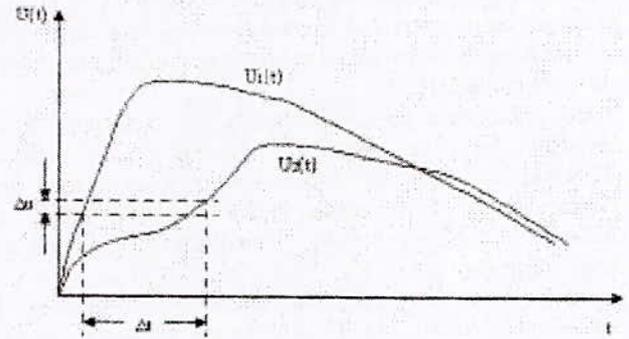


Fig. 3. Distorsion et amortissement d'une onde de choc par le retard de propagation du front d'onde.

L'effet couronne devient de plus en plus important avec l'augmentation de la tension. Cela provoque l'augmentation de la capacité C_d et par suite fait diminuer la vitesse de propagation. La figure 3 montre les points de la surtension qui peuvent être considéré se propageant avec la même vitesse. Ce sont ceux qui appartiennent à un même tronçon de la ligne de longueur Δl pour qui la méthode reste valable. Δl est choisit en fonction de la vitesse de montée de l'onde de choc.

Généralement elle est égale à 10m/μs [10].

--2^{ème} interprétation : perte d'énergie

L'énergie dissipée par les charges d'espace au cours d'un cycle de tension

$$w = \int_{\text{cycle}} u \, dq \tag{10}$$

En dépit de la dissipation d'énergie, l'impédance de la ligne est considérée constante

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C_g}} \tag{11}$$

L'énergie dissipée le long du tronçon Δl

$$W = \frac{1}{Z} \int_0^{\infty} u^2(t) \, dt \tag{12}$$

Pourvu que le tronçon Δl soit suffisamment court

$$W = \frac{1}{Z} \int_0^{\infty} [u_1^2(t) - u_2^2(t)] \, dt = w \Delta l \tag{13}$$

L'énergie dissipée le long d'un tronçon de longueur Δl est égale au produit de l'énergie w dissipée par un cycle q-u multipliée par la longueur du tronçon Δl, à condition que celui-ci soit suffisamment court pour considéré que le cycle q-u utilisé reste le même durant la propagation de l'onde de surtension le long de ce tronçon. Une discréditation de la ligne par éléments Δl suffisamment courts doit se faire pour que la modification de l'onde reste faible sur Δl.

B. Modèle proposé

La ligne est modélisée en adjoignant à la capacité géométrique une capacité variable Cc qui rend compte de la charge créée par effet couronne qc (figure 5)

$$C_{dyn} = \frac{q - C_g u_c}{u - u_c} \tag{14}$$

D'où on calcule

$$C_c = \left(1 - \frac{u_c}{u}\right) (C_{dyn} - C_g) \tag{15}$$

Sachant que la charge totale est égale à la somme de la charge du conducteur sans effet couronne plus la charge couronne, Cg et Cc seront représentées en parallèle. Ce raisonnement nous permet de proposer un modèle analogique représenté dans la figure 5.

La diode rend compte de la polarité positive de l'onde de choc. La source continue rend compte de la tension critique de l'effet couronne : uc.

Ce modèle ne tient pas compte d'un changement éventuel de la pente de la courbe q(u) pendant la montée de la tension, en considérant l'augmentation de la charge d'espace constance. Il néglige aussi la charge d'espace résiduelle durant la descente. Ceci on ne considérant qu'une seule capacité couronne, celle de la montée de la tension. Pendant la descente, la capacité totale est alors égale à la capacité géométrique de la ligne. Pour une surtension de polarité négative la diode et la source de tension continue seront inversées.

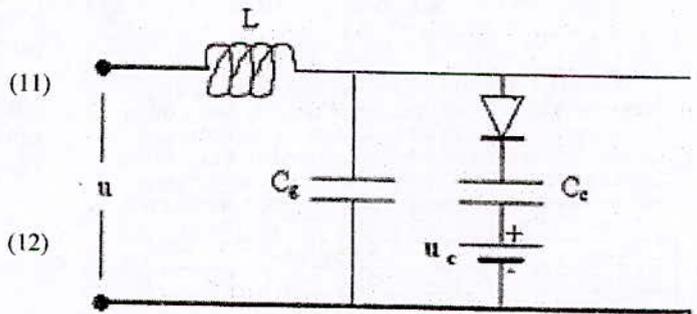


Fig. 5. Modèle analogique d'un élément de longueur de la ligne Δl avec capacité et inductance linéique Cg et L, la capacité couronne Cc.

III. PROCÉDÉ EXPÉRIMENTAL

A. Introduction

Les mesures des cycles (q,u) ont été réalisées pour l'onde de choc 1,2/50μs, et des conducteurs de rayons différents. Le calcul des capacités géométriques pour le montage: (conducteur)-(nasse à la terre), donne les résultats du tableau 1. Le calcul des champs et tensions critiques est fait selon l'expression du champ critique de Peek, en valeur efficace, pour un état de surface m=1 et une densité atmosphérique normale [7,11]

$$E_c = 21,85 \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{r_0}}\right) \tag{16}$$

Où r0 est le rayon du conducteur de phase en cm. Pour les faisceaux on utilise le rayon équivalent

$$R_{eq} = R \sqrt{\frac{n r_0}{R}} \tag{17}$$

Où n est le nombre de conducteurs par faisceau et R le rayon du faisceau.

La tension critique est calculée telle que

$$u_c = \frac{r_0 E_c \ln 2h}{r_0} \text{ (kV)} \tag{18}$$

Où h est la hauteur du conducteur par rapport à la terre. Les ondes de choc appliquées ont une valeur crête Ucr = (1

à 4,5) uc.

C'est une limite qui évite le contournement des isolateurs utilisés, et en même temps limite de toute façon les amplitudes des surtensions de foudre.

B. Méthode de calcul de la distorsion

Une onde de choc 1,2/50µs, d'une tension crête U_{cr} est représentée par une fonction de temps u(t) tel que [9]

$$u(t) = 0,967U_{cr} \left[\exp\left(\frac{-t}{67,26}\right) - \exp\left(\frac{-t}{0,357}\right) \right] \tag{19}$$

TABLEAU 1 : DONNÉES DES PARAMÈTRES DES LIGNES : L : L'INDUCTANCE ET C : CAPACITÉ GÉOMÉTRIQUE ; C G DYN : CAPACITÉ DYNAMIQUE MESURÉE ET VALEURS CALCULÉES DE LA TENSION CRITIQUE DE L'EFFET COURONNE : UC, EN FONCTION DE LA POLARITÉ DE LA SURTENSION, DE SA TENSION CRÊTE : UCR, DU RAYON DU CONDUCTEUR DE PHASE DE LA LIGNE : R, POUR DES ONDES DE CHOC DE 1,2/50MS, 10/90MS, 10/75MS ET 16/80MS. ABL E I

Onde	1,2/50µs			
U _{cr} (kV)	400	850	1200	
Polarité	+	-	+	-
r (mm)	5	13,2	2x31	
u (kV)	150	320	482	
L (µH/m)	1,456	1,32	1,027	
C _g (pF/m)	7,63	8,41	10,81	
C _{dyn} (pF/m)	14,57	11,14	13,62	13,79
			19,35	14,05

A partir des lois de Kirchhoff

$$u(t) = L \frac{di(t)}{dt} + \frac{1}{C_{dyn}} \int i(t) dt \tag{20}$$

On obtient l'équation différentielle du second ordre

$$LC_{dyn} \frac{d^2 u_1(t)}{dt^2} + u_1(t) = u(t) \tag{21}$$

Qui admet comme solution particulière

$$u_{sp}(t) = 0,96U_{cr} (e^{-0,02148867t} - e^{-2,861429t}) \tag{22}$$

Et comme solution générale

$$u_{1g}(t) = C_1 \cos \omega_0 t + C_2 \sin \omega_0 t \tag{23}$$

Avec

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{LC_{dyn}}} \tag{24}$$

Les constantes C1 et C2 se déterminent à partir des conditions initiales.

Maintenant u₁(t) est complètement défini, on peut le calculer, et on passe à u₂(t) pour le tronçon de la ligne Δl₁

suisant, qui a u₁(t) à ses bornes. La solution se faisant bien sûr de la même façon que pour u₁(t), on réalise un programme informatique pour déterminer les tensions à la distance qu'on veut.

IV. RESULTATS ET INTERPRÉTATIONS

On observe dans les deux figures 6 et 7 que l'allure de l'onde de surtension est transformée. Plus on s'éloigne du point d'impact et plus le front d'onde devient moins raide. Le temps de descente devient de plus en plus long. La surtension s'aplatit de plus en plus. Ceci est interprété par le fait que pendant sa propagation le long de la ligne, la surtension rencontre des charges couronnes autour du conducteur qui lui interpose en permanence la capacité C_d qui la ralentit et par suite l'amortit et la déforme. Ainsi s'opèrent la diminution de l'amplitude et la distorsion de la forme, Ce qui rend ces

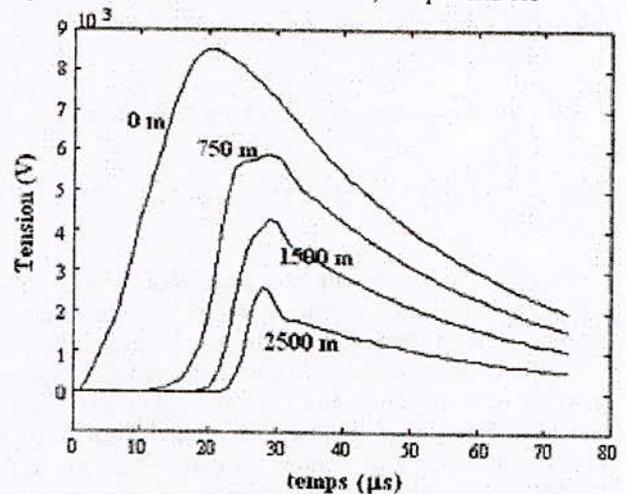


Fig. 6. Résultats de la simulation numérique donnant les représentations graphiques de la surtension de 850 kV au point d'impact ; à 750 m ; 1500 m ; 2500 m.

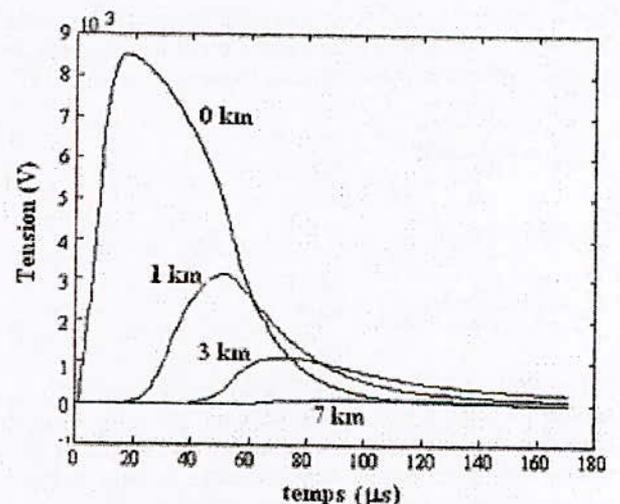


Fig. 7. Résultats de la simulation numérique donnant les représentations graphiques de la surtension de 850 kV au point d'impact ; à 1 ; 3 ; 7 (km).

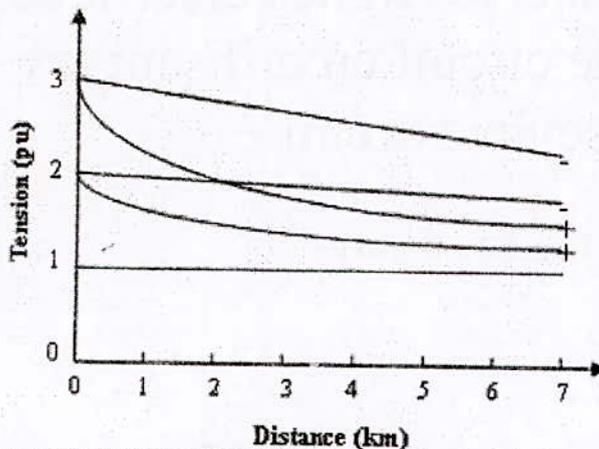


Fig. 8. Atténuation de l'amplitude de la surtension en fonction de la distance de propagation le long de la ligne pour différentes valeurs de la surtension à la source en valeur relative par rapport à la tension de la ligne, et pour les deux polarités.

Ce qui rend ces surtensions moins dangereuses. Les calculs donnent une atténuation de l'amplitude de la surtension égale à 62.35% par rapport à l'amplitude de départ, alors qu'à 7 km, cette atténuation dépasse 98%. La surtension n'existe pratiquement plus. Le niveau d'isolement du matériel des postes, le transformateur par exemple, suffit largement pour supporter cette contrainte.

Pour d'autres valeurs de la surtension et pour les deux polarités, les représentations de l'atténuation de l'amplitude de la surtension sont résumées dans la figure 8. La surtension positive subit des atténuations plus importantes que la surtension négative en raison de l'importance de l'effet couronne positif par rapport au négatif. En effet, la charge couronne créée en polarité positive de la tension est plus grande que celle en polarité négative. Ceci est observé dans les courbes $q(u)$ qui sont plus larges en polarité positive. La capacité dynamique en polarité positive est alors supérieure à celle en polarité négative et par conséquent l'atténuation de la surtension est plus importante.

On observe aussi, dans la figure 8 toujours, que plus la valeur crête de la surtension est élevée à la source, plus son atténuation est importante. Ceci est interprété de la même façon que pour les polarités. C'est-à-dire que quand la surtension est élevée l'effet couronne est plus important et les charges produites en plus grand nombre, d'où une atténuation plus importante.

V. CONCLUSIONS

En calculant les surtensions et leur propagation sur les lignes de transport de l'énergie électrique il est important d'inclure l'effet couronne. Celui-ci peut être simulé par une capacité dont la valeur dépend de l'amplitude de la surtension, montée en parallèle avec la capacité géométrique de la ligne. L'incorporation de cette capacité de couronne permet le calcul de l'atténuation et la déformation de la surtension qui se propage le long de la ligne.

Dans ce travail, il est montré que la surtension se déforme très vite et elle est d'autant plus atténuée que sa valeur au

point d'impact est élevée et que sa polarité est positive.

Nous pouvons conclure que dans le cas du foudroiement d'une ligne de transport directement sur le conducteur de phase ou l'onde de surtension est pleine son amortissement provoqué par l'effet couronne est tellement important que tout danger pour le matériel du poste d'interconnexion est écarté si le point d'impact est à une distance supérieure à quelques km seulement. Alors pour un foudroiement indirect provoquant un amorçage en retour, les ondes de surtensions sont généralement coupées par le contournement des isolateurs ou limitées par les liaisons des pylônes à la terre, elles seront encore plus amorties.

REFERENCES

- [1] L.W. Bewley "Attenuation and distortion of waves," AIEE Trans., 53, pp. 1749-1757, 1934.
- [2] M. Bockman, N. Hylten-Cavallius and S. Rusck "Propagation of Surge Generator Waves up to 850 kV on a 132 kV Line," CIGRE Paris, rapport-314, 1950.
- [3] F.W. Peek "Phénomènes diélectriques dans la technique des hautes tensions," Trad. De R. Ackermann, Deladrave, Paris V, 1924.
- [4] R.J. Harrington and M. Afghani "Implementation of a computer model to include the effects of corona in transient overvoltage calculations," IEEE Trans., PAS-102, pp. 902-910, 1983.
- [5] D.A. Rickard, N. Harid and R.T. Waters "Modelling of corona at a high-voltage conductor under double exponential and oscillatory impulses," IEE Proc.-Sci. Meas. Technol., Vol. 143, N°5, pp. 277-283, 1996.
- [6] G. Leroy, C. Gary, B. Hutzler, J. Lalot and C. Dubanton "Les propriétés diélectriques de l'air et les très haute tension," Collection EDF N°51, Eyrolles 1984
- [7] J.J. Clade, C.H. Gary and C.A. Lefevre "Calculation of corona losses beyond the critical gradient in alternating voltage," IEEE Trans., PAS-88, (5), pp. 695-703, 1969.
- [8] M. Afghani and R.J. Harrington "Charge model for studying corona during surges on overhead transmission lines," IEE Proc. C, 130, (1), pp. 16-21, 1983.
- [9] M. Aguet and M. Ianoz "Haute tension," Traité d'électricité, Tome XXII, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes 1990.
- [10] D.M. German, A.R. Rowlands, W.B. Stark and R.T. Waters "Surge modification by corona and ohmic attenuation," I.E.E. Conf. Pub. 236, pp. 37-40, 1984.
- [11] R.T. Waters and W.B. Stark "Characteristics of the stabilized glow discharge in air," J. Phys D: Appl. Phys., 8, pp. 416-426, 1975.

Localisation des défauts dans les lignes électriques THT à simple et à double circuit en utilisant les données d'une seule extrémité

Dine Mohamed, Bouthiba Tahar, Raho Abdelkader

Abstract – This paper presents a new approach of fault location in simple and double circuit transmission line. This approach uses only one terminal data. It depends only on the data extracted from one end of the line. This practically facilitates implementing and developing this approach, as it needs no information from the other end. The approach is based on modifying the apparent impedance method using modal transformation. Depending on modal transformation, the coupled equations of the transmission line are converted into decoupled ones. This greatly eliminates the mutual effects resulting in an accurate estimation for the fault distance in a straightforward manner. Also the effects of prefault currents and the unknown fault resistance on the estimation accuracy are compensated. The proposed approach was tested via digital simulation using MATLAB. Applied test results corroborate the superior performance of the proposed approach.

Index Terms – Fault location, mutual coupling, modal transform, double circuit, transmission lines.

Résumé – L'article présente, une nouvelle approche de localisation de l'endroit du défaut dans les lignes de transport à simple et à double circuits. Cette approche utilise seulement des données extraites à partir d'une seule extrémité de la ligne. Cette particularité facilite l'exécution et le développement de cette approche, car il n'a besoin d'aucune information de l'autre extrémité. L'approche est basée sur la modification de la méthode de l'impédance apparente en utilisant la transformation modale. Cette dernière est essentiellement caractérisée par sa capacité de décomposer les équations couplées de la ligne de transport en des équations découplées. Ceci élimine considérablement les effets mutuels ayant pour une évaluation précise de la distance du défaut d'une façon franche. Ainsi les effets des courants du pré-défaut, des courants de l'autre extrémité de la ligne et de la résistance du défaut (inconnue) qui agissent sur la localisation précise du défaut sont compensés. L'approche proposée a été évalué par l'intermédiaire de la simulation numérique en utilisant le logiciel MATLAB. Les résultats d'essai confirmer la validité et l'efficacité de l'approche proposée.

Mots-clés - Localisation de défaut, lignes de transport à double circuit, couplage mutuel, transformation modale.

Dine Mohamed : Université des Sciences et de la Technologie d'Oran
Faculté de Génie Electrique B. P. 1505 EL Mnaouer, Oran, Algérie
dinemohamed83@yahoo.fr.

Bouthiba Tahar : Université des Sciences et de la Technologie d'Oran
Faculté de Génie Electrique B. P. 1505 EL Mnaouer, Oran, Algérie
e-mail : tbouthiba@yahoo.com.

I. INTRODUCTION

En raison de la complexité croissante des réseaux électriques modernes, l'amélioration des fonctions de protection existantes et le développement de nouvelles fonctions ont beaucoup d'attention actuellement. Le but est d'augmenter la performance globale du système d'énergie électrique. Quelques années auparavant, les équipements de protection supplémentaire tels que les localisateurs de défauts avaient moins d'importance, en comparaison avec les protections principales, la protection de distance et la protection directionnelle. De nos jours, ces dernières retiennent plus notre attention si l'on considère l'investissement considérable consenti à cet effet. C'est en raison des grands avantages de la localisation de défauts, qui réduit par conséquent les temps d'entretien et de restauration du réseau. À cette fin, différents algorithmes ont été développés pour obtenir une meilleure évaluation de la distance du défaut selon les données extraites d'une seule ou des deux extrémités de la ligne.

Bien que les algorithmes qui utilisent les données extraites des deux extrémités de la ligne présentent des meilleures performances, les algorithmes à une seule extrémité ont des avantages du point de vue commercial [1-3]. C'est principalement dû à l'extra-complexité liée à des algorithmes basés sur les données de deux extrémités qui exigent la communication et la synchronisation entre les deux extrémités aussi bien que l'augmentation du coût. Ainsi, l'importance de l'amélioration des performances des algorithmes à une seule extrémité d'une manière significative. Vers ce but, Eriksson, Girgis, et les autres ont développé leurs algorithmes en utilisant les méthodes de compensation en même temps que l'approche de l'impédance apparente réalisant une exécution acceptable par rapport à d'autres algorithmes basés sur deux extrémités [4], [5].

D'autre part, les lignes à doubles circuit sont caractérisées par une augmentation significative dans les effets du couplage mutuel ayant pour résultat différents problèmes en particulier pour l'équipement de protection. Par conséquent, pour l'évaluation de la distance du défaut, ces effets augmentent remarquablement les niveaux d'erreur dans la localisation du défaut. Donc, le couplage mutuel est toujours considéré comme un des problèmes les plus stimulants pour la recherche dans le domaine de la protection. Le couplage mutuel est effectivement mesurable dans tous les systèmes multi-phases, dans lesquels l'impédance totale de la ligne

change considérablement à cause de l'effet mutuel entre les phases. Ainsi, le problème de couplage mutuel n'est pas vraiment constant et dépend fortement de différents facteurs agissant réciproquement comme l'espacement des conducteurs et les niveaux de tension. Différents documents ont été publiés concernant la localisation de défaut dans les lignes électriques à doubles circuit. Cependant, quelques articles sont basés sur la méthode d'une seule extrémité [6-9]. Chacun de ces algorithmes a des aspects différents incluant le réseau choisi, le modèle de ligne utilisé et des suppositions considérées. Cependant, il est commode pour le développement et l'évaluation des algorithmes de localisation de défaut d'employer des modèles de ligne plus sophistiqués incluant le couplage mutuel et les paramètres distribués.

La transformation modale a pour but la simulation de la ligne basée sur le phénomène de propagation des ondes mobiles présenté par Wedepohl en 1963 [1]. Il a été aussi employé par Dommel pour développer des modèles de ligne dans l'EMTP. La clef principale pour l'usage de la transformation modale est de transformer un groupe d'équations couplées en des équations découplées. Ainsi, la solution des équations de la ligne de transmission multi-phases sera plus simple puisque les équations découplées seront traitées comme le modèle de la ligne monophasé. Le découplage exigé est réalisé en choisissant correctement la matrice de transformation aboutissant à une matrice diagonale [1], [11]. Ce découplage peut être un moyen idéal pour toutes les fonctions de protection qui sont basées sur l'évaluation de la distance du défaut comprenant la protection de distance et la localisation de défaut. Comme exemple pour ces applications, des performances prometteuses ont été réalisées dans ce contexte comme annoncé dans [1], [10].

II. ALGORITHME PROPOSE

A. Principe

La structure de l'algorithme de localisation de défaut proposé est généralement basée sur deux concepts essentiels: la transformation modale et l'approche d'impédance apparente. La transformation modale est employée pour transformer toute les valeurs des tensions et courants mesurés en valeurs modales. Le but est d'éliminer les effets mutuels. L'approche d'impédance apparente est employée en utilisant les quantités modales résultantes pour profiter des caractéristiques de compensation de l'approche afin d'éliminer toute influence du à la source d'alimentation de l'autre extrémité de la ligne et de pré-défaut. Une description générale de l'algorithme proposé est donnée dans la figure.1.

Les courants et les tensions des trois phases de la ligne en défaut sont extraits et échantillonnés avec un taux d'échantillonnage de 20 échantillons par cycle. Ce taux d'échantillonnage est assez suffisant pour satisfaire les exigences des relais numériques modernes et pour l'évaluation de toutes les phases à l'aide de la transformation de Fourier. Ces quantités sont désignées par VA, VB, VC, IA, IB et IC respectivement. Ces échantillonnés produits sont intégrés dans un localisateur qui contient une étape de filtrage (filtre passe-bas), calcul de la DFT puis la transformation modale.

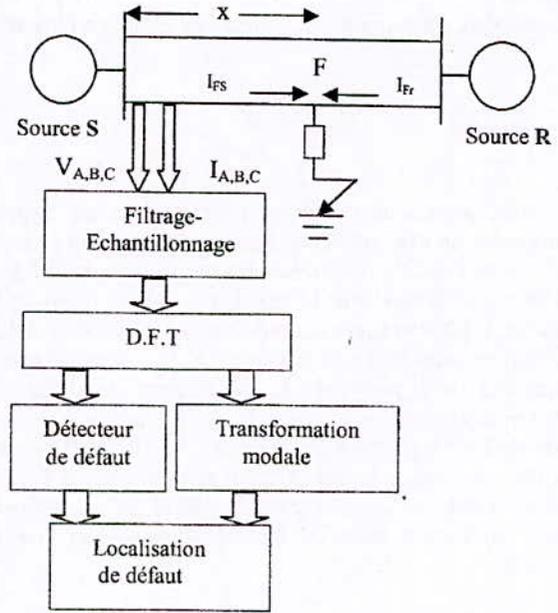


Fig.1. Schéma bloc de l'algorithme proposé

Toutes les valeurs des tensions et courants mesurés sont transformées en valeurs modales à l'aide d'équations suivantes [7], [8] :

$$[V_m] = [T_v]^{-1} * [V_p] \quad (1)$$

$$[I_m] = [T_i]^{-1} * [I_p] \quad (2)$$

Les indices m et p sont respectivement associés aux quantités modales et quantités des phases. T_v et T_i sont les matrices de transformation modale correspondant aux tensions et aux courants. Pour les lignes multi-phases transposées, les deux matrices T_v et T_i peuvent être facilement choisis selon la transformation de Clarke [11].

$$T_v = T_i = T = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 & \sqrt{2} & 0 \\ 1 & \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}} \\ 1 & \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{-\sqrt{3}}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} \quad (3)$$

Une courte description de la transformation modale est donnée dans l'annexe. Cette transformation découple les équations associées. Ainsi, la possibilité de traiter les lignes électriques à doubles circuit sans complexité mathématique. Il faut noter que l'étape du calcul de la distance de défaut est réalisée en mode autonome après la détection de la perturbation. Ainsi, toutes les données relatives comprenant le type du défaut, l'association des phases, et le courant de pré-défaut sont disponibles.

L'algorithme proposé est basé sur l'approche d'impédance apparente, dans laquelle l'impédance résultante, vu l'ouverture de l'endroit du relais, est égal au rapport d'une tension choisie V_{sel} à un courant choisi I_{sel} [4], [5]. La tension et le courant choisis sont calculés en basant sur le

CNHT'2009 – 7 ème Conférence Nationale sur la Haute Tension.
type de défaut et les nombres des phases en défaut.
L'impédance apparente Z_{app} peut être écrite comme suite :

$$Z_{app} = \frac{V_{sel}}{I_{sel}} \quad (4)$$

Afin d'expliquer la base mathématique de l'approche proposée, un exemple d'une ligne avec un défaut phase terre est considéré d'abord. Suivant les indications de la fig. 1, un défaut monophasé avec terre est supposé se produire sur la phase A à travers une certaine résistance de défaut R_F . Le défaut se produit à une distance 'x', un pourcentage de la longueur de ligne totale L. Le courant de défaut I_F est composé de deux composants I_{FS} et I_{FR} fourni par les sources (S) et (R) respectivement. D'abord, le défaut est considéré solidement mis à la terre ($R_F=0$) pour expliquer l'approche de l'algorithme. La résistance de défaut est considérée plus tard. L'équation pour ce type de défaut peut être écrite comme :

$$V_{AF} = 0 \quad (5)$$

où V_{AF} est la tension mesurée de la phase A au point de défaut F. Transformant l'équation ci-dessus dans la forme modale en utilisant la transformateur de Clarke :

$$V_{AF} = T_{1,1} V_{Fm1} + T_{1,2} V_{Fm2} + T_{1,3} V_{Fm3} \quad (6)$$

où, V_{Fm1} , V_{Fm2} et V_{Fm3} sont les tensions modales au point F.

Comme expliqué dans l'annexe, chaque tension modale peut être exprimée en utilisant les paramètres associés du réseau. L'équation (6) peut être réécrite comme :

$$V_{AF} = \sum_{j=1}^3 T_{1,j} (V_{mj} - xZ_{mj} I_{mj}) \quad (7)$$

où j est le nombre de modes (3 pour les lignes triphasés).

De l'équation (5) et (7), l'impédance apparente vue de l'endroit du relais peut être exprimée comme suit :

$$Z_{app,AG} = xZ_{m1} = \frac{T_{1,1} V_{m1} + T_{1,2} V_{m2} + T_{1,3} V_{m3}}{T_{1,1} I_{Fm1} + T_{1,2} I_{m2} \frac{Z_{m2}}{Z_{m1}} + T_{1,3} I_{m3} \frac{Z_{m3}}{Z_{m1}}} \quad (8)$$

$Z_{app,AG}$ L'impédance apparente est choisie pour être un pourcentage de l'impédance modale Z_{m1} . La tension et le courant choisis relatifs peuvent être exprimés par :

$$V_{sel,AG} = T_{1,1} V_{m1} + T_{1,2} V_{m2} + T_{1,3} V_{m3} \quad (9)$$

$$I_{sel,AG} = T_{1,1} I_{Fm1} + T_{1,2} I_{m2} \frac{Z_{m2}}{Z_{m1}} + T_{1,3} I_{m3} \frac{Z_{m3}}{Z_{m1}} \quad (10)$$

Maintenant Le procédé est répété en tenant compte de l'existence de la résistance du défaut R_F dans laquelle le courant de défaut I_F est fourni par les deux sources (S et R) est représenter par :

Sidi Bel-Abbès, 19-21 Avril 2009

$$I_F = I_{FS} + I_{FR} \quad (11)$$

Alors l'équation (5) devient :

$$V_{AF} = V_A - xZ * I_A = R_F * I_F \quad (12)$$

Cependant, l'algorithme exige seulement les données vues d'une seule extrémité. Donc, la partie $R_F * I_F$ peut être remplacée par $R_{FS} * I_{FS}$, où R_{FS} est la résistance apparente de défaut vue de l'extrémité S, qui peut être exprimée comme :

$$R_{FS} = R_F \left(1 + \frac{I_{FR}}{I_{FS}} \right) \quad (13)$$

L'équation (12) peut être écrite comme suite :

$$V_{AF} = V_A - xZ * I_A = R_{FS} * I_{FS} \quad (14)$$

De même l'équation suivante peut être écrite en utilisant la transformation modale comme :

$$Z_{app,AG} = \frac{V_{sel,AG}}{I_{sel,AG}} = xZ_{m1} + R_{FS} \frac{I_{FS}}{I_{sel,AG}} \quad (15)$$

La compensation de courant pour ce cas, I_{FS} est calculé par :

$$I_{FS} = \sum_{j=1}^3 T_{1,j} I_{mj} + \sum_{j=1}^3 T_{2,j} I_{mj} + \sum_{j=1}^3 T_{3,j} I_{mj} \quad (16)$$

Afin de compenser l'effet du courant de pré-défaut, ce courant doit être soustrait du courant de compensation dans l'équation (16). La matrice du courant de pré-défaut peut être écrite comme :

$$I_L = [I_{LA} \quad I_{LB} \quad I_{LC}]^T \quad (17)$$

où I_{LA} , I_{LB} et I_{LC} sont désignés comme des courants de pré-défaut pour les phases A, B et C respectivement. La matrice de la quantité modale équivalente I_{LM} est alors trouvée comme suite :

$$I_{LM} = T_i^{-1} * I_L = [I_{L1} \quad I_{L2} \quad I_{L3}]^T \quad (18)$$

L'analyse précédente est répétée pour d'autres types de défaut avec toutes les combinaisons possibles des phases. Une équation semblable à (15) peut être écrite pour chaque type individuel de défaut selon les tensions, les courants et les quantités de compensation associés choisis. Ces quantités sont indiquées en tant que V_{sel} , I_{sel} et I_{comp} , respectivement. Puis, une expression générale pour l'impédance apparente Z_{app} peut être écrite comme :

$$Z_{app} = \frac{V_{sel}}{I_{sel}} = xZ_{m1} + R_{FS} \frac{I_{FS}}{I_{sel}} \quad (19)$$

B. Généralisation des équations de la localisation de défaut

Comme constaté dans le dernier paragraphe, une formule spéciale est dérivée pour chaque type de défaut. Cependant, il est plus commode de réécrire l'algorithme proposé sous une forme générale pour tous les types de défaut. C'est plus pratique et utile particulièrement pour l'exécution. L'équation (19) est la formule d'impédance apparente principale. Les coefficients V_{sel} , I_{sel} et I_{comp} sont calculés selon le type de défaut comme exprimé dans les équations suivantes :

$$V_{sel} = a_1 \sum_{j=1}^3 T_{1,j} V_{mj} + a_2 \sum_{j=1}^3 T_{2,j} V_{mj} + a_3 \sum_{j=1}^3 T_{3,j} V_{mj} \quad (20)$$

$$I_{sel} = a_1 \sum_{j=1}^3 T_{1,j} \frac{Z_{mj}}{Z_{m1}} + a_2 \sum_{j=1}^3 T_{2,j} \frac{Z_{mj}}{Z_{m1}} + a_3 \sum_{j=1}^3 T_{3,j} \frac{Z_{mj}}{Z_{m1}} \quad (21)$$

$$I_{comp} = \left(b_1 \sum_{j=1}^3 T_{1,j} I_{mj} + b_2 \sum_{j=1}^3 T_{2,j} I_{mj} + b_3 \sum_{j=1}^3 T_{3,j} I_{mj} \right) - I_{LC} \quad (22)$$

où I_{LC} est la partie du courant soustraite due aux courants de pré-défaut et peut être calculée par :

$$I_{LC} = b_1 \sum_{j=1}^3 T_{1,j} I_{Lj} + b_2 \sum_{j=1}^3 T_{2,j} I_{Lj} + b_3 \sum_{j=1}^3 T_{3,j} I_{Lj} \quad (23)$$

Ces équations représentent les équations générales de l'algorithme proposé pour la localisation du défaut. Elles sont valables pour tous les types de défaut, où les constantes associées sont choisies selon le type de défaut. Les valeurs relatives pour ces constants sont données dans le Tableau 1.

Tableau 1

Table clé pour les constantes des équations

Type du défaut	a1	a2	a3	b1	b2	b3
A-T	1	0	0	1	1	1
B-T	0	1	0	1	1	1
C-T	0	0	1	1	1	1
A-B/A-B-T	1	-1	0	1	-1	0
A-C/A-C-T	1	0	-1	1	0	-1
B-C/B-C-T	0	1	-1	0	1	-1
A-B-C	1	0	0	1	1	1

III. ÉVALUATION DES PERFORMANCES DE L'ALGORITHME

Pour évaluer les performances de l'approche proposée, tous les types de défaut possibles (monophasé, biphasé, triphasé avec et sans terre) et à chaque endroit (10%, 20%, 30%, 40%,.....90%) de la longueur totale L de la ligne ont été testés en utilisant le logiciel Matlab pour découvrir l'erreur E maximum qui est exprimée en pourcentage par la relation suivante :

$$E = \frac{L_e - L_a}{L} * 100\% \quad (24)$$

L_e : La distance calculée du défaut.

L_a : La distance réelle du défaut.

Pour la simulation nous avons choisi deux types de ligne de transport d'énergie électriques :

- 1- Une ligne à simple circuit de 500 kV de longueur 200 km.
- 2- Une ligne à double circuit électrique (6 phases) de 220 kV de longueur 100 km.

A. Ligne à simple circuit

Les paramètres du réseau sont comme suite [10] :

Sources :

Niveau de tension du réseau : 500 kV

Impédance : $Z_S = Z_R = 0.25 + j 9.42 \Omega$

La ligne :

Longueur de la ligne : L = 200 km

Impédance directe : $Z_{1L} = 0.01273 + j 0.2933 \Omega/\text{km}$

Impédance homopolaire : $Z_{0L} = 0.3864 + j 1.2963 \Omega/\text{km}$

Capacité directe : $C_{1L} = 12.74 \cdot 10^{-9} \text{ F/km}$

Capacité homopolaire : $C_{0L} = 7.751 \cdot 10^{-9} \text{ F/km}$

Défaut monophasé

Le Tableau 2 représente les valeurs de la distance d'un défaut monophasé mesuré L_e (km) et l'erreur e(%) en

fonction de la distance du défaut réelle L_a pour différentes valeurs de la résistance de défaut R_f .

Tableau 2

Valeurs de la distance de défaut monophasé mesuré L_e (km) et

l'erreur e(%) en fonction de la distance de défaut réelle L_a

L_a (km)	$R_f = 0 \Omega$		$R_f = 5 \Omega$		$R_f = 10 \Omega$	
	L_e (km)	e(%)	L_e (km)	e(%)	L_e (km)	e(%)
10	9.868	0.06	9.63	0.18	9.61	0.19
20	19.69	0.15	19.27	0.36	19.13	0.43
30	29.50	0.25	28.94	0.53	28.70	0.65
40	39.30	0.35	38.64	0.68	38.31	0.84
50	49.12	0.44	48.35	0.82	47.95	1.02
60	58.93	0.53	58.08	0.96	57.61	1.19
70	68.75	0.62	67.82	1.09	67.31	1.34
80	78.58	0.71	77.58	1.21	77.02	1.49
90	88.40	0.80	87.35	1.32	86.76	1.62
100	98.25	0.87	97.14	1.43	96.54	1.73
110	108.12	0.94	106.93	1.53	106.33	1.83
120	118.06	0.97	116.76	1.62	116.17	1.91
130	128.00	1.00	126.60	1.70	126.05	1.97
140	137.91	1.04	136.42	1.79	135.94	2.03
150	147.90	1.05	146.28	1.86	145.89	2.05
160	157.92	1.04	156.08	1.96	155.85	2.07
170	167.95	1.02	165.74	2.13	165.70	2.15
180	178.12	0.94	175.11	2.44	175.19	2.40
190	188.34	0.83	183.16	3.42	182.62	3.69

Défaut biphasé

Le Tableau 3 représente les valeurs de la distance d'un défaut biphasé mesuré L_e (km) et l'erreur e(%) en fonction de la distance de défaut réelle L_a pour différentes valeurs de la résistance de défaut R_f .

Tableau 3

Valeurs de la distance de défaut biphasé mesuré L_c (km) et l'erreur $e(\%)$ en fonction de la distance de défaut réelle L_a

L_a (km)	$R_f = 0 \Omega$		$R_f = 5 \Omega$		$R_f = 10 \Omega$	
	L_c (km)	$e(\%)$	L_c (km)	$e(\%)$	L_c (km)	$e(\%)$
10	9.52	0.24	11.47	0.89	14.06	2.03
20	19.03	0.48	21.19	0.59	23.36	1.68
30	28.54	0.73	30.61	0.30	32.67	1.33
40	38.06	0.97	40.02	0.01	41.98	0.99
50	47.59	1.20	49.44	0.28	51.29	0.64
60	57.13	1.43	58.88	0.56	60.62	0.31
70	66.67	1.66	68.32	0.84	69.96	0.02
80	76.24	1.88	77.78	1.11	79.31	0.34
90	85.82	2.09	87.25	1.37	88.68	0.66
100	95.42	2.29	96.75	1.62	98.08	0.96
110	105.07	2.46	106.29	1.85	107.51	1.24
120	114.63	2.68	115.75	2.12	116.86	1.57
130	124.41	2.79	125.42	2.29	126.43	1.78
140	134.03	2.98	134.93	2.53	135.83	2.08
150	143.76	3.12	144.55	2.72	145.35	2.32
160	153.53	3.23	154.21	2.89	154.89	2.55
170	163.31	3.34	163.88	3.06	164.46	2.77
180	173.15	3.42	173.61	3.19	174.08	2.96
190	183.00	3.50	183.36	3.32	183.72	3.14

Défaut triphasé

Le Tableau 4 représente les valeurs de la distance d'un défaut triphasé mesuré L_c (km) et l'erreur $e(\%)$ en fonction de la distance de défaut réelle L_a pour différentes valeurs de la résistance de défaut R_f .

Tableau 4

Valeurs de la distance de défaut triphasé mesuré L_c (km) et l'erreur $e(\%)$ en fonction de la distance de défaut réelle L_a

L_a (km)	$R_f = 0 \Omega$		$R_f = 5 \Omega$		$R_f = 10 \Omega$	
	L_c (km)	$e(\%)$	L_c (km)	$e(\%)$	L_c (km)	$e(\%)$
10	9.85	0.07	9.85	0.07	9.85	0.07
20	19.71	0.14	19.71	0.14	19.71	0.14
30	29.57	0.21	29.57	0.21	29.57	0.21
40	39.43	0.28	39.43	0.28	39.43	0.28
50	49.30	0.35	49.30	0.35	49.30	0.35
60	59.19	0.40	59.19	0.40	59.19	0.40
70	69.09	0.45	69.09	0.45	69.09	0.45
80	79.01	0.49	79.01	0.49	79.01	0.49
90	88.96	0.52	88.96	0.52	88.96	0.52
100	98.92	0.54	98.92	0.54	98.92	0.54
110	108.87	0.56	108.87	0.56	108.87	0.56
120	118.87	0.56	118.87	0.56	118.87	0.56
130	129.10	0.45	129.10	0.45	129.10	0.45
140	139.01	0.49	139.01	0.49	139.01	0.49
150	149.17	0.41	149.17	0.41	149.17	0.41
160	159.31	0.34	159.31	0.34	159.31	0.34
170	169.40	0.30	169.40	0.30	169.40	0.30
180	179.73	0.13	179.73	0.13	179.73	0.13
190	189.94	0.03	189.94	0.03	189.94	0.03

Synthèse

Les résultats montrent que l'erreur augmente avec l'éloignement du défaut. L'erreur augmente aussi lorsque la résistance du défaut augmente. La valeur maximale de l'erreur dans la localisation du défaut ne dépasse pas les 3.7%. L'erreur est très minime pour un défaut triphasé.

B. Lignes à double circuit

Une description générale de la ligne à double circuit électrique est représentée dans la figure 2 [2].

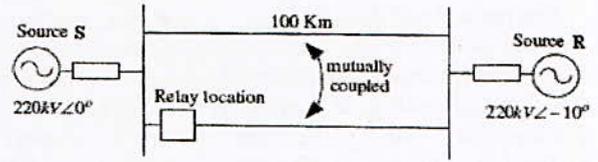


Fig.2. Schéma équivalent de lignes à double circuit

Les paramètres du réseau sont comme suite :

Sources :

Niveau de tension du réseau : 220 kV
 Impédance : $Z_S = 1.4 + j 11.47 \Omega$
 $Z_R = 2.03 + j 15.68 \Omega$

Les lignes :

Longueur des lignes : $L = 100$ km
 Impédance directe : $Z_{1L} = 0.0390 + j 0.345 \Omega/\text{km}$
 Impédance homopolaire : $Z_{0L} = 0.310 + j 0.942 \Omega/\text{km}$
 Impédance homopolaire mutuel : $Z_{0m} = 0.245 + j 0.785 \Omega/\text{km}$
 Capacité directe : $C_{1L} = 10.92 \cdot e^{-9} \text{ F/km}$
 Capacité homopolaire : $C_{0L} = 7.32 \cdot e^{-9} \text{ F/km}$
 Capacité homopolaire mutuel : $C_{0m} = -2.64 \cdot e^{-9} \text{ F/km}$

Défaut monophasé

Le Tableau 5 représente les valeurs de la distance d'un défaut monophasé mesuré L_c (km) et l'erreur $e(\%)$ en fonction de la distance de défaut réelle L_a pour différentes valeurs de la résistance de défaut R_f .

Tableau 5

Valeurs de la distance de défaut monophasé mesuré L_c (km) et l'erreur $e(\%)$ en fonction de la distance de défaut réelle L_a

L_a (km)	$R_f = 0 \Omega$		$R_f = 5 \Omega$		$R_f = 10 \Omega$	
	L_c (km)	$e(\%)$	L_c (km)	$e(\%)$	L_c (km)	$e(\%)$
10	9.69	0.31	9.45	0.55	9.44	0.56
20	19.41	0.59	18.99	1.01	18.89	1.11
30	29.17	0.83	28.64	1.36	28.47	1.53
40	39.07	0.93	38.41	1.59	38.43	1.57
50	49.12	0.88	48.38	1.62	48.18	1.82
60	59.46	0.54	58.62	1.38	58.51	1.49
70	70.26	0.26	69.37	0.63	69.47	0.53
80	82.16	2.16	81.18	1.18	81.80	1.80
90	92.39	2.39	93.71	3.71	94.82	4.82

Défaut biphasé

Le Tableau 6 représente les valeurs de la distance d'un défaut biphasé mesuré L_c (km) et l'erreur $e(\%)$ en fonction de la distance de défaut réelle L_a pour différentes valeurs de la résistance du défaut R_f .

Tableau 6

Valeurs de la distance de défaut biphasé mesuré L_e (km) et l'erreur $e(\%)$ en fonction de la distance de défaut réelle L_a

L_a (km)	$R_f = 0 \ \Omega$		$R_f = 5 \ \Omega$		$R_f = 10 \ \Omega$	
	L_e (km)	$e(\%)$	L_e (km)	$e(\%)$	L_e (km)	$e(\%)$
10	9.52	0.48	10.43	0.43	11.35	1.35
20	19.03	0.97	19.82	0.18	20.61	0.61
30	28.55	1.45	29.21	0.79	29.88	0.12
40	38.07	1.93	38.60	1.40	39.14	0.86
50	47.60	2.40	48.00	2.00	48.40	1.60
60	57.15	2.85	57.41	2.59	57.67	2.33
70	66.70	3.30	66.82	3.18	66.93	3.07
80	76.27	3.73	76.23	3.77	76.19	3.81
90	85.87	4.13	85.64	4.36	85.40	4.60

Défaut triphasé

Le Tableau 7 représente les valeurs de la distance d'un défaut triphasé mesuré L_e (km) et l'erreur $e(\%)$ en fonction de la distance de défaut réelle L_a pour différentes valeurs de la résistance de défaut R_f .

Tableau 7

Valeurs de la distance de défaut triphasé mesuré L_e (km) et l'erreur $e(\%)$ en fonction de la distance de défaut réelle L_a

L_a (km)	$R_f = 0 \ \Omega$		$R_f = 5 \ \Omega$		$R_f = 10 \ \Omega$	
	L_e (km)	$e(\%)$	L_e (km)	$e(\%)$	L_e (km)	$e(\%)$
10	9.86	0.14	9.86	0.14	9.86	0.14
20	19.71	0.29	19.71	0.29	19.71	0.29
30	29.56	0.44	29.56	0.44	29.56	0.44
40	39.42	0.58	39.42	0.58	39.42	0.58
50	49.29	0.71	49.29	0.71	49.29	0.71
60	59.19	0.81	59.19	0.81	59.19	0.81
70	69.11	0.89	69.11	0.89	69.11	0.89
80	79.07	0.93	79.09	0.93	79.07	0.93
90	89.08	0.92	89.08	0.92	89.08	0.92

Synthèse

Les résultats montrent que l'erreur augmente avec l'éloignement du défaut. L'erreur augmente aussi lorsque la résistance du défaut augmente. La valeur maximale de l'erreur dans la localisation du défaut ne dépasse pas les 4.82%. L'erreur est très minime pour un défaut triphasé. La présence d'une autre ligne (couplage mutuel) influe sur la précision dans la localisation des défauts.

IV. CONCLUSION

Une nouvelle approche de localisation de défaut appropriée pour les lignes de transport TH à simple et à double circuits est présentée en utilisant la transformation modale avec l'approche d'impédance apparente. La transformation modale présente un outil idéal pour traiter les problèmes associés au couplage mutuel entre les circuits adjacents dans les lignes multi-circuit. Tous les facteurs qui peuvent influencer l'exactitude d'évaluation comprenant la résistance inconnue de défaut et les courants de pré-défaut sont compensés. Les cas de test couvrent la plupart de conditions anormales incluant le déséquilibre de la ligne, la résistance du défaut et les variations de paramètres du réseau. Tous les tests appliqués révèlent une acceptable exactitude et une exécution prometteuse pour toutes les

situations. Cependant, des erreurs d'évaluation mesurables ont été enregistrées en raison de ces cas associés aux valeurs de la résistance de défaut particulièrement en plus du courant de la source éloignée (terminale R) et le couplage mutuel.

ANNEXE

Les équations de la transformation modale des tensions, courants, d'impédance et admittance sont données respectivement comme suite :

$$V_m = T_v^{-1} * V \quad (25)$$

$$I_m = T_i^{-1} * I \quad (26)$$

$$Z_m = T_v^{-1} * Z * T_v \quad (27)$$

$$Y_m = T_i^{-1} * Y * T_i \quad (28)$$

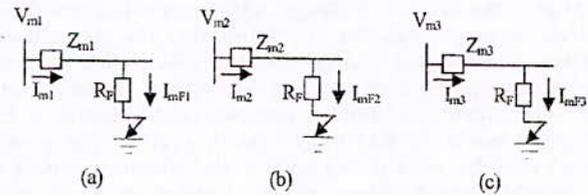


Fig.3. Circuit modaux de la ligne en défaut.

REFERENCES

- [1] Tamer Kawady, Jürgen Stenzel, "A Practical Fault Location Approach for Double Circuit Transmission Lines Using Single End Data" *IEEE Power Delivery*, vol. 18, no. 4, Oct. 2003.
- [2] Essam M. Aboul-Zahab, El Sayed Tag Eldin, "High Impedance Fault Detection in Mutually Coupled Double-Ended Transmission Lines Using High Frequency Disturbances" *IEEE Trans. Power Delivery*, Volume, Issue, 12-15 March 2008 Page(s):412 - 419 28 November.
- [3] T. Adu, "A new transmission line fault locating system," *IEEE Trans. Power Delivery*, vol. 16, pp. 498-503, Oct. 2001.
- [4] L. Eriksson, M. Saha, and G. D. Rockefeller, "An accurate fault locator with compensation for apparent reactance in the fault resistance resulting from remote end infeed," *IEEE Trans. Power App. Syst.*, vol. PAS-104, pp. 424-436, Feb. 1985.
- [5] A. Girgis and E. Makram, "Application of adaptive Kalman filtering in fault classification, distance protection and fault location using microprocessors," *IEEE Trans. Power Syst.*, vol. 3, pp. 301-309, Feb. 1988.
- [6] Q. Zhang et al., "Transmission line fault location for phase-to-earth using one terminal data," *Proc. Inst. Elect. Eng.-Gen., Transm. Dist.*, vol. 146, no. 2, pp. 121-125, Mar. 1999.
- [7] Zhang Qingchao, Zhang Yao "Fault location of two parallel transmission line for non-earth fault using one terminal data," *IEEE Trans. Power Delivery*, vol. 14, pp. 863-867, July 1999.
- [8] Y. Ahn et al., "An accurate fault location algorithm for double circuit transmission systems," in *Power Eng. Soc. Summer Meeting, 2000*, vol. 3, pp. 1344-1349.
- [9] M. Saha, K. Wikstrom, J. Izykowski, and E. Rosolowski, "New accurate fault location algorithm for parallel lines," in *Proc. 7th Int. Conf. Developments Power Syst. Protection*, Amsterdam, Netherlands, 2001, pp. 407-410.
- [10] A.R. Almeida, A.K. Barros "Faults Location in High Voltage Transmission System using ICA" *Electrical Engineering, 2007. ICEE '07. International Conference on page(s): 1-6*.
- [11] Alternative Transient Program, Rule Book, 1987.

Effet du vent transversal sur les vibrations induites par effet de couronne dans les lignes THT

A.Gourbi , M.Brahami, K.Nassour, H.Milloudi, H.Boudjella

Abstract—In the presence of the rain, electric power transmission lines start to vibrate with the natural frequency of the conductor. This type of vibration, known as "corona induced vibration", can drive to the fatigue of the conductors and their elements of support. It was established that the intermittent presence of the space charge and the ionic wind situated immediate proximity of water drops suspended to the conductor is the main reasons of this phenomenon. The objective is to elaborate a model destined to numerically simulate the corona induced vibration while taking count of the parameter variation as: intensity of precipitations, value and polarity of the electric field on the conductor surface, transverse wind speed. For that, the finite element method was used to develop the numerical model. The discretisation of the time was realized with the finite difference method. The moment of application of corona-induced force is evaluated by comparing the vertical forces balance applied to a drop of water suspended under a HV conductor. In this work we are going to see the effect of the transverse wind on this kind of vibrations.

Index Terms— Corona Induced Vibration, corona-induced force, finite element method, transverse wind

I. INTRODUCTION

En présence de pluie, les lignes de transport d'énergie électrique se mettent à vibrer à la fréquence naturelle du conducteur. Ce type de vibration, connu comme "Vibration induite par effet de couronne.

L'apparition fréquente de ce type de vibration impose des contraintes mécaniques qui peuvent diminuer la durée de vie des composantes des lignes de transport d'énergie électrique (conducteurs, chaînes d'isolateurs, pincés d'ancrage, entretoises...).

Il a été établi que la présence intermittente de la charge d'espace et du vent ionique situé à proximité immédiat des gouttes d'eau suspendues au conducteur sont les causes principales de ce phénomène.

Les vibrations induites par effet de couronne sont des phénomènes non linéaires et dépendent de certains paramètres, cela implique donc une grande complexité et difficulté importante à résoudre de manière exacte les équations régissant le phénomène de vibration. La méthode des éléments finis, constituant un moyen efficace pour modéliser et simuler les vibrations d'un conducteur, est employée dans cette étude. Deux techniques sont sélectionnées, tout d'abord la superposition modale pour la discrétisation du mouvement, ensuite la méthode des différences finies centrales pour discrétiser le temps.

Nous avons supposé que la vitesse du vent soit nulle dans les articles précédents [8, 9] mais en réalité la vitesse du vent ne l'est pas. Dans cet article on montre l'influence du vent transversal sur les vibrations.

II. DESCRIPTION DU MECANISME DE VIBRATION

Le démarrage et le maintien des vibrations se résument aux étapes suivantes [1-5] :

- 1) Les conditions atmosphériques amènent la formation de gouttes d'eau à la surface inférieure du conducteur ;
- 2) Les gouttes sont soumises au champ électrique et prennent la forme d'un cône;

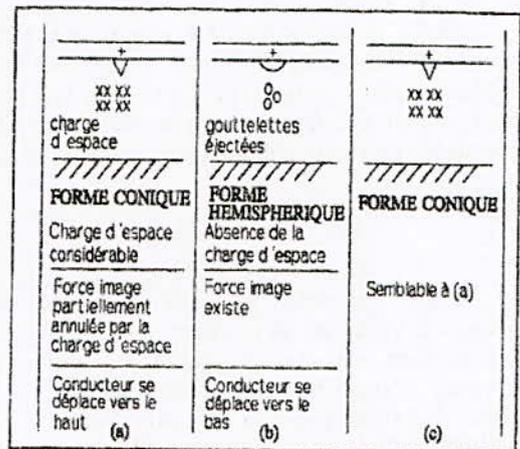


Fig. 1 Mécanisme de vibration induite par effet couronne

- 3) Le faible rayon de courbure de la pointe des gouttes augmente le champ électrique;

A.Gourbi is with the Djillali Liabes University, Sidi Bel Abbés, Algeria, (e-mail: aekett@yahoo.fr).

M.Brahami is with the Djillali Liabes University, Sidi Bel Abbés, Algeria, (e-mail: mbrahimi@yahoo.com).

H.Milloudi is with the Djillali Liabes Universit, Sidi Bel Abbés, Algeria.

K.Nassour is with the Djillali Liabes University, Sidi Bel Abbés, Algeria.

- 4) Les décharges couronnées se développent à la pointe des gouttes;
- 5) Le vent ionique et principalement les charges d'espace induisent des forces vers le haut sur le conducteur;
- 6) Le conducteur monte, provoquant la chute des gouttes allongées;
- 7) Le champ est diminué par la perte d'une série de gouttes allongées et par les charges d'espace;
- 8) Le conducteur redescend, les gouttes sont aplaties et les décharges sont faibles;
- 9) Lorsque le conducteur atteint sa position inférieure, les gouttes sont de nouveau allongées, les décharges augmentent et le processus se répète;
- 10) Si l'intensité de la précipitation est suffisante pour alimenter les gouttes entre chaque éjection, le conducteur continue de vibrer

$$\left(\frac{\partial U(x,t)}{\partial x}\right)_{t_0} = 0$$

L'équation (1) est résolue par la méthode des éléments finis, cette méthode permet de linéariser une équation différentielle et fournit une solution approchée du problème. La technique des résidus pondérés de GALERKIN permet de diminuer l'ordre d'intégration tout en faisant apparaître un terme supplémentaire en utilisant l'intégrale par partie [10-13].

L'équation de résidus pondérés sur un élément typique s'écrit :

$$\int_{\epsilon} R(x,t;a) \Phi_i(x) dx = 0 \quad (2)$$

Avec

$$R(x,t;a) = \rho(x) \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial t^2} + \mu(x) \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} (\alpha(x) \frac{\partial U(x,t)}{\partial x}) + \beta(x) U(x,t) - f(x,t) \quad \text{et}$$

$\Phi_i(x)$ est une fonction d'interpolation polynomiale.

Intégrons par parties p/r à x :

$$\begin{aligned} & \int_{\epsilon} \Phi_i^e(x) \rho(x) \frac{\partial^2 \tilde{U}^e(x,t)}{\partial t^2} dx + \int_{\epsilon} \Phi_i^e(x) \mu(x) \frac{\partial \tilde{U}^e(x,t)}{\partial t} dx \\ & + \int_{\epsilon} \frac{d\Phi_i^e(x)}{dx} \alpha(x) \frac{\partial \tilde{U}^e(x,t)}{\partial x} dx + \int_{\epsilon} \Phi_i^e(x) \beta(x) \tilde{U}^e(x,t) dx \\ & = \int_{\epsilon} f(x,t) \Phi_i^e(x) dx - \left[(-\alpha(x) \frac{\partial \tilde{U}^e(x,t)}{\partial x}) \Phi_i^e(x) \right]_{x_1}^{x_n} \quad (3) \end{aligned}$$

Prenons maintenant une solution approchée du problème :

$$\tilde{U}(x,t;a) = \sum_{j=1}^n a_j(t) \Phi_j(x) \quad (4)$$

Où les $a_j(t)$ représentent les valeurs de la fonction \tilde{U} aux nœuds, et n est le nombre de degrés de libertés.

Substituons la forme générale de la solution approchée élémentaire et ses dérivées :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{U}^e(x,t)}{\partial x} &= \sum_{j=1}^n a_j(t) \frac{d\Phi_j(x)}{dx} \\ \frac{\partial \tilde{U}^e(x,t)}{\partial t} &= \sum_{j=1}^n \frac{da_j(t)}{dt} \Phi_j(x) \\ \frac{\partial^2 \tilde{U}^e(x,t)}{\partial t^2} &= \sum_{j=1}^n \frac{d^2 a_j(t)}{dt^2} \Phi_j(x) \end{aligned}$$

Dans l'équation (3) nous obtenons un système de la forme:

$$[M]^e \frac{d^2 a(t)}{dt^2} + [C]^e \frac{da(t)}{dt} + [K]^e a(t) = F(t)^e \quad (5)$$

Où les matrices masse, amortissement et rigidité sont liées aux

III. MODELISATION DU PHENOMENE

Le modèle utilisé est celui de la corde vibrante, dans lequel en ajoutant un terme pour les forces d'amortissement " $\mu(x) \frac{\partial U(x,t)}{\partial t}$ " à cause des frictions internes et un terme pour les forces externes " $f(x,t)$ ". [8, 9]

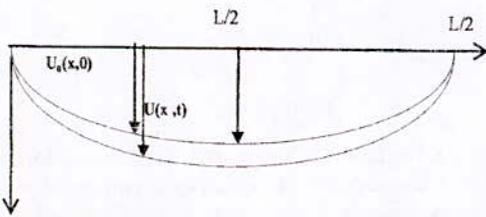


Fig. 2 Modèle de la corde vibrante du mouvement d'une ligne.

Donc, Les déplacements verticaux d'un conducteur tendu soumis à une force externe distribué peuvent être représentés par l'équation suivante:

$$\rho(x) \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial t^2} + \mu(x) \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} (\alpha(x) \frac{\partial U(x,t)}{\partial x}) = f(x,t) \quad (1)$$

$\rho(x) \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial t^2}$ terme pour les forces d'inertie du conducteur.

$\frac{\partial}{\partial x} (\alpha(x) \frac{\partial U(x,t)}{\partial x})$ terme pour la force de tension dans le conducteur. $U(x,t)$ déplacement vertical du conducteur.

Domaine :

$$0 \leq x \leq L \quad t > t_0$$

Conditions aux frontières :

$$\dot{\alpha} x_0 \quad (t > t_0) \quad U(x_0, t) = 0$$

$$\dot{\alpha} x_L \quad (t > t_0) \quad U(x_L, t) = 0$$

Conditions initiales :

$$\dot{\alpha} \quad t_0 \quad x_0 \leq x \leq x_L \quad U(x, t_0) = U_0(x)$$

fonctions d'interpolation $\Phi_i(x)$ de la manière suivante :

$$M_{ij}^e = \int_0^e \Phi_i^e(x) \rho(x) \Phi_j^e(x) dx$$

$$C_{ij}^e = \int_0^e \Phi_i^e(x) \mu(x) \Phi_j^e(x) dx$$

$$K_{ij}^e = \int_0^e \frac{d\Phi_i^e(x)}{dx} \alpha(x) \frac{d\Phi_j^e(x)}{dx} dx + \int_0^e \Phi_i^e(x) \beta(x) \Phi_j^e(x) dx$$

$$F_i^e(t) = \int_0^e f(x,t) \Phi_i^e(x) dx - [r^e(x,t) \Phi_i^e(x)]_{x_1}^{x_n}$$

$$\tau^e(x,t) = -\alpha(x) \frac{\partial \tilde{U}^e(x,t)}{\partial x}$$

Après avoir effectué l'assemblage de tous les éléments, on obtient un système d'équations différentielles discrétisées où les $a_i(t)$ représentent les déplacements de chaque nœud.

$$[M] \{\ddot{a}\} + [C] \{\dot{a}\} + [K] \{a\} = \{F\} \quad (6)$$

Il s'agit maintenant d'intégrer l'équation (6) par rapport au temps afin d'isoler l'amplitude des vibrations. Pour résoudre cette équation, on peut utiliser la méthode de superposition modale.

IV. METHODE DE SUPERPOSITION MODALE

Cette technique découple le système d'équations en "n" équations indépendantes, représentant chacune un mode de vibration. [12, 13]

Dans un premier temps, il s'agit de calculer les valeurs et les vecteurs propres du système.

Soit le système sans amortissement et sans sollicitation externe suivant :

$$[M] \{\ddot{a}\} + [K] \{a\} = \{0\} \quad (7)$$

Les solutions de l'équation (7) sont de la forme:

$$\{a\} = \{v\} e^{i\omega t} \quad (8)$$

En remplaçant l'équation (8) dans l'équation (7) on obtient:

$$[K] \{a\} - \lambda [M] \{a\} = \{0\} \quad (9)$$

Il existe "n" solutions à l'équation (9); chaque solution consiste en une valeur propre λ , et un vecteur propre correspondant $\{v\}$; satisfaisant l'équation suivante:

$$[K] \{v\}_i = \lambda_i [M] \{v\}_i \quad (10)$$

On définit la matrice des vecteurs propres $[V]$ et la matrice des valeurs propres $[\Omega^2]$ telles que:

$$[V] = \{v_1, v_2, \dots, v_n\}$$

$$[\Omega^2] = \begin{bmatrix} \omega_1^2 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \omega_2^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \omega_3^2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \omega_n^2 \end{bmatrix} \quad \text{où } \omega_i^2 = \lambda_i$$

Les vecteurs propres d'un système correspondant à des valeurs propres distinctes sont linéairement indépendants, Par conséquent, la matrice $[v]$ est orthogonale avec $[K]$ et $[M]$, et orthonormale avec $[M]$ c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} \{v\}_i^T [K] \{v\}_j &= \omega_i^2 \quad \text{pour } i = j \\ &= 0 \quad \text{pour } i \neq j \\ \{v\}_i^T [M] \{v\}_j &= 1 \quad \text{pour } i = j \\ &= 0 \quad \text{pour } i \neq j \end{aligned}$$

La solution de l'équation (6) peut être écrite sous forme de superposition linéaire des "n" modes, chacun multiplié par une amplitude générale variant en fonction du temps; donc:

$$\{a(t)\} = \sum_{j=1}^n A_j(t) \{v\}_j$$

$$\text{Où } \{a(t)\} = [V] \{A(t)\} \quad (11)$$

En substituant l'équation (11) dans l'équation (6) et en utilisant les relations d'orthogonalité développées précédemment, on obtient un système d'équations transformées où les termes masse et rigidité sont découplés:

$$\{\ddot{A}(t)\} + [V]^T [C] [V] \{\dot{A}(t)\} + [\Omega^2] \{A(t)\} = [V]^T \{F\} \quad (12)$$

On peut découpler entièrement l'équation (12), en regroupant les facteurs d'amortissement sur la diagonale de la façon suivante:

$$[V]^T [C] [V] = \begin{bmatrix} 2\omega_1^2 \xi_1 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 2\omega_2^2 \xi_2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 2\omega_3^2 \xi_3 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 2\omega_n^2 \xi_n \end{bmatrix} \quad (13)$$

Où ξ_i représente le pourcentage d'amortissement relié au $i^{ème}$ mode de vibration.

En substituant l'équation (13) dans l'équation (12), on obtient un système d'équations séparées où chaque équation représente un mode de vibration.

$$\ddot{A}(t) + 2\omega_i^2 \xi_i \dot{A}(t) + \omega_i^2 A(t) = f_i(t) \quad i = 1, 2, \dots, m \quad (14)$$

Où m est le nombre de mode nécessaire pour bien représenter le système et

$$f_i(t) = \left\{ v \right\}_i^T \{ F(t) \}$$

V. DISCRETISATION DU TEMPS

On peut utiliser la méthode des différences centrales pour résoudre le système d'équations (14). Cette méthode requiert trois temps soit : t_{n-1} , t_n et t_{n+1} et, le système d'équations est évalué au temps central. [12, 13]

$$\ddot{A}(t)_{n-1} + [C_D] \dot{A}(t)_{n-1} + [\Omega^2] A(t)_{n-1} = \{ f \}_{n-1} \quad (15)$$

Les deux dérivées ont été approximées par différences centrales :

$$\left\{ \dot{A} \right\}_{n-1} = \frac{\{A\}_n - \{A\}_{n-2}}{2\Delta t} \quad (16)$$

$$\left\{ \ddot{A} \right\}_{n-1} = \frac{\{A\}_n - 2\{A\}_{n-1} + \{A\}_{n-2}}{\Delta t^2} \quad (17)$$

En remplaçant les équations (16) et (17) dans l'équation (15), et en isolant pour $\{A\}_n$

$$\{A\}_n = \frac{2 - \omega_i^2 \Delta t^2}{1 + \omega_i^2 \xi_i \Delta t} \{A\}_{n-1} + \frac{\omega_i^2 \xi_i \Delta t - 1}{1 + \omega_i^2 \xi_i \Delta t} \{A\}_{n-2} + \frac{\Delta t^2}{1 + \omega_i^2 \xi_i \Delta t} \{f\}_{n-1} \quad (18)$$

Il s'agit maintenant de résoudre le système d'équations (18) pour trouver les amplitudes modales $A_j(t)$, et calculer ensuite les déplacements réels $a(t)$ à l'aide de l'équation (12).

VI. FORCES EXTERNES EXERCÉES SUR LE CONDUCTEUR

Pour résoudre le système d'équations (18), il est nécessaire d'évaluer la variation des forces externes exercée sur le conducteur dans le temps $\{f\}$.

La figure 3, présente les forces extérieures (d'origine extérieure : effet couronne, vent, gravité) exercées sur le conducteur en mouvement.

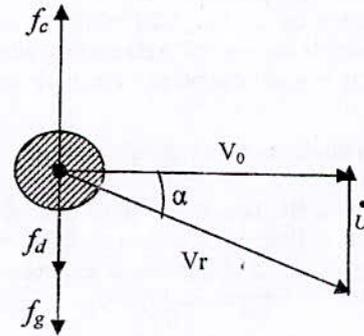


Fig. 3 Forces externes appliquées sur le conducteur.

f_c : force couronne par unité de longueur. [N/m].

f_g : force gravitationnelle par unité de longueur. [N/m].

$$f_g = \rho * g \quad (19)$$

ρ : densité du conducteur [kg/m].

g : accélération gravitationnelle [m/s²]

f_d : force de dissipation dans l'air par unité de longueur. [N/m].

En se référant à la figure 3, l'expression de la force de dissipation dans l'air peut s'écrire

$$f_d = k * V_r * \sin \alpha \quad (20)$$

$$K = \frac{1}{2} \cdot \rho_{air} \cdot \phi \cdot C_d \quad (21)$$

C_d : Coefficient de traînée (dans la simulation on prend $C_d = 1$)

ρ_{air} : masse volumique de l'air (environ 1.2 kg/m³ à 20°C).

ϕ : diamètre du conducteur. [cm]

V_r : vitesse relative de l'écoulement.

$$v_r = \sqrt{V_0^2 + U^2} \quad (22)$$

V_0 : vitesse absolue du vent. [m/s]

U : vitesse du conducteur. [m/s]

A. Force induite par effet couronne

Il a été décidé de représenter la force induite par effet couronne par une forme impulsionnelle de façon à conserver la même quantité d'énergie transmise au conducteur en utilisant une forme sinusoïdale qui a été évaluée par FERZANEH [1] en laboratoire, telle que :

$$F_{imp} = 1.84 F_{sin} \quad (23)$$

À l'aide d'une interpolation quadratique en utilisant les résultats reportés par FERZANEH [1], on obtient la variation de la force induite par effet de couronne sous forme sinusoïdale en fonction du champ électrique (intensité et polarité) à la surface du conducteur. Ensuite cette valeur est multipliée par 1.84.

La durée d'application de la force sous forme impulsionnelle a été estimée à 20 millièmes de seconde. Le déphasage entre le moment où le conducteur atteint sa position inférieure et le moment d'application de la force a été estimé à 10 ms. [2, 9, 8]

B. Moment d'application de la force couronne

Le moment d'application de la force induite par effet de couronne est évalué en comparant l'équilibre des forces verticales appliquées à une goutte d'eau suspendue sous un conducteur HT en mouvement [8] :

- ❖ La force de la gravité d'une goutte est considérée comme :

$$F_{gravité} = \rho_{eau} V_{goutte} g \quad (24)$$

ρ_{eau} : densité volumique de l'eau [kg/m³].
 g : accélération gravitationnelle [m/s²].
 V_{goutte} : volume de la goutte.

- ❖ La force de l'inertie

$$F_{inertie} = \rho_{eau} V_{goutte} a_{cc} \quad (25)$$

a_{cc} : accélération du conducteur [m/s²]

- ❖ La force électrostatique

$$F_{electro} = 6.25 * 10^{-11} E^2 r^2 \quad (26)$$

E : valeur du champ électrique à la surface du conducteur.
 r : rayon moyen de la goutte suspendue [mm].

- ❖ La force de la tension de surface

$$F_{tension} = 2 \pi \gamma_{eau} \quad (27)$$

γ_{eau} : tension de la surface de l'eau [N/m].

- ❖ La force moyenne induite par effet de couronne (due aux charges d'espace et au vent ionique) sur la goutte pendant un cycle de vibration.

Farzaneh [1] a mesuré la valeur de cette force au temps de l'éjection pour chaque goutte et il a rapporté cette valeur comme:

$$F_{corona} = 5 \times 10^{-4} \text{N/goutte} \quad (28)$$

À chaque itération, lorsque la somme des trois forces (inertie, gravité, et électrostatique) devient plus grande que la somme de la force induite par effet de couronne et la force de tension, l'éjection de la goutte d'eau se produit, à ce moment on applique la valeur de la force induite par effet couronne [1].

VII. PROGRAMMATION

Un programme de calcul a été développé en utilisant le logiciel MATLAB afin de simuler numériquement les vibrations induites par effet de couronne d'un conducteur tendu soumis à une pluie artificielle.

La méthode de superposition modale utilisée dans cette étude exige d'abord le calcul des valeurs propres du système et des vecteurs propres correspondants [16].

Ensuite, la position initiale du conducteur est calculée à l'aide de l'équation du caténaire suivante :

$$y = \frac{\text{tension}}{\text{poids}} * (\cosh(\frac{\text{poids} * \text{longueur}}{2.0 * \text{tension}}) - 1) \quad (29)$$

Où tension : tension mécanique appliquée aux extrémités du conducteur [N]

Poids : poids du conducteur par unité de longueur [N/m].

Longueur : longueur totale de la portée [m].

Finalement, à chaque pas de temps, on calcule les déplacements du conducteur à l'aide de l'équation (18). La résolution dans le temps du système d'équations découplées se fait avec un pas de temps de un millième de seconde (0,001 s).

Le modèle est un conducteur de 3.58 m de longueur et 3.05 de diamètre, placé le long de l'axe d'une cage cylindrique en grillage métallique et soumis à une pluie artificielle de 25 mm/h. Une haute tension a été appliquée au conducteur. Afin de garder le conducteur dans une ligne droite, une tension mécanique de 2616 N a été appliquée à chaque extrémité du conducteur. Le conducteur à une masse de 5.92 kg et il est simplement supporté à deux extrémités par des isolants de 1m de hauteur. [1, 6-9]

VII. RESULTANTS ET INTERPRETATION

Les figures 4, 5, 6, montrent la variation de l'amplitude des vibrations en fonction de vitesse du vent transversal pour différentes valeurs et polarités du champ électrique.

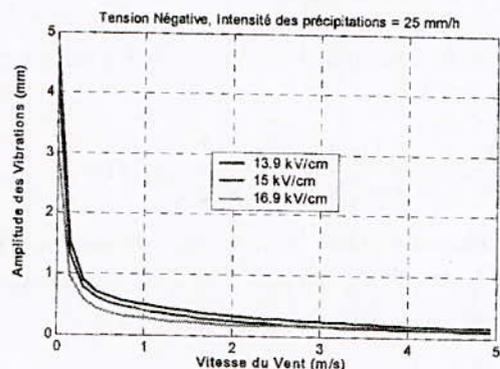


Fig. 4 Amplitude de vibration en fonction de la vitesse du vent transversal (Tension Négative).

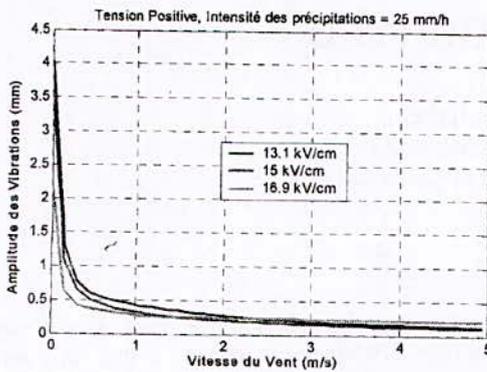


Fig. 5 Amplitude de vibration en fonction de la vitesse du vent transversal (Tension Positive).

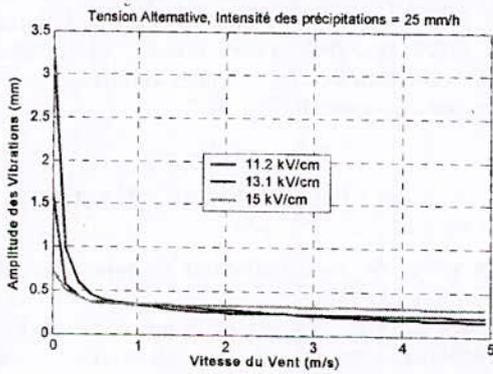


Fig. 6 Amplitude de vibration en fonction de la vitesse du vent transversal (Tension Alternative).

A l'analyse de ces figures, nous pouvons remarquer que l'influence du vent est considérable sur l'amplitude des vibrations induites par effet de couronne quelque soit la nature de la tension appliqué au conducteur. Plus la vitesse du vent augmente, plus l'amplitude de vibration est moins importante. Cela est logique car la présence du vent transversal peut avoir deux conséquences sur les vibrations :

- 1) Augmenter la dissipation par frottement dans l'air, ce qui a pour effet une diminution des amplitudes de vibration.
- 2) Si le vent est violent, il souffle les gouttes suspendues au conducteur, et par conséquent il annule la force de couronne et détruit les vibrations par effet de couronne.

IX. CONCLUSION

D'après les résultats de la simulation numérique on peut tirer les conclusions suivantes :

- 1- La méthode des éléments finis utilisée dans ce présent travail a permis de modéliser et simuler numériquement les vibrations d'un conducteur HT tendu et soumis à une pluie artificielle. Elle est performante pour chaque nœud du conducteur à chaque pas du temps.

- 2- Le vent transversal a une influence considérable sur les vibrations induites par effet couronne. En effet l'amplitude de vibration est inversement proportionnelle à la vitesse du vent transversal, et un vent violent (>5m/s) peut détruire totalement les vibrations induites par effet de couronne.
- 3- Tous les résultats de la simulation numérique sont conformes aux observations expérimentales en laboratoires [7] et sur les lignes réelles.
- 4- Les résultats de la simulation numérique permettent d'étendre les connaissances du mécanisme des vibrations induites par effet de couronne et pourront servir à élaborer des modèles numériques plus complets.

X. REFERENCES

- [1] M. Farzaneh, " Contribution à l'étude des mécanismes de vibrations induites par effet de couronne," *Thèse de Doctorat présentée à l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 1986.*
- [2] P. Demers, " Simulation numérique des vibrations induites par effet de couronne sur les conducteurs à haute tension," *Mémoire comme exigence partielle de la maîtrise en ingénierie université de Chicoutimi Canada, mai 1994.*
- [3] M. Derakhshanin, " Simulations numériques des vibrations induites par effet de couronne sur un court conducteur soumis à une pluie artificielle," *Mémoire comme exigence partielle de la maîtrise en ingénierie université de Chicoutimi Canada, August 2001.*
- [4] M. Bengrit, " Les vibrations induites par effet couronne," Thèse présentée en vue de l'obtention du grade de Magister en Electrotechnique Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès Algérie, 2002.
- [5] M. Maaroufi, " Vibrations induites par effet de couronne," *Thèse présentée en vue de l'obtention du grade de docteur en sciences appliquées, Université de Liège Belgique, 1989.*
- [6] M. Farzaneh, "Effects of the intensity of precipitation and transverse wind on the corona-induced vibration of HV conductors," *IEEE, Vol. 7, No. 2, April 1992.*
- [7] M. Farzaneh and Yves Teisseyre " Mechanical vibration of h.v. conducteur induced by corona : roles of the space charge and ionic wind," *IEEE, VOL,3, 3 July 1988.*
- [8] A.Gourbi, M.Brahami, M.Rahli, H.Milloudi, M.Benhadjla " Calcul Numérique de L'Amplitude des Vibrations Induites Par Effet Couronne Sur Les Conducteurs de Haute Tension," *CNHT'2007, Taghit, Algérie, 05-07 Novembre 2007*
- [9] A.Gourbi, M.Brahami, H.Milloudi, H.Boudjlla, K.Nassour, M.Benhadjela" Application of finite element method to the simulation of corona induced vibration," *ICEEE'08, Laghouat, Algérie, 21-23 Avril, 2008*
- [10] Richard Lepage"La méthode des éléments finis", université du Québec à Rimouski, avril 2003.
- [11] Stéphanie Basseville, Frédéric Feyel,"Méthodes de résolution en éléments finis", Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2006.
- [12] Carole Staub,"Modélisation dynamique de procédés de forgeage", Thèse de doctorat, l'institut national des sciences appliquées, Lyon, 1998.
- [13] M.Boumahrat, A.Gourdin, "Méthodes Numériques Appliquées", L'office des publications universitaires (Alger), 1993.

Modèle d'Isolateur Naturellement Pollué sous Tension Impulsionnelle

T. Guia, M. Tegar, A. Boubakeur

Laboratoire de Recherche en Electrotechnique
Laboratoire de Haute tension, Département de Génie Electrique
Ecole Nationale Supérieure Polytechnique, Alger, Algérie

Abstract—This work is devoted to the experimental study of the behaviour of a laboratory model, on which we reproduce the same state of the cap and pin insulator surface exploited during ten years in the electrical region of Hassi-R'mel. The experimental tests allow the determination of the leakage current and the voltage/current report. The laboratory model is submitted to different electro-geometrical constraints such as the applied impulse voltage level for both polarities, and the width of the pollution made up of aluminium paper.

Key words— insulator, leakage current, electro-geometrical constraints, pollution, impulse voltage.

Résumé— Ce travail est consacré à l'étude expérimentale du comportement d'un modèle de laboratoire, sur lequel nous reproduisons le même état de surface d'un isolateur capot et tige exploité pendant une dizaine d'années dans la région électrique de Hassi-R'mel. Les essais expérimentaux permettent la détermination du courant de fuite ainsi que le rapport tension/courant. Le modèle de laboratoire est soumis à différentes contraintes électro-géométriques à savoir, le niveau de la tension impulsionnelle appliquée pour les deux polarités, et la largeur de la pollution en papier aluminium.

Mots clés— isolateur, courant de fuite, contraintes électro-géométriques, pollution, tension impulsionnelle.

I. INTRODUCTION

La répartition de la pollution le long des isolateurs est le plus souvent non uniforme du fait qu'elle se concentre dans les parties les plus protégées contre les facteurs d'auto-nettoyage. La répartition de la pollution dépend, en outre, du profil de l'isolateur, de la hauteur et de la disposition des chaînes d'isolateurs par rapport au sol et à la borne haute tension, de la nature des dépôts polluants et des conditions climatiques [1,2].

Pendant son fonctionnement, un système d'isolation peut subir des surtensions accidentelles. Celles-ci sont d'origine atmosphérique (la foudre) ou de manœuvres (ouverture d'un disjoncteur). Cependant, comme il est difficile de reproduire ces formes d'ondes au laboratoire pour tester et dimensionner l'appareillage, on a recours, par conséquent, à des formes simples – bi exponentielle – produites par des générateurs d'impulsions types multiplicateurs de Marx [3,4].

Dans ce travail, nous examinons l'effet de la pollution discontinuée observée sur un isolateur capot et tige (type 1512L), exploité pendant une dizaine d'années dans la région électrique de Hassi R'mel au Sahara Algérien, sur un modèle plan rectangulaire équivalent [5]. La présente étude

porte sur l'analyse du courant de fuite et du rapport tension/courant. Plusieurs niveaux de la tension impulsionnelle produite au laboratoire par un générateur de Marx, et différentes largeurs de la couche polluante ont été considérés. La distance inter-électrodes est maintenue constante. Elle représente la longueur totale de la ligne de fuite de l'isolateur réel. Pour simuler une pollution parfaitement conductrice, les couches polluantes ont été remplacées par du papier aluminium.

II. TECHNIQUE EXPERIMENTALES

Le générateur de choc utilisé est de type Marx de 8 étages, 600 kV et 4 kJ [3].

Le modèle expérimental est constitué d'une plaque de verre (500x500x6 mm), munie deux électrodes en papier aluminium. L'électrode de haute tension est circulaire de rayon $r=25$ mm et celle de terre est rectangulaire (400x50 mm). Le modèle de laboratoire est soumis à une répartition discontinuée de la pollution reproduisant l'état critique de surface de l'isolateur capot et tige type 1512L, prélevé de la région électrique de Hassi R'mel [6] (Fig. 1). La distance inter électrodes du modèle expérimental ($d=292$ mm) correspond à la ligne de fuite de l'isolateur réel. Les dimensions longitudinales des bandes propres et polluées (réalisées avec du papier aluminium) sont données dans le tableau 1.

Les mesures du courant de fuite sont effectuées à l'aide d'un dispositif constitué de deux résistances et un amplificateur opérationnel de type UA741 inséré dans le retour de la terre comme le montre la figure 2. L'onde est reportée à l'aide un câble coaxial. Afin de recueillir totalement le signal du courant, nous avons utilisés un adaptateur [7] à l'entrée de l'oscilloscope numérique (TEKTRONIX TDS 340A 100MHz) qui permettant la visualisation de la tension (image du courant de fuite).

Nous avons enregistré le signal du courant de fuite pour différents paramètres auxquels est soumis le modèle expérimental, à savoir, la largeur de la pollution qui varie de 0 (plaque propre) à 40 cm (1, 2, 4, 6, 8, 16, 24, 32 et 40 cm), la polarité (positive et négative) ainsi que les niveaux ($0.5U_{0\%}$, $0.6U_{0\%}$, $0.7U_{0\%}$ et $0.8U_{0\%}$) de la tension appliquée.

Pour la détermination de la tension $U_{0\%}$, nous avons adopté la méthode des séries utilisant des paliers multiples constants. Chaque série est constituée de 20 chocs par palier. La tension maximale pour laquelle 20 tenues ont été enregistrées est appelée tension de tenue notée $U_{0\%}$ [8]. Le temps entre deux chocs successifs est de l'ordre de 30 secondes.

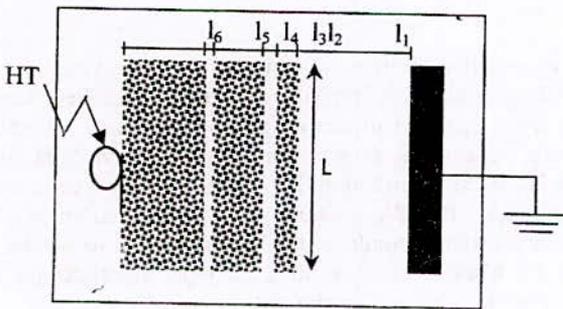


Fig. 1. Modèle expérimental

Tab. 1. Dimensions longitudinales des zones propres et polluées

	N°	Largeur (mm)	Pourcentage par rapport à la longueur de fuite (%)
Zones propres	1	106	36.30
	3	13	4.45
	5	04	1.37
Zones polluées	2	30	10.27
	4	52	17.81
	6	87	29.80

$$V_{in} = V_{out} \tag{2}$$

et

$$V_1 = V_{out} \tag{3}$$

En effet,

$$V_{in} = V_1 \tag{4}$$

et

$$V_1 = R_2 I_0 \tag{5}$$

Ce qui nous permet d'avoir la relation suivante entre le courant de fuite et le signal capté:

$$I_0 = \frac{V_1}{R_2} \tag{6}$$

Les valeurs des composantes d'antenne (R_1 , R_2) sont choisies de façon est-ce que la constante de temps soit plus petite que celle du signal d'entrée [7], pour pouvoir le capter. Afin assurer la transmission totale de signal vers l'oscilloscope, nous avons choisi :

$$R_2 = 100\Omega, R_m = 6.6k\Omega$$

$$R_s = 4.5M\Omega, Z_e = 1M\Omega.$$

En se basant sur ces valeurs, nous avons :

$$I_0 = \frac{1}{100} V_1 [A] \tag{7}$$

Par ailleurs,

$$\frac{V_1}{R_s + Z_0} = \frac{V_{lue}}{Z_0} \Rightarrow V_1 = \frac{R_s + Z_0}{Z_0} V_{lue} \tag{8}$$

V_{lue} : la tension lue sur l'oscilloscope

Comme $V_{in} = V_1$:

$$V_{in} = \frac{R_s + Z_0}{Z_0} V_{lue} = 5.5 V_{lue} \tag{9}$$

Selon les relations (7) et (9), le courant de fuite peut être donné par :

$$I_0(t) = 0.01 \times 5.5 V_{lue}(t) [A] \tag{10}$$

III. RESULTATS ET INTERPRETATIONS

La figure 3 présente les signaux du courant de fuite obtenus pour une largeur des couches de pollution de 1 cm et pour les deux polarités (négative et positive). Notons que l'axe des abscisses représente l'axe de temps et l'axe des ordonnées représente la tension du signal capté (image du courant de fuite). Les échelles sont données en bas du graphe. Par ailleurs, l'oscilloscope nous permet une lecture directe de la valeur de crête.

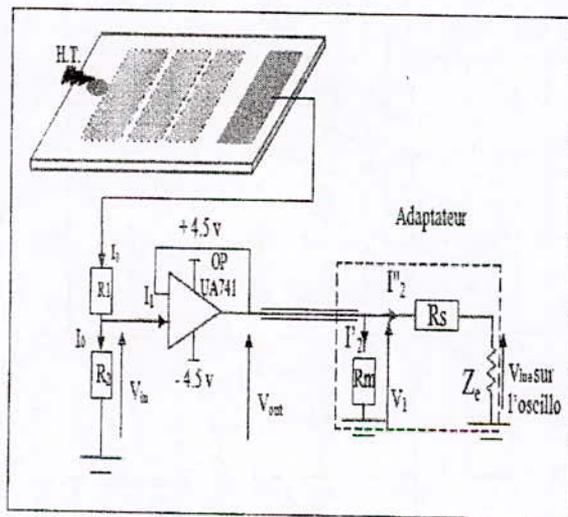
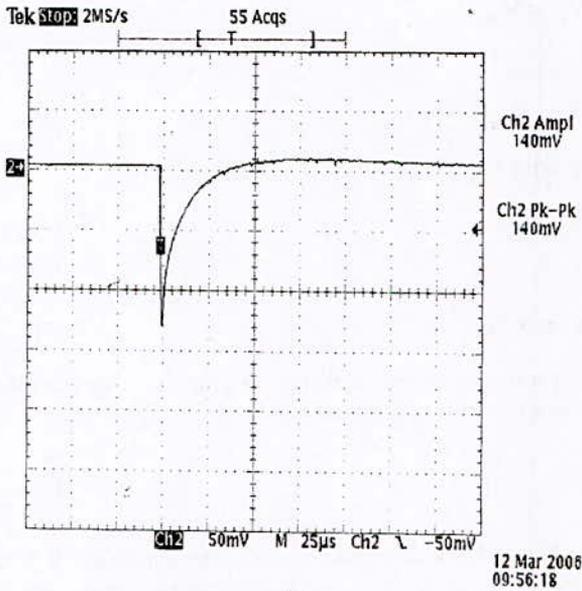


Fig. 2. Circuit de mesure du courant de fuite

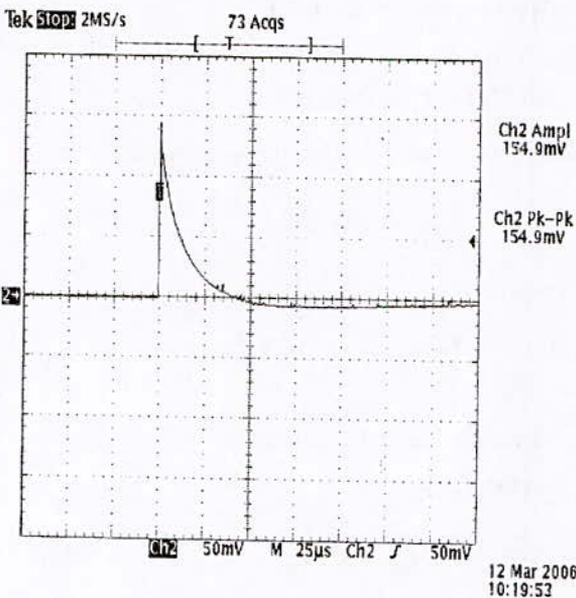
Le courant de fuite I_0 peut être donné en fonction de V_{in} et R_2 par :

$$I_0 = \frac{V_{in}}{R_2} \tag{1}$$

Comme le courant I_1 est nul à cause de l'impédance (très grande) d'entrée de l'amplificateur opérationnel :



(a)



(b)

Fig. 3. Forme de l'onde courant, pour une largeur de pollution de 1 cm et une polarité (a) négative, (b) positive

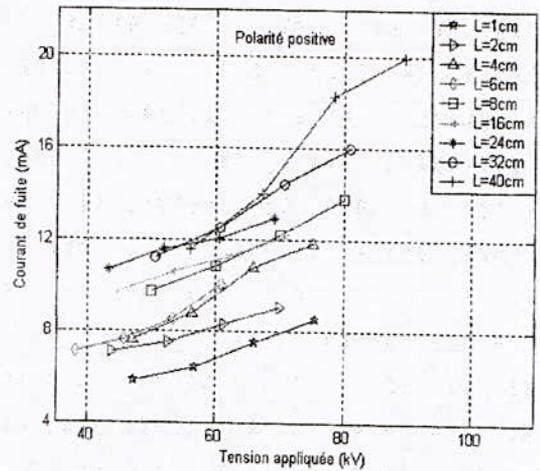
Les caractéristiques donnant le courant de fuite en fonction de la tension appliquée sont présentées sur la figure 4. Pour toutes les configurations de la pollution adoptées et pour les deux polarités, nous constatons que le courant de fuite augmente avec la tension d'alimentation.

Pour les niveaux de tension adoptés et les deux polarités, la variation du courant de fuite en fonction de la largeur de la couche polluante sont présentées sur la figure 5. Avec l'augmentation de la largeur de la pollution, nous remarquons, dans tous les cas, que le courant de fuite diminue brusquement pour des largeurs variant de 0 à 1 cm, atteint un minimum à 1 cm et augmente par la suite. A partir de 24 cm, l'accroissement du courant est accentué. Cette

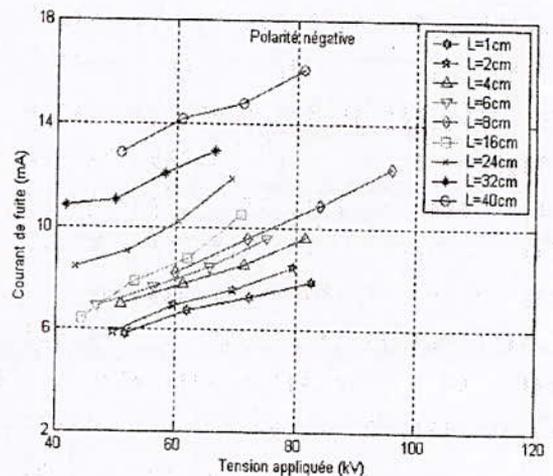
augmentation brutale du courant de fuite s'explique par l'affaiblissement de l'impédance totale vue des électrodes.

Pour étudier l'influence de la polarité sur le courant de fuite, nous avons tracé ce dernier en fonction de la largeur de la couche de pollution (Fig. 6) et en fonction de la tension appliquée (Fig.7), pour les deux polarités. Ces caractéristiques montrent que le courant de fuite obtenu dans le cas d'une polarité positive est plus important que celui obtenu dans le cas d'une polarité négative.

La figure 8 illustre l'évolution du rapport tension/courant en fonction de la largeur de la pollution. Pour une polarité donnée, l'augmentation de la largeur de pollution entre 0 et 8 cm engendre une diminution rapide du rapport tension/courant et lentement ailleurs. D'autre part et pour la polarité négative, le rapport tension/courant est supérieur à celui obtenu dans le cas d'une polarité positive, pour les largeurs inférieures à 32 cm. A partir de cette largeur, la polarité n'a pratiquement pas d'effet sur le rapport tension/courant.

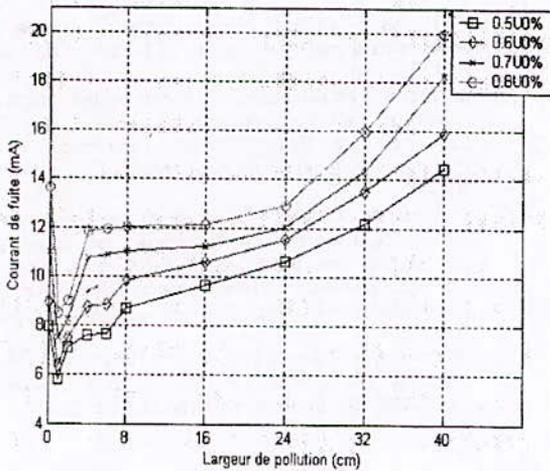


(a)

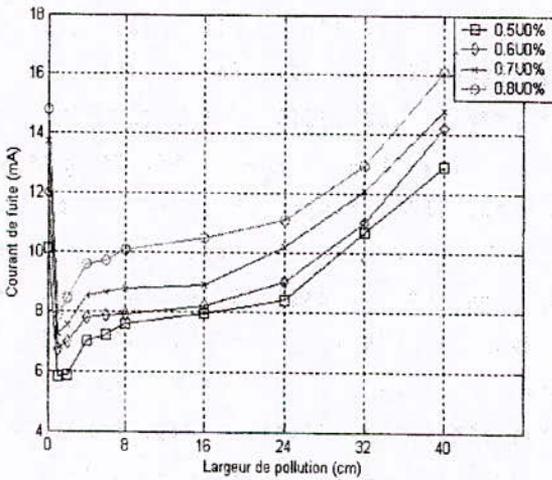


(b)

Fig. 4. Courant de fuite en fonction de la tension appliquée, pour différentes largeurs de la pollution et une polarité (a) positive, (b) négative



(a)



(b)

Fig. 5. Courant de fuite en fonction de la largeur de pollution, pour une polarité (a) positive, (b) négative

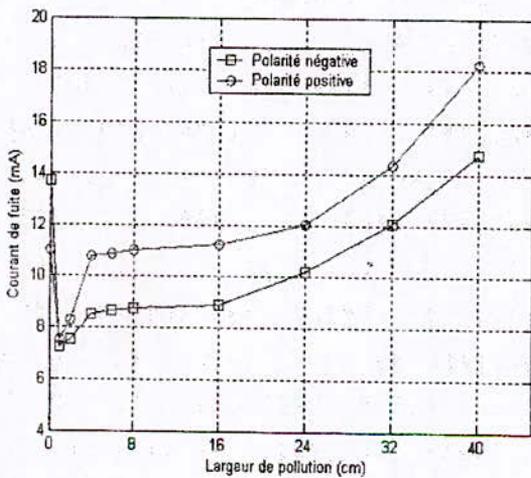


Fig. 6. Courant de fuite en fonction de la largeur de pollution, pour les deux polarités et un niveaux de tension de $0.8U_{0\%}$

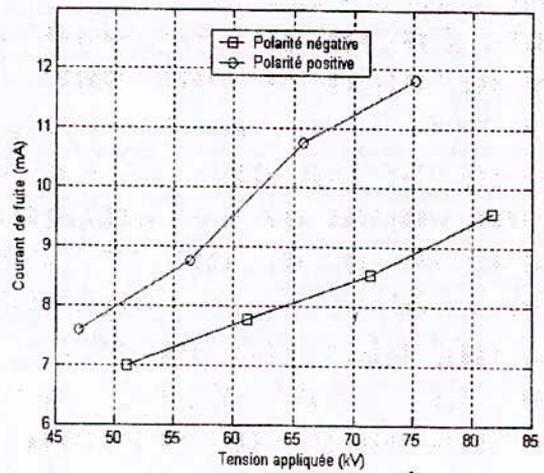


Fig. 7. Courant de fuite en fonction de la tension appliquée, pour les deux polarités et largeur de pollution 4 cm

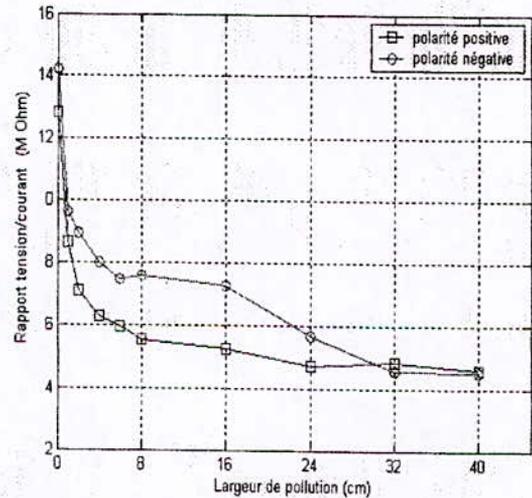


Fig. 8. Rapport tension/courant en fonction de la largeur de pollution, pour les deux polarités

IV. CONCLUSIONS

Il ressort de notre étude expérimentale les conclusions suivantes :

- L'amplitude du courant de fuite augmente avec la tension appliquée.
- En fonction de la largeur de la couche polluante, le courant de fuite diminue brusquement pour des largeurs variant de 0 à 1 cm, atteint un minimum à 1 cm et augmente par la suite.
- Le courant de fuite est plus important dans le cas d'une polarité positive.
- Avec l'augmentation de la largeur de la pollution, le rapport tension/courant diminue rapidement dans l'intervalle 0 - 8 cm et lentement ailleurs. Ce rapport est en général, plus important en polarité négative.

REFERENCES

- [1] Mekhaldi, "Modèle de contournement d'isolateurs pollués dans les conditions désertiques du Sahara Algérien", Thèse de Magister, Laboratoire de Haute Tension, Département de Génie Electrique, Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie, Juin 1990.
- [2] Mekhaldi, M.Teguar, A.Beroual, "Algorithm for pollution flashover calculations", Archives of Electrical Engineering, Vol. XLV, No. 4, pp. 385-397, 1996.
- [3] M. Dobarzic, "Station d'essais de choc de laboratoire haute tension", Thèse de docteur ingénieur, Laboratoire de Haute Tension, Département de Génie Electrique, Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie, Juin 1975.
- [4] Y. Guehrar, "Elaboration d'un modèle dynamique de contournement d'un isolateur pollué sous tension alternative ou impulsionnelle", Mémoire de Magister, Laboratoire Haute tension, Département de Génie Electrique, Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie, Décembre 2004.
- [5] Y. Porcheron, « Lignes aériennes : Matériels entrant dans la constitution d'une ligne aérienne », Technique de l'ingénieur D4425.
- [6] M. Teguar, « Modélisations d'isolateurs pollués soumis à divers paramètres électro géométriques ». Thèse de Doctorat, Laboratoire de Haute Tension, Département de Génie Electrique, Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie, Mai 2003.
- [7] T. Guia, A. Bazine, « Mesure du champs électrique par la méthode de la sonde à capacités réparties dans un système tige-plan avec et sans paratonnerre » Mémoire de Projet de Fin d'Etudes, Laboratoire de Haute Tension, Département de Génie Electrique Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie, Juin 2003.
- [8] Boubakeur, A. Rahmani et H. Brouri, « Model of an Horizontal Lightning Conductor in the Case of Earth Discontinuity », UPEC'2002, Stafford, UK, pp. 832-835, Sept. 2002.

Etude des Paramètres Influençant le Développement du Contournement

M. Hamouda¹, S. Flazi² and N. Adjim²

¹ Département d'Informatique, Faculté des Sciences, Université Ahmed Draia d'Adrar, Algérie.

² Département d'Electrotechnique, Faculté de Génie Electrique USTO B.P. 1 505 El M'Nouer Oran.

E-mail : jhamouda@yahoo.fr

Abstract—This work concerns the influence of the susceptible electric and geometrical parameters, to determine the critical conditions of the flashover of a polluted insulator. The study will treat a new laboratory model named rhomb model, similar to a real insulator. To verify the validity of this model and determine the critical conditions, we have to measure the critical voltage and current for various values of the electrolytic resistivity and various thicknesses. The obtained results, allowed concluding, that the critical voltage depends essentially on the resistivity in any position and on the depth of the polluting layer.

Index Terms— Discharge, Flaschover, Insulator, Pollution

Résumé—Ce travail porte sur l'influence des paramètres électriques et géométriques susceptibles, de déterminer les conditions critiques du contournement d'un isolateur pollué. L'étude se fera sur un nouveau modèle de laboratoire dit modèle losange, similaire à un isolateur réel. Pour vérifier la validité de ce modèle et déterminer les conditions critiques, nous avons mesuré la tension et le courant critique, pour différentes valeurs de la résistivité électrolytiques et différentes épaisseurs. Les résultats obtenus, nous ont permis de conclure, que la tension critique dépend essentiellement de la résistivité à n'importe quelle position et quelque soit la profondeur de la couche polluante.

Mots clés—Décharge, Contournement, Isolateur, Pollution

1. INTRODUCTION

Les isolateurs des lignes haute tension, installés en bordure de mer, régions industrielles ou dans le désert, se couvrent d'une couche de pollution non uniforme. La combinaison de celle-ci avec de l'eau amenée par un docteur d'état n'apporte d'humidité atmosphérique forme un film conducteur dit électrolyte à la surface de l'isolateur qui contribue à la dégradation de ces propriétés électriques.

Un courant de fuite, circule alors dans la couche superficielle en provoquant un assèchement local de l'électrolyte; qui a pour effet d'accroître la conductivité du milieu. Des décharges superficielles apparaissent sur la surface de l'isolateur, qui dans des conditions favorables s'allongent le long de l'isolateur en reliant la haute tension à la masse; ce phénomène est appelé: contournement.

Le contournement interrompt la distribution d'énergie électrique en entraînant souvent un délestage de la ligne soutenue par l'isolateur perturbant. Pour pallier à ce phénomène et protéger le réseau de transport d'énergie de ce genre de problème, qui est en majorité la cause à de fréquentes coupures, il est impératif d'étudier les conditions favorables, qui régissent l'évolution de la décharge. De nombreux travaux, aussi bien théoriques qu'expérimentaux ont été effectués dans ce domaine, dont le but de trouver les conditions critiques et les critères de contournement.

Plusieurs auteurs ont choisi le modèle d'OBENAU [1] pour élaborer ses critères et par parmi eux HAMPTON [2], WILKINS [3], Récemment FLAZI [4] a présenté un autre modèle dit bicontournable, ou à deux rainures.

Par conséquent, nous avons jugé utile d'utiliser un nouveau modèle de laboratoire plus proche à un isolateur réel, dit modèle disque: c'est un disque isolant de forme circulaire de rayon ($r = 10,5$ cm), porte sur sa surface supérieure un isolant circulaire, représentant le capot d'un isolateur réel et sur la deuxième face une électrode métallique représentant la tige fig.(1).

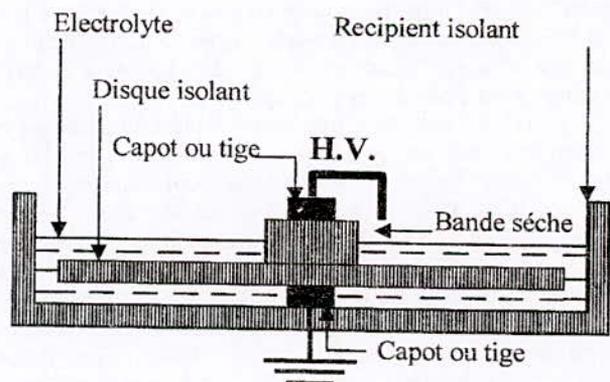


Fig. 1. Dispositif expérimental (Modèle disque)

Vu le problème de la discontinuité entre l'électrode de la haute tension et la basse tension, nous avons transformé notre modèle disque à un modèle losange, décrit ultérieurement. Nous avons réalisé une série d'expérience dont les grandeurs considérées lors des essais au laboratoire sont: la tension

appliquée, le courant et la résistivité du liquide. Nous représentons également les valeurs des tensions et courants critiques en fonction de la résistivité en différentes épaisseurs et longueurs de la cellule.

II. TECHNIQUE EXPÉRIMENTALE

Le dispositif expérimental comporte: une source de tension, une cellule d'essai ainsi que les systèmes de mesure.

La tension appliquée au système est délivrée par générateur de tension continue.

La cellule d'essai est constituée d'une plaque en plexiglas de forme losange, les dimensions sont figurées sur le schéma figure.2.

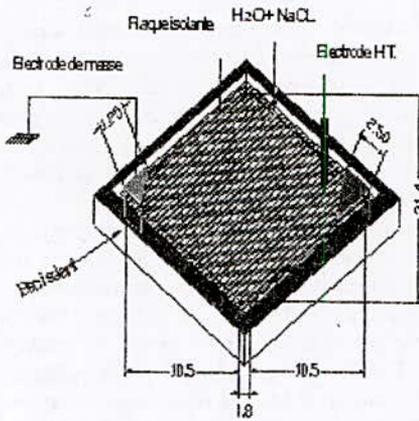


Fig. 2. Dispositif expérimental (Modèle losange)

On fixe sur la surface supérieure et à l'une de ses extrémités un isolant en plexiglas de forme triangulaire représentant la zone sèche autour du capot d'un isolateur réel. Une électrode métallique de forme triangulaire est placée sur les deux faces de l'autre extrémité, représentant la tige d'un isolateur réel reliée à la masse. Le tout est plongé dans une cuve de forme losange, espacée de 4 mm de chaque côté.

La cuve est remplie d'une solution électrolytique qui est déterminée par un dosage d'un sel dans un solvant (H₂O + NaCl) représentant la pollution qui couvre le losange de ces deux faces, à une profondeur ou épaisseur bien déterminée et diffère d'une expérience à une autre. Une électrode métallique en cuivre surplomb le liquide à une hauteur "h".

Nous prélevons les valeurs des tensions et courants critiques en fonction de la résistivité électrolytique, chaque fois avec une épaisseur qui varie de 3 à 5 mm et en différentes positions de la cellule (face supérieure du losange), qui varie elle aussi, de près du capot, jusqu'à l'électrode de masse, dans une distance de 19 cm.

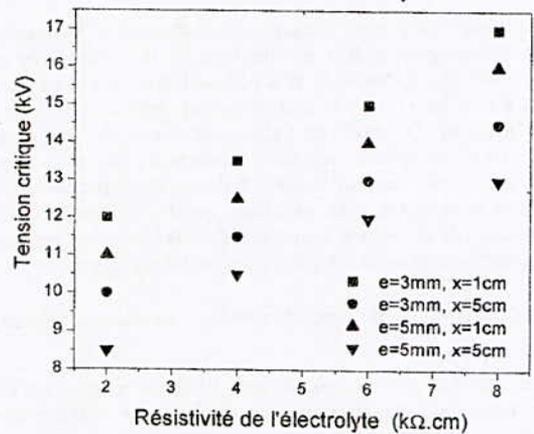
III. RESULTAT ET DISCUSSION

A. Tension critique du contournement

Sur la figure. 3, on présente les courbes de la variation de la tension critique de contournement en fonction de la résistivité de la couche de pollution pour deux épaisseurs e=3 et 5 mm et pour deux positions de l'électrode H.T, X=1 et 5 cm.

La première constatation à faire est que la tension critique augmente lorsque la résistivité augmente pour n'importe quelle épaisseur et position.

Les tensions critiques sont très importantes pour les faibles épaisseurs de la couche polluante et moins importantes pour les grandes valeurs ; ce qui nous permet de dire, que la couche polluante intervient sur la tension critique du contournement



électrolytique Pour deux épaisseurs et deux positions différentes

De même, on peut constater que, la résistivité superficielle (qui est le rapport de la résistivité et de l'épaisseur de l'électrolyte: ρ/e) intervient aussi, sur la tension critique; la prise en compte de cette dernière confirme clairement les affirmations déjà apportées dans des travaux déjà faits [5]-[7] est l'influence de la résistivité électrolytique sur les grandeurs de contournement.

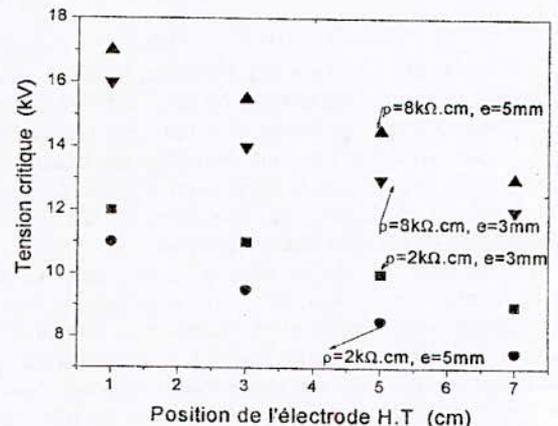


Fig. 4 Tension critique en fonction de la position de l'électrode H.T

La figure 4, nous montre la variation des valeurs critiques de la tension pour deux profondeurs $e = 3$ et 5 mm et deux résistivités $\rho = 2$ et 8 k Ω .cm. On note une influence très petite de la profondeur sur la tension critique.

Nous pouvons noter aussi que la valeur critique change considérablement selon la position de la décharge, alors que la variation de la résistance est beaucoup plus petite. Ces résultats concordent avec ceux donnés dans d'autres travaux [7]

B. Courant critique du contournement

Nous avons mesuré le courant critique de l'évolution de la décharge sur la surface électrolytique pour différentes positions de X qui varie de 1 à 7 cm.

La figure 5 représente les courbes des courants pour les épaisseurs ou profondeurs $e = 3$ et 5 mm et des résistivités d'électrolyte $\rho = 2, 4, 6$ et 8 k Ω .cm.

La première constatation à faire de ces courbes est que la résistivité a une influence très significative sur le courant. Lorsque la résistivité augmente le courant diminue.

Nous pouvons noter aussi que la valeur du courant critique change considérablement selon la position du point de départ de la décharge. Par contre la variation de la résistivité est très petite [8] - [9].

Sur la figure 6, nous présentons les variations du courant en fonction de la position X pour les profondeurs $e = 3$ et 5 mm et deux résistivités $\rho = 2$ et 8 k Ω .cm. On constate que le courant critique est proportionnel à la profondeur par ce que le rapport du courant sur l'épaisseur est constant.

IV. CONCLUSION

Nous avons mis en évidence, que la résistivité électrolytique influe d'une façon directe sur la tension et sur le courant de contournement.

- La tension critique crée le champ critique nécessaire pour faire la rupture progressive

- L'évolution de la décharge est possible jusqu'au contournement si la distribution du champ électrique dans l'air près de la surface de pollution entre la décharge et l'électrode de masse est suffisant pour faire la rupture progressive de l'air devant le pied de la décharge.

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 I.E.E., Vol III, n°5, p.p. 985-90, May 1964.8
- [3] 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.
- [4] S.Flazi "Etude du contournement électrique des isolateurs haute tension pollués critère d'élongation de la décharge et dynamique du phénomène". Thèse de docteur d'état science. Université Paul Sabatier, Toulouse 1987.
- [5] A. Boudjella " Etude de l'évolution d'une décharge vers le contournement d'un isolateur HT simulé par un modèle à plusieurs films de pollution". Thèse de magister. Université USTO. Oran, 1986.
- [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 2)" GD'97, Germany.
- [7] S. Flazi "Etude critique des critères du contournement" CNHT'2002 Ghardaia, 16-17 Janvier 2002.
- [8] S.Flazi, H.Hadi, K.L.Rabah, M.Hamouda, A.Boudjella "Dynamique aspect of the direct current flashover on rectangular and new disk models". I.E.E.E/ CEIDP'2001, Kitchener, On, Canada, oct.14-17,2001.
- [9] S. Flazi, M. Hamouda "Influence of the electric field to the neighbourhood of the discharge on its propagation to flashover" ELECO'99, Turkey.

HAMOUDA Messaoud: Né à Aoulef ADRAR (Algerie), diplôme d'ingénieur d'état, de magister et docteur d'état en électrotechnique obtenus à l'université des Sciences et Technologies d'Oran (USTO) respectivement en 1992,1997 et 2007. Il est actuellement maître de conférences A à l'université Africaine d'Adrar. Ses intérêts de recherches se portent sur: le contournement des isolateurs, la rupture de l'air au voisinage d'une décharge électrique et le photovoltaïque.

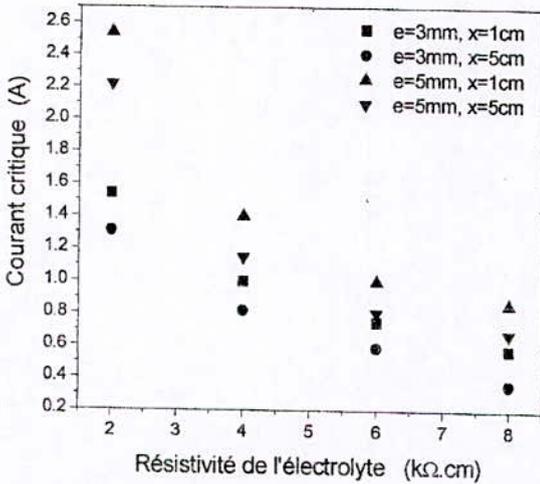


Fig.5. Courant critique de contournement en fonction de la résistivité électrolytique pour deux épaisseurs et deux positions différentes

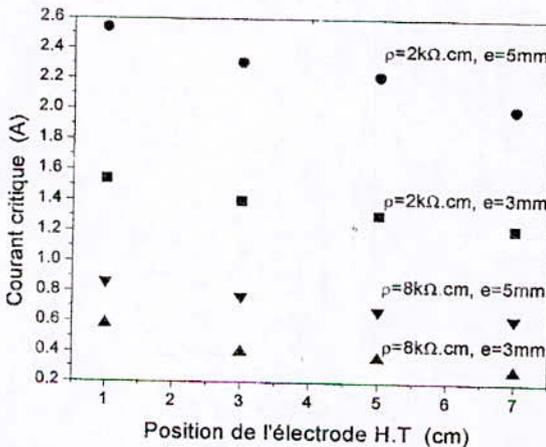


Fig. 6 Courant critique en fonction de la position de l'électrode H.T

FLAZI Samir: Né à Alep, Syrie. Il a eu le diplôme d'ingénieur en génie électrique de l'université d'Alep en 1973, et celui de Dr.ingénieur et de Dr. d'état de l'université de Paul Sabatier de Toulouse/France, respectivement en 1981 et 1987. Il enseigne depuis 1979 d'abord à l'université d'Oran, puis à l'USTOran, Algérie. Il est actuellement Professeur du corps enseignant du département d'électrotechnique et directeur du laboratoire de génie électrique d'Oran. Ses domaines d'intérêts en-recherches sont: le contournement des isolateurs, les mesures de pollution, la rupture de l'air au voisinage d'une décharge électrique et la dépollution de l'air et des surfaces solides

ADJIM Nasserddine: Né à Tlemcen .Il a obtenu le diplôme d'ingénieur d'état en électrotechnique à l'école nationale supérieure Polytechnique d' Algérie, diplômes de magister et de docteur d'état à l'université des Sciences et Technologie d'Oran(USTO) respectivement en 1995 et 2007. Actuellement maître de conférences du département d'électrotechnique à la même université. Faisant de la recherches dans les plasmas froide et les décharges électriques.

Approche de Protection contre les Surtensions du Poste Electrique de Tension Nominale 220 kV

HOUASSINE H*, ABDOUN S**, MUFIDZADA N. A**.

(*) UNIVERSITE Dr YAHIA FARES DE MEDEA
DEPARTEMENT ELECTROTECHNIQUE

(**) FACULTE DU GENIE ELECTRIQUE ET D'INFORMATIQUE,
LABORATOIRE DE CONCEPTION ET DE CONDUITE DES SYSTEMES DE PRODUCTION
DE L'UNIVERSITE DE TIZI-OUZOU, ALGERIE
E-mail : hamza_houassine@yahoo.fr

Résumé — On considère la protection du poste de tension nominale de 220 kV contre les ondes de surtensions venant des lignes de transports. On trouve, que sur ces lignes il existe toujours un point d'impact critique, sur le quel le coup de foudre peut engendrer des surtensions de résonance dans l'enroulement des transformateurs. Les longueurs des approches des lignes protégées par les fils de garde doivent être déterminées pour chaque schéma ligne – transformateur en fonction du type de transformateur, du type des conducteurs et de la construction des lignes. La partie de ces lignes autour du point critique doit être aussi protégée par les fils de garde.

Mots de clés : Transformateur, ligne, poste, surtension, protection, parafoudre.

Abstract — We consider the protection of the stations of nominal voltage of 220 kV against the surge voltage waves coming from the transport lines. We find that on these lines exists always a critical point of impact, of which thunderbolt can create the resonance surge voltage in the transformers coil. The lengths of the lines approaches protected by guard wires must be given for each line schema - transformer in dependence of the transformers type, the conductor's type and of the lines construction. The critical point on the lines connected to the stations of the hydraulic centrals is always out of the protected zone from these lines. The part of these lines around the critical point must be also protected by guard wire.

Keywords: Transformer, line, power station, surge voltage, protection, arrester.

I. INTRODUCTION :

La protection des équipements des postes électriques contre les ondes de surtensions venant des lignes de transport est basée sur l'utilisation des parafoudres. Les schémas de protection des postes sont déterminés d'après le type, le nombre et les points d'installations des parafoudres dans les postes. Dans ce cas, pour assurer le fonctionnement normal des parafoudres, les parties des lignes proches aux postes sont protégées par les fils de garde, afin d'éviter les coups de foudre à proximité des postes. Les longueurs de ces parties des lignes protégées par les fils de garde et les distances entre le parafoudre et le transformateur sont données par les normes de protection des postes électriques de 3 – 500 kV contre les surtensions pour tous types de postes en fonction des types des parafoudres et de la construction des pylônes des lignes [1,6].

A cause des faibles puissances de ces machines, la considération de ce problème était réalisée avec une grande simplification. Par exemple, dans certaines études les lignes étaient représentées par leurs impédances caractéristiques, les transformateurs et tous les autres éléments des postes par leurs capacités d'entrées [2, 3,4, 5]. Comme on voit une telle approche au problème étudié ne permet pas de considérer les processus provenant dans les lignes et les transformateurs

Le présent article est consacré à l'étude d'une approche de protection de poste de transformation haute tension. Nous avons considéré l'enroulement haute tension du transformateur de puissance de tension nominale 220kV, que nous avons subdivisé en 10 éléments et une ligne de longueur 10km.

Cette étude est effectuée par voie de la modélisation mathématique de la ligne, du transformateur et du schéma de protection du poste.

II. SCHEMA DE L'ETUDE

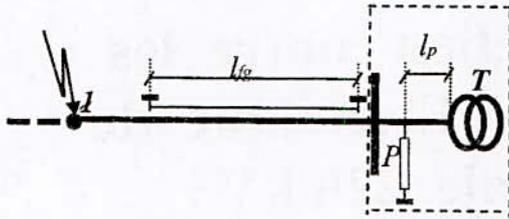


Fig.1. Electrical power station scheme

Le schéma de l'étude est représenté sur la fig. 1. Où T- est le transformateur, P- est le parafoudre qui se trouve à une distance de l_p du transformateur (dans les calculs cette distance était prise égale à 120 m qui correspond aux postes unidirectionnels), l_g - la longueur de l'approche de la ligne au poste qui est protégée par le fil de garde, 1- est le point d'impact de la foudre sur la ligne. D'après les normes de protections de postes contre les surtensions la longueur l_g , pour les lignes de tensions nominales de 220 kV, est comprise entre 1 -3 km [1,8].

Dans les calculs, la ligne et le transformateur sont représentés par leurs schémas équivalents traditionnels correspondants, Afin d'obtenir des résultats correspondants aux plus sévères sollicitations de l'isolation, les calculs sont faits pour les postes unidirectionnels et comme tension appliquée, on choisit une tension d'épreuve impulsionnelle caractérisée par une onde complète 1,2/50 μ s. Les amplitudes de ces ondes sont choisies de façon à ce que le parafoudre ne s'amorce pas, afin de ne pas tenir compte des effets résultants de la non linéarité des éléments du parafoudre. Ces tensions sont appliquées sur le point de la ligne juste avant la partie protégée par le fil de garde (point 1 sur le schéma de la fig. 1). Les résultats des calculs correspondants sont représentés sur les figures 4, 5 et 6.

II.1.Etablissement des équations du modèle

Sur les schémas équivalents des figures 2 et 3 nous avons :

R_l, L_l et C_l : sont respectivement la résistance, l'inductance et la capacité de la ligne.

C_{post} : Capacité des éléments du poste.

C_p, L_p : la capacité et l'inductance de la ligne reliant le poste au transformateur.

R_t, L_t, K, C_t : sont respectivement la résistance, l'inductance, la capacité longitudinale et la capacité

transversale d'un élément de l'enroulement du transformateur.

R_N : La résistance permettant de changer le régime du neutre.

II.1.1.Equations de la ligne

II.1.1.1.Equations des tensions

Dans le schéma de la figure 2, V_0 est la tension de l'onde appliquée à l'entrée de la ligne représentée sous forme d'équation bi-exponentielle normalisée telle que :

$$V_0(t) = V_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \tag{1}$$

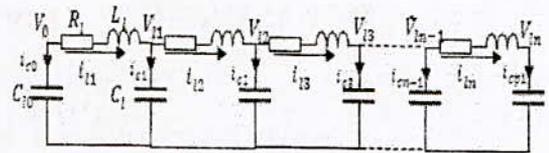


Fig.2. schéma équivalent de la ligne.

$$V_0 - V_{11} = R_1 i_{11} + L_1 \frac{di_{11}}{dt}$$

$$V_{11} - V_{12} = R_2 i_{12} + L_2 \frac{di_{12}}{dt}$$

$$V_{12} - V_{13} = R_3 i_{13} + L_3 \frac{di_{13}}{dt}$$

$$V_{1n-1} - V_{1n} = R_n i_{1n} + L_n \frac{di_{1n}}{dt}$$

En généralisant, les tensions aux différents nœuds deviennent :

$$V_{1n-1} - V_{1n} = R_n i_{1n} + L_n \frac{di_{1n}}{dt} \tag{2}$$

II.1.1.2.Equations des courants

Au nœud (0) du schéma équivalent de la ligne nous avons :

$$i_{c0} = C_{10} \frac{dV_0}{dt}, \quad C_{10} = \frac{C_l}{2}$$

$$i_1 - i_2 = C_1 \frac{dV_{11}}{dt}$$

$$i_2 - i_3 = C_2 \frac{dV_{12}}{dt}$$

En généralisant

$$i_{n-1} - i_n = C_n \frac{dV_{1n-1}}{dt} \tag{3}$$

II.1.2.Equations du transformateur

Les équations des tensions et des courants vont s'écrire pour le schéma équivalent du transformateur représenté sur la figure 3.

III – ANALYSE ET DISCUION DES RESULTATS DE CALCULS

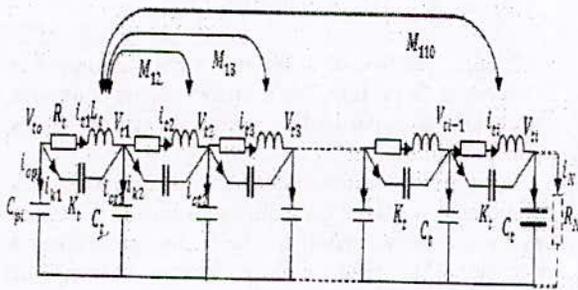


Fig.3. Schéma équivalent du transformateur.

II.1.2.1. Equations des tensions

$$V_{11} - V_{12} = R_1 i_{11} + L_1 \frac{di_{11}}{dt} - M_{12} \frac{di_{12}}{dt} - M_{13} \frac{di_{13}}{dt} - M_{14} \frac{di_{14}}{dt} - M_{15} \frac{di_{15}}{dt} - M_{16} \frac{di_{16}}{dt} - M_{17} \frac{di_{17}}{dt} - M_{18} \frac{di_{18}}{dt} - M_{19} \frac{di_{19}}{dt} - M_{110} \frac{di_{110}}{dt}$$

En généralisant :

$$V_{i-1} - V_{i1} = R_i i_{i1} + L_i \frac{di_{i1}}{dt} - \sum_{j=1}^{10} M_{ij} \frac{di_{ij}}{dt} \quad (4)$$

II.1.2.2. Equations des courants

$$i_{1p} - i_{11} = (C_{p0} + K) \frac{dV_{10}}{dt} - K \frac{dV_{11}}{dt}$$

$$i_{11} - i_{12} = (C_1 + 2K) \frac{dV_{11}}{dt} - K \frac{dV_{10}}{dt} - K \frac{dV_{12}}{dt}$$

En généralisant

$$i_{ii} - i_{ii+1} = (C_i + 2K) \frac{dV_{ii}}{dt} - K \frac{dV_{ii-1}}{dt} - K \frac{dV_{ii+1}}{dt} \quad (5)$$

Au niveau de l'élément 10 du transformateur on a :

$$i_{110} = \left(\frac{C_1}{2} + K\right) \frac{dV_{110}}{dt} - K \frac{dV_{111}}{dt} + \frac{V_{110}}{R_N} \quad (6)$$

Le système d'équations ainsi établi, nécessite une résolution numérique, en tenant compte de la tension d'entrée appliquée et de la distance sur laquelle on désire calculer la tension.

Les simulations son réalisées par le logiciel Pspice 10.5.

Les simulations sont effectuées un transformateur de tension nominale de 220kV, reliés au réseau de transport d'énergie via une ligne de longueur 10km.

Pour le neutre mis à la terre, la tension obtenue au milieu de l'enroulement est de 451,18kV, ayant la période de T=48,05µs, lorsque l'impact de la

$$V_{10} - V_{11} = R_1 i_{11} + L_1 \frac{di_{11}}{dt} - M_{12} \frac{di_{12}}{dt} - M_{13} \frac{di_{13}}{dt} - M_{14} \frac{di_{14}}{dt} - M_{15} \frac{di_{15}}{dt} - M_{16} \frac{di_{16}}{dt} - M_{17} \frac{di_{17}}{dt} - M_{18} \frac{di_{18}}{dt} - M_{19} \frac{di_{19}}{dt} - M_{110} \frac{di_{110}}{dt}$$

foudre se produit à une distance égale à 2,88km du poste (fig.4), cette élévation de tension est essentiellement due au phénomène de résonance qui a eu lieu entre cette partie de la ligne et l'enroulement du transformateur.

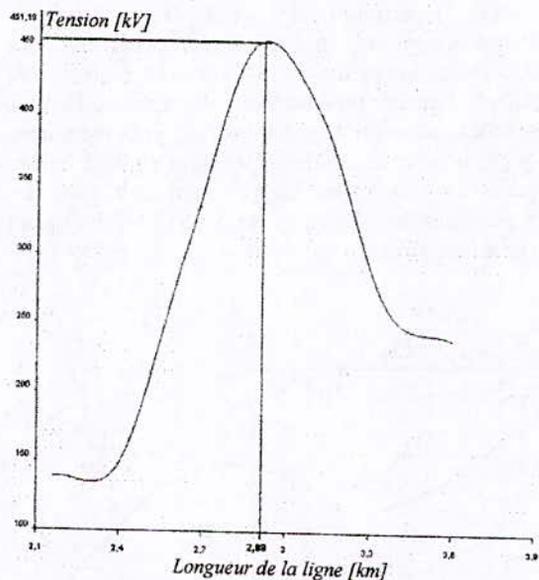


Fig.4. variation de la tension à l'intérieur de l'enroulement HT en fonction de la longueur de la ligne.

La fig.5 représente les gradients de tension dans l'enroulement HT du transformateur, lorsque l'impact de foudre est 2.88 km du poste, on remarque bien qu'une valeur importante de ce gradient apparaît au voisinage du neutre, une situation prévisible puisque ce dernier est mis à terre.

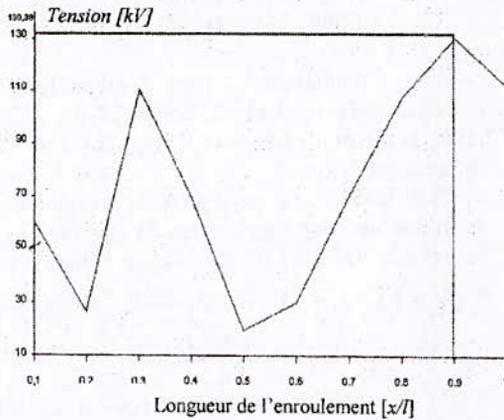


Fig.5. Répartition du gradient de la tension le long de l'enroulement du transformateur 220kV pour une longueur de la ligne de 2.88 km.

Les répartitions des tensions le long de l'enroulement du transformateur considéré pour différentes longueurs de la ligne sont représentées dans la figure.6, on constate également que les plus grandes contraintes longitudinales se présentent dans le cas d'un coup de foudre éloigné de 2.88 km du poste en s'éloignant de ce point soit vers des supérieures ou inférieures ces contraintes diminuent considérablement.

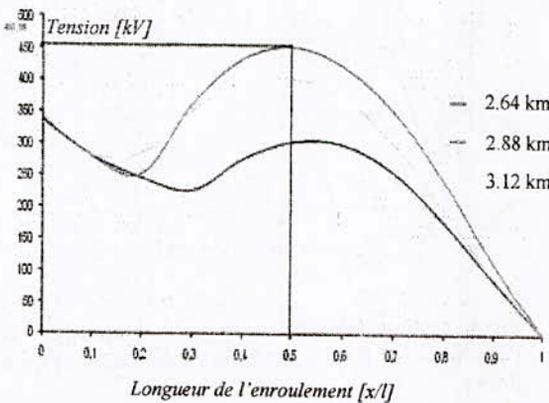


Fig.6. Représentation de la tension le long de l'enroulement HT du transformateur (220kV) pour différentes longueurs de la ligne.

Notre approche s'agit finalement de prendre des mesures de sécurité supplémentaire en plus des protections déjà existantes telles que les parafoudres, comme prévention de la résonance due à la propagation des ondes impulsionnelles le long de la ligne.

IV. CONCLUSIONS

L'étude réalisée dans cet article nous informe sur la nécessité de protéger les transformateurs contre les surtensions et en particulier celles dues aux décharges atmosphériques.

Nous nous sommes intéressés sur le cas le plus défavorable à savoir un parafoudre qui ne s'amorce pas à cause de la tension appliquée qui est inférieure à sa tension d'amorçage, nous avons donc constaté que la tension à l'intérieur du transformateur peut atteindre 200% de la tension incidente à cause du phénomène de résonance qui apparaît pour des longueurs critiques, ces montées de tensions peuvent causer des dégâts irréversibles sur l'isolation interne du transformateur. Donc la nécessité d'installer en plus du parafoudre des câbles de garde d'une longueur au moins égale à cette longueur critique pour assurer une sécurité optimale au matériel car comme il était démontré un parafoudre seul ne pourra pas protéger de façon efficace quand les décharges atmosphériques sont inférieures à sa tension d'amorçage. Il est retenu de cette étude les points suivants :

1. Sur les lignes il existe toujours un point d'impact critique, ou la foudre peut être à l'origine de la création des surtensions de résonances dans l'enroulement des transformateurs. Ce point critique de la ligne doit être protégé par le fil de garde.

2. La distance entre le point critique et le poste dépend des paramètres de la ligne et du type de transformateur qui se trouve dans ce poste. La longueur de la ligne proche au poste protégée par les fils de gardes doit être déterminée en tenant compte de la position du point critique, c'est à dire pour chaque schéma de la ligne et du transformateur.

REFERENCES

- [1] Manual on the protection of the electrotechnic equipment in AC- voltage 3-500 kV against the surge voltages. Moscou, 1975.
- [2] Popov S. M. "Protection des postes électriques contre les surtensions." Centrales Electriques, 1970, N°8, Moscou.
- [3] Djouvarly c. M., Mironov G. A., Mufidzada N. A. "L'augmentation de la fiabilité de protection des postes contre les surtensions à l'aide des parafoudres limitant le courant". Progrès technique, Bakou, n°4, 14-16, 1974.
- [4] Polovoy I. F., Mikhaylov Y. A., Khalilov F. K. "Surtensions sur les équipements de haute et très haute tensions". Saint-Petersbourg, Energiya, 1975.
- [5] Y. Shibuya, S. Fujita, T. Shimomura, "Effect of very fast transient surge voltage on transformer", IEE Proc-Gener. Transm. Distrib. Vol. 146, N°4, pp 459-464, July 1999.
- [6] K. Muher, S. Pack, "Distribution of very fast transient in coils and windings", international symposium on High Voltage engineering. Vol. 33.04, N°4, pp 331-334, Yokohama 1993.

Modèles de Simulation de la Décharge de Foudre Descendante en Présence d'un Paratonnerre Vertical

D. Khelil, S. Bouazabia* et M. Tegar
Ecole Nationale Polytechnique

*Université des Sciences et de la technologie Houari Boumediene
khelil_djazia@yahoo.fr sbouazabia@yahoo.fr mateguar@yahoo.fr

Résumé – Le travail présenté dans ce papier consiste à modéliser numériquement la décharge de foudre dans un environnement protégé par un paratonnerre vertical, en vue de déterminer sa zone de protection. Les modèles élaborés utilisent différents critères de propagation, dont les principaux facteurs sont le champ électrique et le caractère aléatoire de la décharge. La comparaison entre ces modèles révèle que la négligence de la chute de tension semble mieux convenir à la reproduction de la décharge de foudre.

I. INTRODUCTION

La foudre est un phénomène naturel fascinant, qui participe à l'équilibre électrique de notre planète. Cependant, cette dernière peut causer de nombreux dégâts.

En effet, en plus de constituer un danger pour les êtres humains et animaux, la foudre provoque de nombreuses destructions d'équipements électriques et électroniques, industriels et domestiques. Les réseaux de transport et de distribution d'énergie électrique sont frappés par un nombre très important de coups de foudre, des compteurs électriques sont détruits... et nous pouvons continuer ainsi sur des pages entières la liste des dégâts et accidents causés par la foudre [1, 2].

Afin de limiter ces dégâts, il est indispensable de mettre en place des dispositifs de protection, parmi lesquels, nous citons le paratonnerre qui s'impose par sa géométrie dominante, comme le point d'impact préférentiel d'un coup de foudre qui surviendrait dans un voisinage très proche [3]. Jusqu'à ce jour le dimensionnement du paratonnerre est réalisé à l'aide du modèle électrogéométrique [1-3].

Ce modèle permet de comprendre de nombreuses observations dont l'interprétation auparavant était impossible, comme la foudre qui tombe au pied même d'une tour, ou bien frappe une tour élevée à mi hauteur. Cependant les hypothèses sur lesquels repose ce modèle sont assez rudimentaires. Il est évident que des perfectionnements importants restent nécessaires [1].

Dans ce travail, nous reproduisons par simulation le déroulement d'un coup de foudre descendant, en présence d'un paratonnerre vertical.

Pour ce faire, nous proposons plusieurs modèles qui nécessitent la connaissance de la répartition du champ

électrique dans l'environnement (tête du traceur- sol) et la prise en compte du caractère aléatoire de la décharge.

II. MODELISATION

Le système étudié (Fig. 1) est constitué d'une électrode pointe représentant la tête du traceur de foudre, située à une distance « d » d'une électrode plane représentant le sol.

Un paratonnerre vertical de hauteur « h » est placé à une distance « x » de l'axe vertical passant par la pointe.

L'ensemble (paratonnerre-plan) est relié à la terre tandis que la pointe est portée au potentiel U .

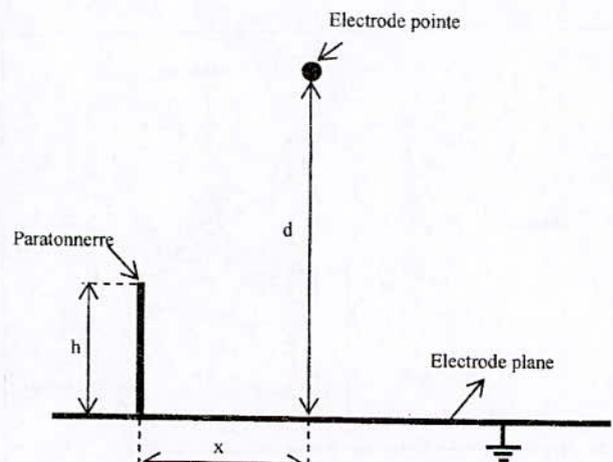


Fig. 1. Modèle de simulation.

Afin de reproduire la décharge de foudre dans notre système, il est indispensable de tenir compte des hypothèses simplificatrices suivantes :

- la décharge démarre de l'électrode pointe et progresse vers le plan, simulant ainsi le déroulement d'un coup de foudre descendant.
- La décharge évolue par saut.
- La progression de la décharge est aléatoire et se fait des points de champs les plus intenses vers les points de moindre champ.

La répartition du potentiel est décrite par l'équation de Poisson :

$$\Delta V = \frac{\rho}{\epsilon} \tag{1}$$

En négligeant la charge d'espace, et en considérant l'évolution de la décharge sur un plan (x, y), l'équation aux différences partielles à résoudre est :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right) = 0 \tag{2}$$

La résolution du potentiel est basée sur la méthode des éléments finis. Les éléments adoptés pour le maillage sont de forme triangulaire.

La répartition du champ est déduite de la relation champ-potentiel :

$$\vec{E} = -\text{grad}V \tag{3}$$

Pour simuler l'évolution de la décharge nous élaborons un second maillage, semi régulier, constitué de NR rayons et de NA angles égaux. Celui-ci est réalisé de façon à ce que la décharge atteigne le paratonnerre pour n'importe quelle position de ce dernier par rapport à la pointe du traceur de foudre (Fig. 2).

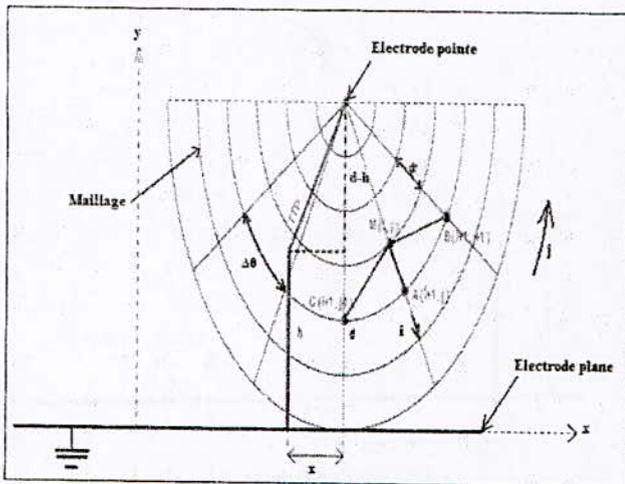


Fig. 2. Maillage adopté pour la décharge

La décharge démarre de l'électrode pointe et se dirige vers le plan. A chaque saut, le point du bout de la décharge, M (i, j), présente une probabilité de progression aléatoire vers trois points cibles différents (Fig. 2) : A (centre), B (gauche), C (droite), de coordonnées matricielles respectives (i+1, j), (i+1, j+1) et (i+1, j-1).

Le critère de propagation de la décharge vers un point cible de coordonnées (i, j), d'intensité de champ E (i, j) est donné par l'équation:

$$E(i, j) > E_{max} \cdot (1 - Xi) \tag{4}$$

Où :

Xi: Variable aléatoire générée par la loi uniforme (random).
E (i, j) : le champ au point ciblé.

E_{max} : Champ max à chaque évolution de la décharge. Il est différemment calculé selon le modèle considéré.

Trois modèles différents sont proposés dans ce travail :

Modèle 1 : Le champ max est déduit de la répartition du champ pour une tension $U=U_{100\%}$. $U_{100\%}$ étant le niveau de tension minimal qui donne une probabilité de décharge totale de 100%.

Modèle 2 : Le champ max est calculé pour $U= U_{0\%}$, par contre la répartition du champ est déterminée à chaque saut pour $U_{100\%}$. $U_{0\%}$ étant le niveau de tension maximal qui n'engendre pas encore de décharge.

Modèle 3 : est une combinaison entre les deux premiers modèles. Dans ce dernier cas, le champ maximal est calculé pour la tension $U_{0\%}$ juste au démarrage. Pour les étapes suivantes, tout le calcul (E_{max} et répartition du champ) est effectué pour la tension $U_{100\%}$.

Après chaque saut, un segment de droite reliera le bout de la décharge et le point ciblé qui deviendra à son tour un bout de décharge. Des ramifications, imposant de nouvelles conditions, sont ajoutées à la décharge. Ces conditions dépendent essentiellement des propriétés de la décharge. Deux cas sont examinés :

- Cas 1 : Décharge purement conductrice. Cela revient à négliger la différence de potentiels entre le bout de la décharge et le point ciblé.

Négliger la chute de tension consiste à attribuer à chaque branche rajoutée lors de la progression de la décharge le même potentiel que celui de la pointe.

- Cas 2 : Décharge résistive. Ce qui revient à considérer qu'il existe une différence de potentiels entre le bout de la décharge et le point ciblé.

Tenir compte de cette différence de potentiels consiste à attribuer à chaque nœud ciblé le même potentiel que celui qu'il possédait avant d'être atteint.

Les programmes de simulation des trois modèles étudiés sont établis selon les organigrammes donnés en fig (3, 4 et 5) respectivement en exploitant le code de calcul FEMM (Finite Element Method Magnetics) [4], sous script LUA [5].

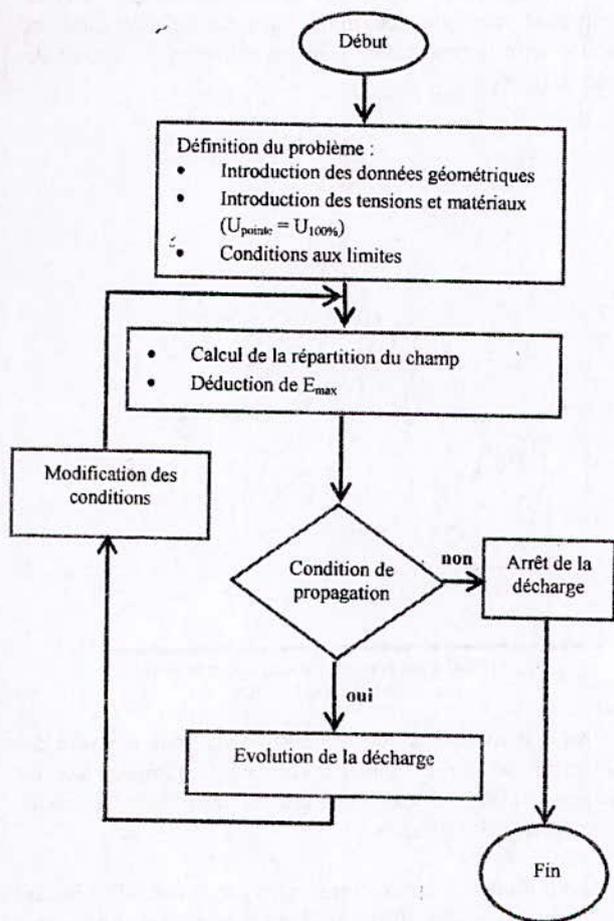


Fig. 3. Organigramme de simulation (Modèle 1)

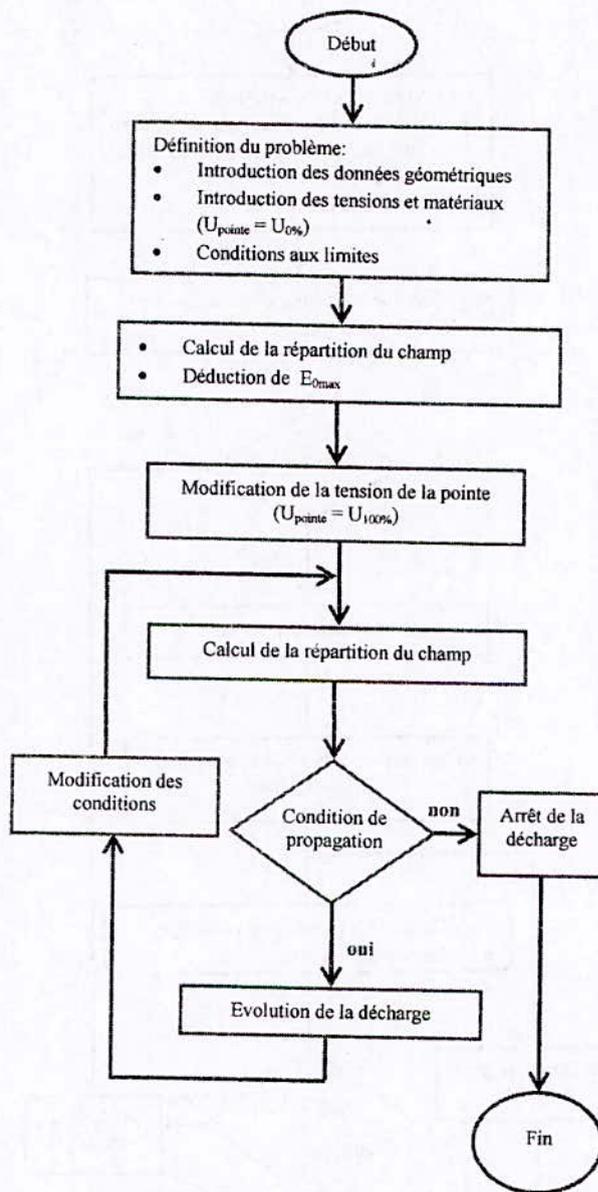


Fig. 4. Organigramme de simulation (Modèle 2)

Fig. 5. Organigramme de simulation (Modèle 3)

III. RESULTATS DE SIMULATION

En plus de reproduire la décharge de foudre en présence d'un paratonnerre vertical, les programmes réalisés permettent aussi de déterminer la zone de protection du paratonnerre en examinant le point d'impact du traceur de foudre (fig. 6).

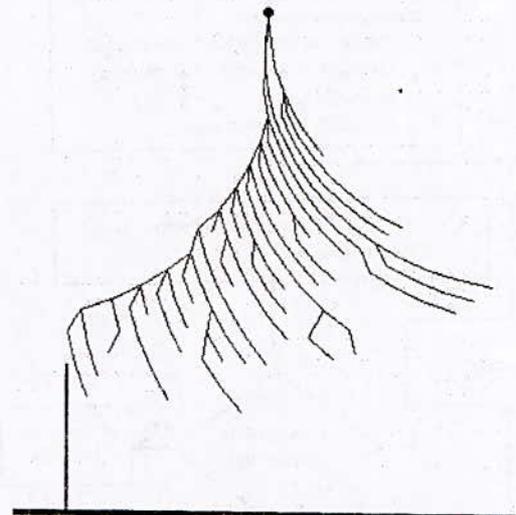
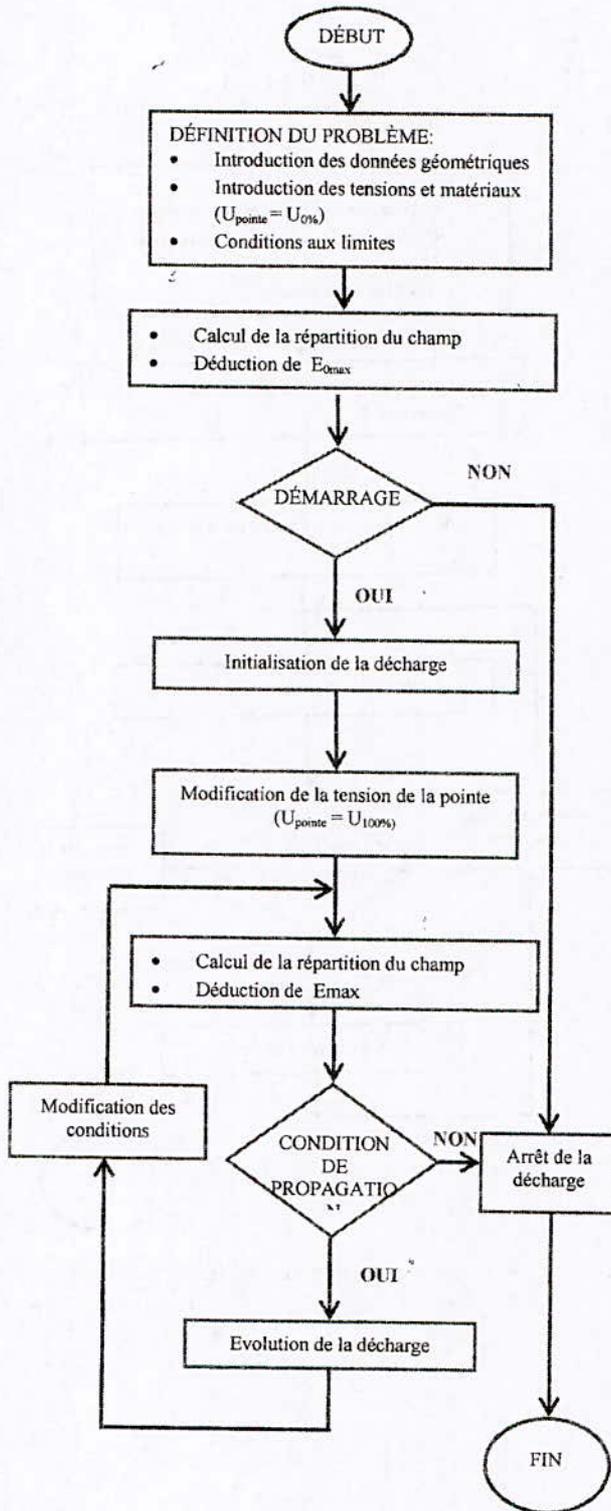


Fig. 6. Point d'impact de la décharge pour le modèle 1
x=0.4 Da et h=0.3Da

Nous considérons que le paratonnerre joue son rôle de protecteur lorsqu'il constitue le point d'impact de la décharge. Dans le cas contraire la terre sera le point d'impact de cette dernière.

Pour toutes les simulations, nous avons considéré le cas où $d=Da$, avec Da distance d'amorçage dans l'air. Les valeurs ainsi injectées dans le programmes sont $d=10$ cm, $U_{100\%}=252$ kV, $U_{0\%}=172$ kV et $h=3$ cm= $0,3 Da$ [6, 7].

Les résultats, concernant la zone maximale protégée par le paratonnerre pour l'ensemble des modèles sont résumés dans le tableau 1.

Nous remarquons que la zone protégée par le paratonnerre est plus importante lorsque la chute de tension est négligée et ce pour les modèles 1 et 2. L'effet de la chute de tension ne se fait pas ressentir pour le modèle 3.

En effet, la zone maximale protégée par le modèle 1 (sans chute de tension) est de $0.62 Da$ alors que celle protégée par le même modèle avec chute de tension est de $0.55 Da$.

Pour le modèle 2, la zone maximale protégée dans le cas où la chute de tension est négligée est de $0.6 Da$ alors que la

protection n'est pas assurée pour un même modèle avec chute de tension.

Pour le modèle 3, la zone protégée lorsque la chute de tension est négligée est de 0.42 Da alors que celle protégée par un même modèle avec chute de tension est de 0.43 Da.

Pour mieux apprécier les résultats obtenus, nous présentons sur la fig. 7 un histogramme comparatif entre la zone protégée par les modèles élaborés et celle donnée par le modèle électrogéométrique, universellement adopté pour le dimensionnement d'un paratonnerre.

La zone maximale protégée par ce dernier modèle est obtenue à partir de l'équation suivante [1, 2, 8]:

$$x = h \times \sqrt{\frac{2 \times D}{h} - 1} \tag{5}$$

Pour une hauteur h=0.3 Da du paratonnerre, la zone maximale protégée par le modèle électrogéométrique est de 0.714 Da.

Nous remarquons que les résultats les plus proches de ce dernier modèle sont obtenus dans le cas où la chute de tension est négligée, et ce en adoptant soit le champ maximal à chaque étape E_{max} (Modèle 1) ou bien le champ

Critère de Propagation	Zone maximale protégée par le paratonnerre (x/Da)	
	Modèle sans chute de tension	Modèle avec chute de tension
Modèle1	0.62	0.55
Modèle2	0.6	/
Modèle 3	0.42	0.43
Modèle Electrogéométrique	0.714	

maximal pour une tension U_{0%} (E_{0max} - Modèle 2) comme critères de propagation. L'erreur commise par rapport au modèle électrogéométrique est évaluée à 13.16% pour le premier modèle, et à 15.96% pour le deuxième.

TABLEAU 1
ZONE MAXIMALE PROTÉGÉE PAR LE PARATONNERRE POUR LES DIFFÉRENTS MODÈLES ETUDIÉS

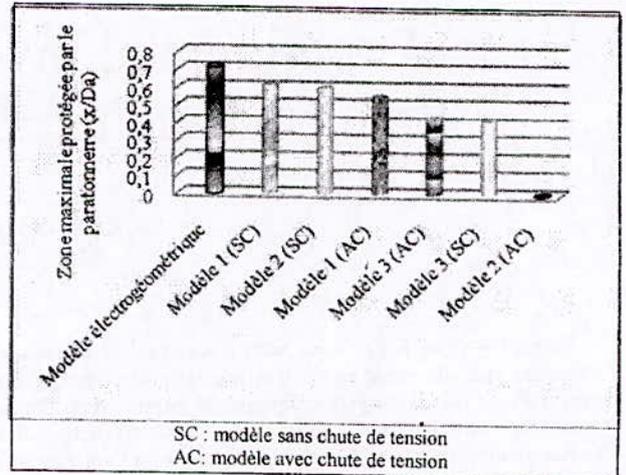


Fig. 7. Zone maximale protégée par le paratonnerre pour les différents modèles étudiés.

IV. CONCLUSION

Les différents résultats obtenus permettent de tirer deux conclusions fondamentales :

La progression de la décharge de foudre est intimement liée à l'évolution du champ électrique dans l'environnement.

La décharge de foudre est un conducteur pur. En effet, dans ce travail nous avons démontré que négliger la chute de tension entre les extrémités de la décharge donnait une zone de protection du paratonnerre très proche de celle obtenue avec le modèle électrogéométrique.

V. REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Claude Gary, " La foudre (Nature, histoire, risque et protection), " 3^{ème} édition, Dunod, 2004.
- [2] Philippe Dunand, " Protection des installations électriques contre la foudre, " Dunod, Paris, 2003.
- [3] " Protection contre la foudre, " Gamme Paratonnerre, Helita, www.helita.fr
- [4] David Meeker, " Finite Element Method Magnetics, " Version 4.0, User's Manual, June 17, 2004.
- [5] Roberto Ierusalimschy, Luiz Henrique de Figueiredo, Waldemar Celes, "Reference Manual of the Programming Language Lua 4.1 (beta), " February 14, 2002.
- [6] D. Khelil, " Modélisation de la décharge de foudre en présence d'un paratonnerre et détermination de sa dimension fractale, " Mémoire de Magister, Département du Génie Electrique, ENP, Juin 2008.
- [7] S. Bouazabia, M. Boulahbal, H. Haboussi et S. Djabi, "modèle de protection d'un paratonnerre vertical contre un coup de foudre descendant, " 6^{ème} Conférence Nationale sur la Haute Tension, Taghit / Béchar, 5, 6 et 7 novembre 2007.
- [8] Alain Rousseau, Claude Gary, Gérard Berger, "Foudre et protection des bâtiments", Technique de l'Ingénieur, D3307, 2000.

Experimental Investigations in Circuits Protected against Lightning Overvoltages

D. Krasowski, B. Kuca, Z. Flisowski

Abstract — The paper deals with a question of efficiency of electrical and electronic equipment protection against lightning overvoltages penetrating this equipment conductively through incoming circuits and inductively by magnetic fields. Investigations have been focused to the control of voltages at the circuit entrance to the structure and at its end on terminals of protected equipment represented by defined impedances. Different sets of SPDs and electromagnetic screens have been applied as protection measures. The voltages appearing in distinguished points have been experimentally tested and numerically simulated. The results have been discussed and practical conclusions have been formulated.

Index Terms — Electromagnetic coupling, Induced voltages, lightning overvoltage, Shielding, Surge Protective Device.

I. INTRODUCTION

The structures are more and more equipped with electrical and electronic devices sensitive to electromagnetic influences. One of most important influences results from lightning discharges. Internal devices and circuits may be influenced directly by lightning currents penetrating the structure and by their electromagnetic fields. The influence depends on the place of lightning strikes. Four following locations of lightning strikes are taken in account [6], [7]:

- strikes into the considered structure or into its LPS (lightning protection system);
- strikes into the ground surface or other objects surrounding the considered structure;
- strikes into the lines entering the considered structure;
- strikes into the ground surface or other objects on both sides of the lines entering the structure;

In the first case, when the structure is equipped with LPS, the overvoltages arise on the earth termination and then are transmitted through the bonding bar and SPDs to protected

circuits and to the incoming lines [11]. Moreover additional overvoltages may appear due to oscillation, voltage drops and magnetic coupling between lightning channel and internal circuits to be protected [2].

In the second case the overvoltages may appear in internal circuits due to their magnetic coupling with lightning channel, but also the resistive coupling through the ground and buried conductive parts are not excluded. The distance between lightning channel and the structure is here meaningful [12].

In the third case the possible overvoltages on the line are limited to the withstand voltages of its insulation level increased to the level of voltage drops on the earthing conductor. Additional overvoltages may also appear in internal circuits due to their magnetic coupling with lightning channel.

In the last (fourth) case the overvoltages may be induced both in the incoming line and connected internal circuits. The distance to the lightning channel may be here meaningful as well. It may be concluded that due to inductive and oscillatory effects the conducted overvoltages may be increased up to double value and up to intolerable level, so that they usually needs to be reduced by protective measures [2]. Surge protective devices (SPD) belong to most important of them, but they must be well coordinated with the device to be protected [1], [10].

Not only voltage coordination but first of all the energy coordination should be taken in account, because the device damages are also caused by currents. The voltage on the protection measure may be reduced below the tolerable level, but the protected device may be furthermore endangered. It depends on the current value, which in turn depends on the impedances of circuit elements. When the circuit is strongly loaded, then its impedance is very low and at the same value of the overvoltage the current may be great enough to damage a protected device. In this context the damage of two different parts of operating devices must be considered: the part connected to the phase and neutral conductors and the part connected to the phase and protective (PE) conductors. First part should be considered as relatively low impedance and the second one – as insulation with the strength defined by overvoltage categories [3], [4]. Devices switched off may be also damaged by overvoltages but they are not taken into account.

A main attention is usually paid to the protected circuit at

Manuscript received December 31, 2009.

D. Krasowski was (as postgraduate) with Warsaw University of Technology, Department of High Voltage Engineering and Electrical Apparatus, ul Koszykowa 75, 00-662 Warsaw, Poland. He is now with the National Geological Institute, ul. Rakowiecka 4, 02-519 Warsaw, Poland (corresponding author to provide phone: +48 609564457; e-mail: dominik.krasowski@pgi.gov.pl).

B. Kuca is with Warsaw University of Technology, ul. Koszykowa 75, 00-662 Warsaw, Poland (e-mail: kucab@ee.pw.edu.pl).

Z. Flisowski is with Warsaw University of Technology, ul Koszykowa 75, 00-662 Warsaw, Poland (e-mail: zdobyslaw.flisowski@ien.pw.edu.pl).

its entrance to the structure and at the terminations of the device connected to this circuit. As a rule [6], [8] SPDs are installed at the circuit entrance to the structure. Protection measures in other places, if needed, should be selected and installed in special way [2]. Producer's instructions are not sufficient. The decision on right solution belongs to the expert of protected circuit and depends on the features of protected circuit and protective measures. In order to recognize these features and to evaluate the conditions for structure equipment protection against surge overvoltages and currents a suitable experimental investigations supported by numerical simulations have been developed. Their procedures are described and their results are presented and discussed.

II. EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS

A. Arrangement in Real Conditions

A real situation to be investigated has been illustrated in Fig. 1. Lightning channel with down conductor, the end of incoming line and the circuit connecting the line with a device of the equipment to be protected belong to the main elements of the arrangement under consideration.

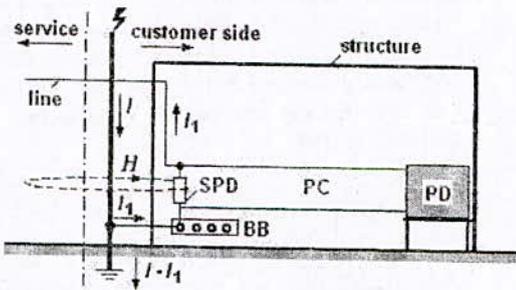


Fig. 1. The arrangement representing real situation

Protected circuit (PC) is connected to the incoming line, to the grounded bonding bar (BB) and to the protected device (PD). Lightning current I is flowing in down conductor to the ground. Its part I_1 is flowing through the circuit or, if present, through the SPD to the service line causing conducted overvoltages. Current I flowing in down conductor causes in the circuit PC, by magnetic field H , the induced overvoltages, which additionally endanger the equipment. This situation should be experimentally investigated in laboratory scale.

B. Test Arrangements and Procedures

Test arrangements are shown in Fig. 2. Lightning current of real down conductor were simulated by that of impulse current generator (ICG). Internal circuit PC has been defined and joined to the ICG. The equipment has been simulated by resistor R_0 . In reality Basic protective measures against overvoltages consist mainly of SPDs, but also of routing precautions and the circuit screening. According to the standard principles [6], [8], [9] the SPD should be always

applied at the entrance of the circuit to the structure (point P_1 in Fig 2). Application of additional SPDs, for instance at the entrance to protected equipment (point P_2), depends on dimensions of the loop created by the protected circuit. In the case of extended dimensions, the application either of additional SPDs or of the circuit screening should be considered. In this way, for the experimental test arrangements the two cases of the protection have been distinguished:

- the protection - based on the SPDs only (Fig. 2a),
- the protection - based on the SPDs and on the circuit screening (Fig. 2b).

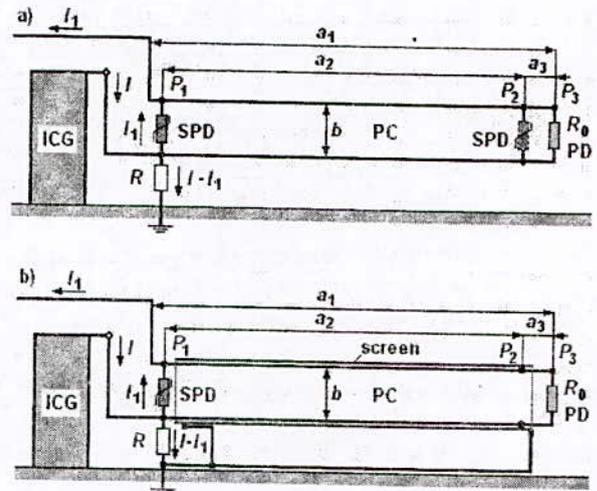


Fig. 2. Test arrangements: a) protection based on the SPDs only, b) protection based on the SPD and circuit screening

In both tested arrangements the considered circuit (loop) was the same. Its parameters were following: the lengths $a_1 = 780$ cm and $a_2 = 760$ cm, the height $b = 5$ cm, the diameter of conductors $\Phi = 0,3$ cm. The distance between points P_2 and P_3 was equal $a_3 = 15$ cm. Conductors in SPD branches were as short as possible. The device to be protected (connected in point P_3 to the circuit) has been considered as a resistance R_0 with different values from $R_0 = 1,2 \Omega$ to $R_0 = 1 \text{ M}\Omega$.

In order to reduce voltages in the circuit two kinds of SPD (spark gap and varistor) have been selected. Main their parameters, i.e.: maximum continuous operating voltage U_c , voltage protection level U_p and nominal discharge current I_n , are specified in Table I. For investigations every of these SPDs was installed alternatively and simultaneously in both distinguished points (P_1 and P_2). The effect of their operation has been controlled by voltage measurements in all distinguished points (P_1 , P_2 and P_3), but in P_2 - only in the case of SPD installed in this point.

TABLE I
MAIN PARAMETERS OF INVESTIGATED SPDs

Kind of SPD	U_c [V]	U_p [kV]	I_n [kA]
Spark gap	255	< 2	50

Varistor	280	0,8	5
----------	-----	-----	---

The screened circuit, tested according to the arrangement of Fig. 2b, was placed in the metallic pipe having the length $a_2 = 760$ cm, the diameter $\Phi = 15$ cm and the wall thickness $d = 1$ mm. The screening effect has been controlled by voltage measurement on terminals of the protected device in point P_3 .

Entire test program contains seven different cases of measurements. They are specified in Table II.

TABLE II
THE SET OF TESTED CASES

Case	Figure	SPD in point	Measured voltages		
			U_{P1}	U_{P2}	U_{P3}
1	2a	Spark gap P1	U_{P1}	-	U_{P3}
2	2a	Spark gap P2	-	U_{P2}	U_{P3}
3	2a	Varistor P1	U_{P1}	-	U_{P3}
4	2a	Varistor P2	-	U_{P2}	U_{P3}
5	2a	Spark gap P1+Varistor P2	U_{P1}	U_{P2}	U_{P3}
6	2b	Spark gap P1	U_{P1}	-	U_{P3}
7	2b	Varistor P1	U_{P1}	-	U_{P3}

During the tests the investigated circuit was activated by ICG. Its scheme containing also the information on measuring methods and points is shown in Fig. 3.

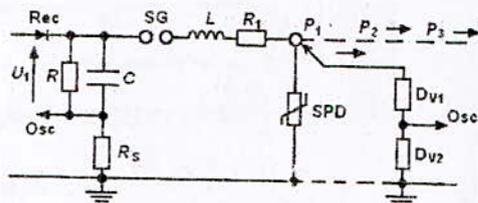


Fig. 3. Set-up of impulse current generator (ICG) with measuring sets

Basic ICG parameters, as specified in Fig. 3, were following:

- main capacity $C = 0,8$ mF;
- parallel resistance $R = 1,05$ M Ω ;
- inductance of discharge circuit $L = 23$ nH;
- resistance of discharge circuit $R_1 = 13,5$ Ω ;
- loading voltage of the range up to $U_1 = 10$ kV (with the chance of its adjustment);
- peak value of current impulses up to $I = 10$ kA.

The components for voltage and current measuring, shown in Fig. 3, had following parameters:

- ratio of the voltage divider ($D_{V1/2}$): $\delta_{DV} = 200$;
- resistance of the shunt $R_s = 2,1$ m Ω ;

These components have been joined to the digital oscilloscopes „Tektronix” through special fitting resistances. The oscilloscopes were coupled with the notebook „Toshiba”, what allowed not only registration of current changes but also their archiving directly in the computer.

To measure the voltages in different points (P_1 , P_2 , and P_3), as shown in Fig 2, the divider $D_{V1/2}$ (Fig. 3) was switched over from one of these points to the another according to the program of Table II. The loading voltage U_1 , influencing the

impulse currents, has been changed before every measure by 1 kV within the limits from 3 kV to 6,5 kV. At these voltages the ICG produced impulses of the shape 12/340 shown in Fig.4, i.e. the shape almost identical with standardized one for positive strokes (10/350 μ s) [3], [5], [

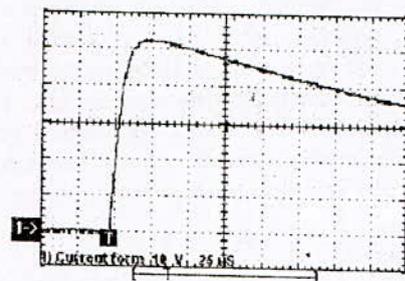


Fig 4. Plot of current obtained by the impulse generator

During experimental investigations different technical problems appear. Main of them consists in the reduction of electromagnetic interferences. They are produced by the impulse current generator itself and also by other emitters in the surroundings. To minimise these interferences the conductors of measuring sets (between the shunt and divider on one side and the oscilloscope and computer on the other side) were screened. Moreover the set of registration was additionally screened and its supply for the time of registration was switched off and the set oscilloscope - computer was supplied by UPS.

C. Test results and evaluation

The tests have been performed in sequence shown in Table II. All obtained results are presented in 4 successive tables (from Table III to Table VI) in the same sequence.

TABLE III
RESULTS OBTAINED FOR ARRANGEMENT OF FIG. 2A, UNSHIELDED CIRCUIT WITH ONE SPD (SPARK GAP)

Loading voltage U_1 [kV]	1) Spark gap in P1		2) Spark gap in P2	
	measured voltages		measured voltages	
	U_{P1} [kV]	U_{P3} [kV]	U_{P2} [kV]	U_{P3} [kV]
3,0	1,24	1,50	1,20	1,20
3,5	1,28	1,70	1,30	1,25
4,0	1,30	1,80	1,30	1,35
4,5	-	-	1,35	1,50
5,0	-	-	1,36	1,55

TABLE IV
RESULTS OBTAINED FOR ARRANGEMENT OF FIG. 2A, UNSCREENED CIRCUIT WITH ONE SPD (VARISTOR)

Loading voltage U_1 [kV]	Varistor in P1		Varistor in P2	
	measured voltages		measured voltages	
	U_{P1} [kV]	U_{P3} [kV]	U_{P2} [kV]	U_{P3} [kV]
3,0	0,84	1,60	0,84	0,86
3,5	0,85	1,80	0,84	0,88
4,0	0,85	1,85	0,86	0,90
4,5	0,88	1,90	0,88	0,90

5,0	0,88	1,92	0,88	0,95
-----	------	------	------	------

TABLE V
RESULTS OBTAINED FOR ARRANGEMENT OF FIG. 2A, UNSCREENED CIRCUIT WITH 2 STEPS OF SPD (SPARK GAP AND VARISTOR)

Loading voltage U_1 [kV]	Spark gap in P1 and Varistor in P2		
	U_{P1} [kV]	U_{P2} [kV]	U_{P3} [kV]
3,5	1,40	0,68	0,70
4,0	1,43	0,68	0,70
4,5	1,46	0,69	0,72
5,0	1,50	0,70	0,73
5,5	1,52	0,72	0,72

TABLE VI
RESULTS OBTAINED FOR ARRANGEMENT OF FIG. 2B, SCREENED CIRCUIT WITH ONE SPD (SPARK GAP OR VARISTOR)

Loading voltage U_1 [kV]	Spark gap in P1		Varistor in P1	
	U_{P1} [kV]	U_{P3} [kV]	U_{P1} [kV]	U_{P3} [kV]
4,0	1,30	1,30	0,65	0,65
4,5	1,35	1,40	0,65	0,65
5,0	1,36	1,40	0,67	0,67
5,5	1,38	1,45	0,68	0,69
6,0	1,40	1,45	0,73	0,74
6,5	1,50	1,45	0,75	0,75

The values specified in the tables have been established on the base of oscilloscope registrations. Some examples of registration of residual voltages are shown in successive three figures (from Fig. 5 to Fig. 7). The curve shown in Fig. 5A is registered for the cases 2 of Table II at ICG loading voltage $U_1 = 4$ kV, whereas the curve in Fig. 5B corresponds to case 1 of the table at the same loading voltage.

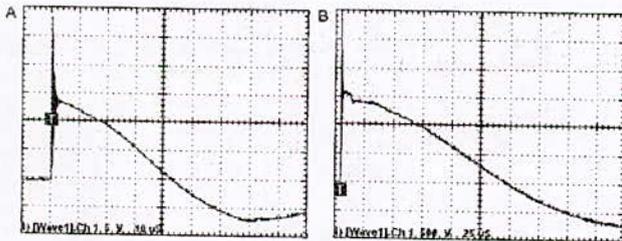


Fig.5. Residual voltages registered on spark-gaps located: A) in point P_1 , B) in point P_2 of Fig. 2a, at loading voltage $U_1 = 4$ kV

It is easy to state that at loading voltage $U_1 = 4$ kV, when the SPD is located in point P_1 , the voltage on the equipment is about 450 V greater than in the case, when the SPD is located in point P_2 . But when the spark gap is replaced by varistor (case 3 and 4 of Table II) this difference increases to the value of 0,95 kV. It may be confirmed by values given in position 3 of Table IV and by curves given in Fig. 6.

The curve shown in Fig. 7 is registered in point P_3 for the case 6 of Table II at ICG loading voltage $U_1 = 4$ kV. The curve registered in point P_3 is almost the same as that registered in point P_1 .

From the tables 3 and 4 as well as from the curves (Fig. 5 and Fig. 6) it generally results that one step of SPDs located at the entrance to the circuit (in point P_1) is not satisfactory for protection of the equipment. The voltage in point P_3 is much greater (up to 40 % in the case of spark gap and even up to 120 % in the case of varistor) than the residual voltage of the SPD. The protection of the device is assured, when:

- the SPD is located close to it, as it is shown in last columns of Table III and Table IV,
- the second step of SPD is applied close to the device as it is shown in Table V, or
- the circuit is screened, as it is shown in Table VI.

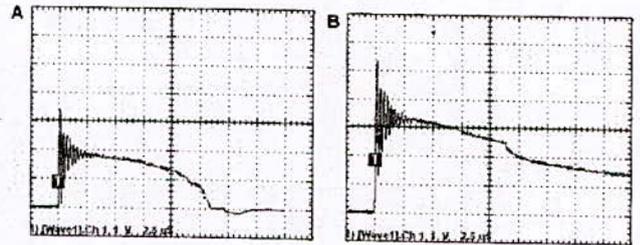


Fig. 6. Residual voltages registered on varistors located: A)- in point P_2 , B) in point P_1 of Fig. 2a at loading voltage $U_1 = 4$ kV

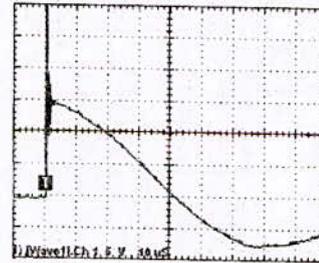


Fig.7. Residual voltage on the device in point P_3 protected by spark-gap in point P_1 ; loading voltage $U_1 = 4$ kV

The level of protection depends obviously on the SPD type and parameters as it is also confirmed by the data of Table VI.

The results of performed tests cannot be evaluated quantitatively, because the current values, protection levels and equipment parameters correspond not exactly with those of real conditions, but these results seem to be very valuable for qualitative assessment of considered protection systems.

III. NUMERICAL SIMULATIONS

In order to study some additional protective features of the arrangements under consideration the numerical simulations, based on the computer PSpice program, have been performed. Their aim is to confirm the meaning of:

- 1) the second step of SPD (in point P_2) for protection of the device insulation (between phase and PE conductors);
- 2) the energy coordination between the SPD and the protected device.

According to assumptions for the first case the insulation

is endangered, when the voltages exceed the level defined by overvoltage categories [4]. For simulations the insulation was represented by resistance $R_0 = 1 \text{ M}\Omega$. A spark gap was used as the first step of SPD and the varistor - as the second step. The current source was defined by F. Heidler function. All data of the arrangement with one step of SPD are explained in Fig. 8a and the arrangement with two steps of SPDs – in Fig. 9a. Obtained curves of voltages on SPD of both steps are presented respectively in Fig. 8 b and in Fig 9b.

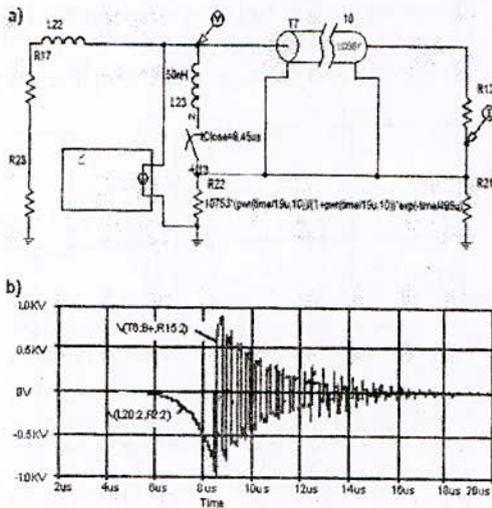


Fig 8. Simulations in the case of equipment insulation protected by one step of SPD: a) scheme of arrangement, b) voltage curves

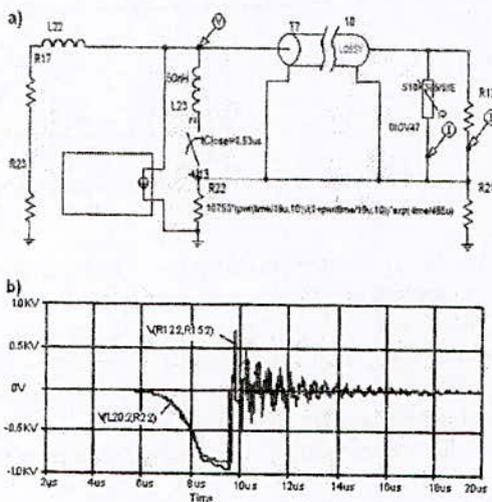


Fig 9. Simulations in the case of equipment insulation protected by two steps of SPD: a) scheme of arrangement, b) voltage curves

The comparison of voltage curves from Fig. 8 and Fig. 9 allow confirming the evident influence of second step of SPD.

According to assumptions for the second case the equipment is endangered even, when the voltage is limited to the tolerable level but the problem of energy coordination between the SPD and the protected equipment is not properly solved. In this case the value of current flowing to the

equipment is most important. To confirm it the currents in the second step of SPD and in the equipment have been simulated in arrangement as in Fig. 9, but with equipment resistance R_0 limited to 2Ω and to 5Ω respectively. Adequate current values have been obtained due to greater delay of operation of first step of SPD. The schemes of both arrangements are presented in Fig. 10a and in Fig 11a respectively. First of them contains equipment simulated by $R_0 = 5 \Omega$ and the second one - equipment simulated by $R_0 = 2 \Omega$. The results of simulation are shown in Fig. 10b and in Fig 11b respectively. They confirm that the voltage limitation by SPD does not mean the safety for the equipment. The current at limited voltage may create the energy, which exceeds the energy level tolerable for the protected device. The currents flowing in the equipment may reach great values; compare the curves $I(R12)$ in Fig. 10b and in Fig 11b.

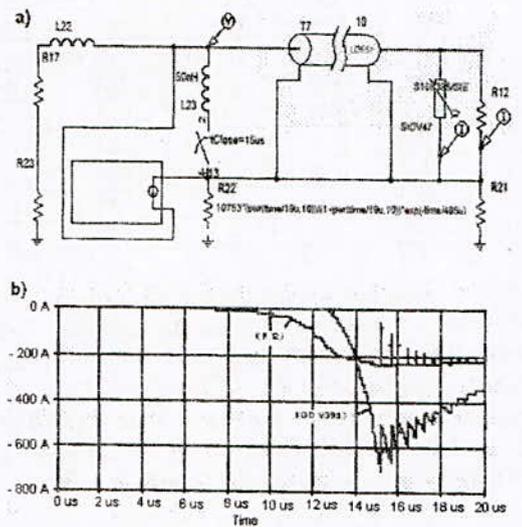


Fig 10. Simulations of the hazard for equipment protected by SPD and endangered energetically (at $R_0 = 5 \Omega$): a) scheme, b) current curves

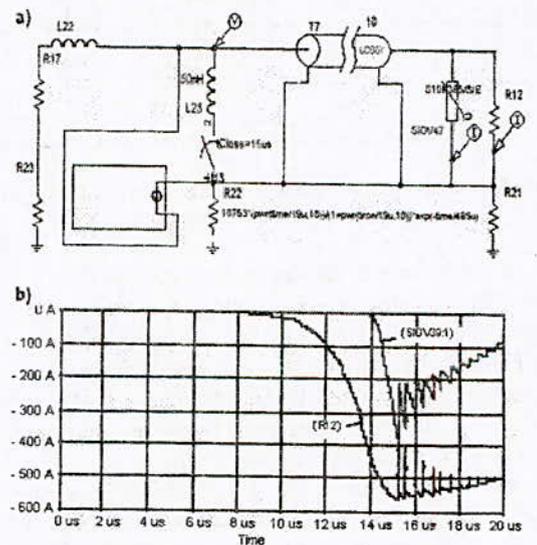


Fig 11. Simulations of the hazard for equipment protected by SPD and endangered energetically (at $R_0 = 2 \Omega$): a) scheme, b) current curves

IV. CONCLUSIONS

- Considerations on the protection against lightning overvoltages should contain the influences of all cases of lightning strike locations.
- In every case of lightning locations the incoming overvoltages may be accompanied by those induced in internal circuits.
- The incoming and induced overvoltages may endanger the operating equipment by stressing the insulation above its withstand voltage and by stressing the conductive parts above their thermal resistance.
- Not operating equipment is also endangered, but the withstand voltage of open switch is usually greater than that of insulation.
- Not only voltage coordination but also the energy coordination of protective measures with protected equipment should be ensured.
- In the arrangements as considered in the paper the protection of equipment is assured, when the SPD is located close to it or when the first step of SPD is completed with circuit screening.
- Without second step of SPD or without circuit screening the voltage on the equipment may be much greater than on the first step of SPD. This difference depends on the SPD type and parameters.
- The reduction of overvoltages by SPD and screening does not mean the safety for the equipment. The voltage on protected device may be increased due to oscillations in the protected circuit and the energy connected with current flowing through the equipment may exceed its tolerable level.

REFERENCES

- [1] G.L. Amicucci *et al.*: "Protection against Lightning Overvoltages of Electrical and Electronic Systems: Evaluation of the Protection Distance of an SPD" Proceedings of 27th ICLP, September 2004, Avignon, France, Paper 10.a3
- [2] D. M. Krasowski: "Influence of Local Conditions on Effective Protection of Low Voltage Structure Equipment Against Lightning Overvoltages". Proceedings of 18th EMD, September 2008, Vilnius, Lithuania, Paper I-12.
- [3] IEC 60364-5-534: 2002. Electrical installations of buildings –Clause 534: Devices for protection against overvoltages.
- [4] IEC 60664-1 (2002-06) Ed. 1.2 Consolidated Edition: Insulation coordination for equipment within low-voltage systems - Part 1: Principles, requirements and tests.
- [5] IEC 61643-11: Low-voltage surge protection devices. Surge protection devices connected to low-voltage power distribution systems - Part 1: Performance requirements and testing methods.
- [6] IEC 62305-1:2006. Protection against lightning – Part 1: General principles.
- [7] IEC 62305-2:2006. Protection against lightning – Part 2: Risk management.
- [8] IEC 62305-3:2006. Protection against lightning – Part 3: Physical damage to structures and life hazard.
- [9] IEC 62305-4:2006. Protection against lightning – Part 4: Electrical and electronic systems within structures.
- [10] J. Schimanski H. Heckler, M. Wetter and K. Scheibe: "Coordinated Operating Behavior of Triggered Class I Spark Gaps with Class II Varistor Arresters" Proceedings of 29th ICLP, June 2008, Uppsala, Sweden, Paper 7b-01
- [11] M. Loboda, D. Krasowski, K. Sobolewski and Z. Flisowski: „Overvoltage Hazard for Internal Installations and Equipment due to Direct Lightning Strikes to the LPS of Structures" Proceedings of 28th ICLP, September 2006, Kanazawa, Japan, Paper VII-5.
- [12] M. Marzintotto, C. Mazzetti and G. B. Lo Piparo: "A New Model for the Frequency of Failure Evaluation in Electrical and Electronic Systems due to Nearby Flashes" Proceedings of 29th ICLP, June 2008, Uppsala, Sweden, Paper 7b-06

Essais et Analyse du Courant de Fuite d'Isolateurs Pollués sous Tension Alternative

A.Mekhaldi, M.Teguar, N.Khairoune, D.Zellouta,
Laboratoire de Recherche en Electrotechnique, Laboratoire de Haute Tension,
Ecole Nationale Supérieure Polytechnique, Alger, Algérie

Résumé — En vue d'étudier le comportement des isolateurs, nous analysons le signal du courant de fuite circulant le long de leurs surfaces. Des essais sont effectués sur des isolateurs naturellement et artificiellement pollués. Nous élaborons, en outre, un algorithme permettant de traiter ce signal, dans le but de déterminer sa valeur crête, son spectre fréquentiel, son taux de distorsion et son déphasage par rapport à la tension appliquée. Ceci nous permet d'identifier l'état de surface de l'isolateur pollué.

Mots clés— courant de fuite, isolateurs, spectre fréquentiel, déphasage.

I. INTRODUCTION

Dans les conditions normales d'exploitation, les isolateurs de haute tension ne tardent pas à se recouvrir de différents types de pollution. Lorsqu'ils sont secs, les polluants n'engendrent pas de dégradation de la rigidité diélectrique des isolateurs. Cependant, l'humidification d'un dépôt solide, accumulé à la surface des isolateurs, provoque la dissolution des sels et la formation d'une couche électrolytique caractéristique du phénomène de pollution [1]. Un courant de fuite prend naissance et conduit, par effet joule, à l'échauffement de la couche de pollution, et par conséquent, à son assèchement partiel. Une partie importante de la tension appliquée se trouve reportée aux bornes de cette bande sèche engendrant, si le champ local dépasse un certain seuil, la création d'un arc électrique. Sous certaines conditions, cet arc peut s'allonger jusqu'à provoquer le contournement total du système isolant. Les conséquences du contournement vont de la dégradation de la surface de l'isolateur jusqu'à la mise hors service de l'ensemble de l'isolation électrique [2].

Afin d'étudier l'influence de l'état de surface des isolateurs de haute tension sur le comportement des ces derniers, nous effectuons des essais au laboratoire sur des isolateurs capot et tige de type 1512L prélevés de la ligne 220 kV Khemis Miliana-Oued Sly, ainsi que sur les mêmes isolateurs artificiellement pollués. Nous nous sommes intéressés à la tension de contournement ainsi que la visualisation et le traitement du signal du courant de fuite.

Vu les impulsions et les distorsions enregistrées sur le signal du courant de fuite, nous faisons recours à une méthode de

traitement numérique, à savoir l'analyse spectrale et le filtrage numérique, afin d'améliorer la manière d'exploitation des mesures requises. Pour cela, nous avons élaboré un algorithme permettant de traiter le signal du courant de fuite, afin d'obtenir son amplitude, son spectre fréquentiel, son déphasage par rapport à la tension appliquée et son taux de distorsion. Ce dernier représente le rapport entre la valeur efficace des harmoniques et celle du fondamental [3 à 6].

II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET MODES OPERATOIRES

L'équipement de la station d'essai à fréquence industrielle (50 Hz), comprend un transformateur de haute tension (300 kV, 50 kVA), un transformateur de réglage (500 V, 50 kVA), un diviseur de tension capacitif (constitué d'une capacité C_1 de 400 pF en série avec une capacité C_2 variable selon le calibre de mesure), des appareils annexes de mesure et de protection et l'objet d'essai.

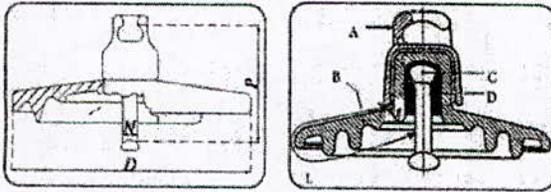
La chaîne de la ligne 220 kV Khemis Miliana-Oued Sly, comporte quatorze isolateurs. Nous les avons numérotés de 1 à 14. Ils sont séparés en trois parties: la partie coté terre de 1 à 5, la partie milieu de 6 à 9, et la partie coté conducteur de 10 à 14. Durant les essais, les isolateurs sont installés en position verticale.

Les caractéristiques géométriques des isolateurs (de type 1512L) utilisés lors de nos essais sont illustrées sur la figure 1.

La tension de contournement représente la moyenne arithmétique des cinq essais auxquels est soumis chaque isolateur. Les valeurs trouvées sont corrigées conformément à la CEI 60-1[7].

Une première partie d'essais est faite sur les quatorze isolateurs naturellement pollués. A l'aide d'un pulvérisateur manuel, nous les humidifions avec une eau distillée (9.5 μ S/cm de conductivité) de manière à éviter la chute de gouttelettes et le ruissellement. La deuxième partie concerne les essais sous pollution artificielle. Nous nous sommes intéressés, plus particulièrement, à l'effet de la conductivité de la couche polluante (eau distillée et chlorure de sodium). Les conductivités choisies varient de 6 à 150 mS/cm.

- 6 : Détermination du fondamental de chaque signal.
- 7 : Détermination du déphasage courant-tension.



A : le capot, B : le diélectrique (verre trempé ou céramique), D : le ciment de fixation, C : la tige, L : Plus courte distance dans l'air entre le capot et la tige, ϵ : Longueur du canal de perforation.

Désignation	D (mm)	P (mm)	N (mm)	Longueur de ligne de fuite (mm)	Poids net (kg)
1512 L	255	127	16	292	3.75

a) Schéma d'isolateur capot et tige (1512 L)



b) Isolateurs réels

Fig. 1. Isolateurs capot et tige (1512 L)

Pour enregistrer la forme du courant de fuite qui circule à travers la couche polluante, nous insérons dans le retour de terre de l'isolateur une résistance non inductive de 53.4 Ω et nous utilisons un oscilloscope numérique "TEKTRONIX" de fréquence d'échantillonnage de 500 MHz. La tension appliquée à un isolateur varie de zéro à un niveau très inférieur à la tension de contournement. Cette précaution est prise pour protéger l'oscilloscope du risque de contournement.

Pour étudier l'évolution du courant de fuite en fonction du temps, nous maintenons un niveau de tension donné aux bornes de l'isolateur pendant dix minutes, et nous relevons, par la suite, des mesures chaque minute.

III. SIMULATION NUMERIQUE

L'algorithme permettant le traitement des signaux enregistrés élaboré comporte les étapes suivantes :

- 1 : Acquisition des deux signaux (courant de fuite et tension appliquée) échantillonnés.
- 2 : Détermination du spectre fréquentiel.
- 3 : Détermination du taux de distorsion.
- 4 : Filtrage des deux signaux.
- 5 : Détermination de la valeur crête du courant de fuite et de la tension.

IV. RESULTATS OBTENUS ET INTERPRETATIONS

La figure 2 montre les tensions de contournement pour les quatorze isolateurs de la chaîne, à l'état sec et humide. Nous remarquons que les quatre isolateurs (6 à 9) de la partie milieu de la chaîne sont les moins rigides. Cela est dû à la présence de cavités sur leurs surfaces (Fig.3), au niveau desquelles le champ électrique est très intense.

Pour les isolateurs (10 à 14) de la partie coté conducteur, nous remarquons qu'ils sont plus rigides par rapport à ceux de la partie milieu. Pourtant l'intensité importante des forces électrostatiques autour du conducteur de haute tension, implique que l'accumulation de la pollution soit plus importante pour cette partie. Néanmoins, d'autres considérations pourraient justifier ce résultat (direction du vent, position de la chaîne d'isolateurs par rapport à la terre, etc...).

Les isolateurs (1 à 5) de la partie coté terre sont les plus rigides, en raison des forces électrostatiques d'attraction qui sont les moins intenses.

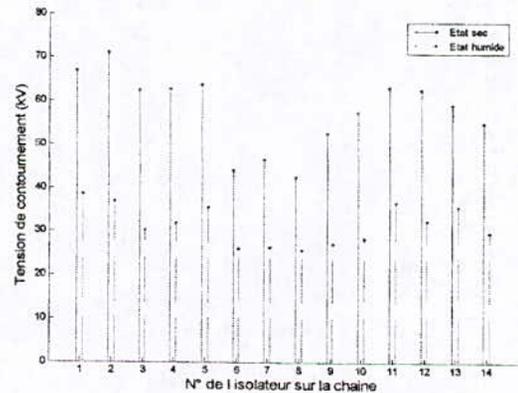


Fig. 2. Tension de contournement

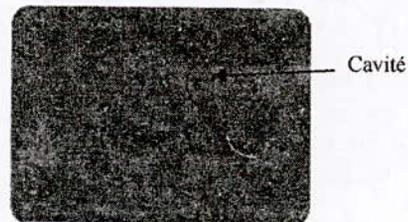
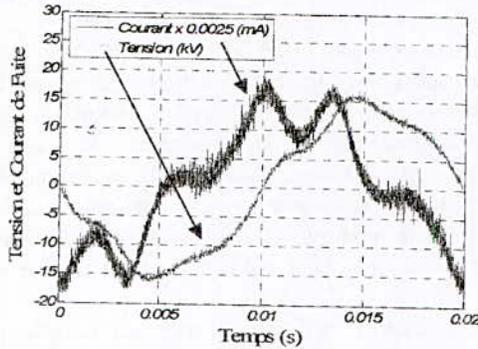


Fig. 3. Cavité observée sur l'isolateur 6

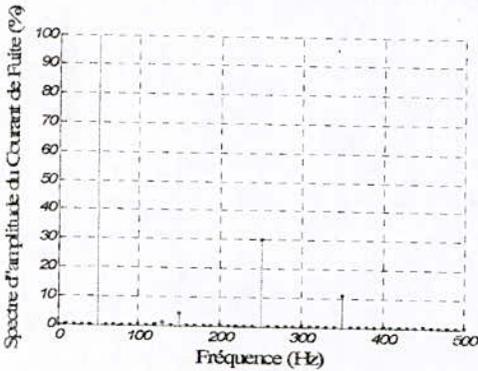
A l'état sec, l'onde du courant de fuite prend la forme de 'M' déformé. Ces distorsions sont accompagnées par des impulsions irrégulières ayant des amplitudes limitées. Notons que l'amplitude de ces courants est de quelques centaines de micro ampères (Fig.4.a). Le spectre fréquentiel montre que l'amplitude du cinquième harmonique est la plus élevée,

suivie de celle du septième, puis celle du troisième (Fig.4.b). La mesure du déphasage, dans ce cas, montre que le courant de fuite est en avance sur la tension appliquée avec un angle variant entre 60° et 70° . Cela signifie que l'effet capacitif est dominant, mais le caractère résistif est non négligeable. Dans le cas où l'isolateur est complètement propre, l'effet capacitif est plus accentué, car le déphasage trouvé est de $87,46^\circ$.

Les distorsions accompagnant le signal du courant de fuite sont dues à la fois au caractère capacitif de l'isolateur et à la tension appliquée qui n'est pas parfaitement sinusoïdale.



a) Signal temporel

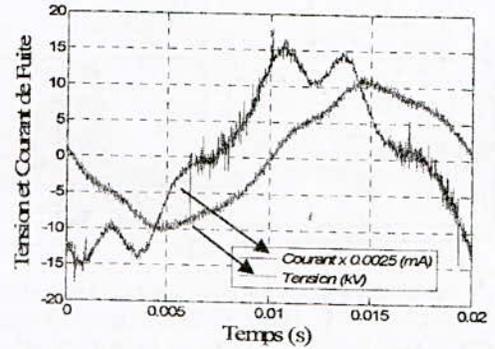


b) Spectre fréquentiel

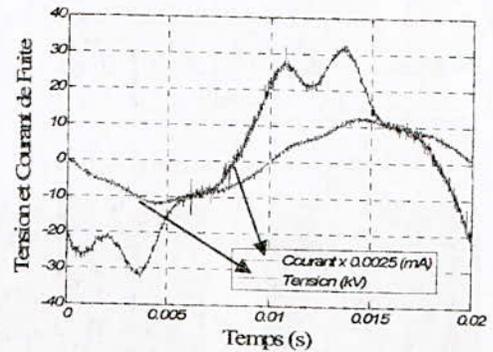
Fig. 4. Courant de fuite cas d'isolateur 6 à l'état sec, valeur crête de la tension de 15.87 kV, taux de distorsion = 30.21 % et déphasage = $69,48^\circ$

La figure 5 montre, pour une tension efficace de 10 kV, la forme du courant de fuite et celle de la tension appliquée, lorsque (i) l'isolateur est sec, (ii) la partie supérieure de l'isolateur est humidifiée, (iii) l'isolateur est complètement humidifié.

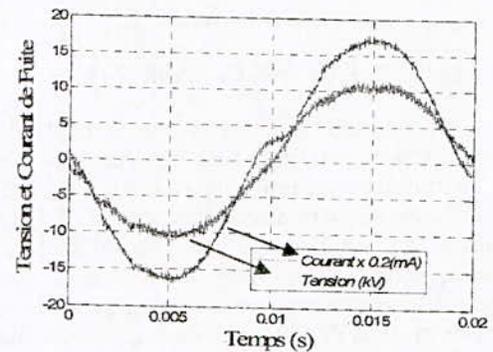
Nous remarquons que le déphasage et le taux de distorsion sont plus élevés dans le cas sec. En augmentant le caractère résistif par humidification de la partie supérieure de l'isolateur, le déphasage ainsi que le taux de distorsion diminuent. L'humidification complète de l'isolateur rend son caractère plus résistif; le déphasage devient, par conséquent, faible. L'existence du faible effet capacitif, dans ce dernier cas, est due essentiellement à l'intervalle d'air entre le capot de l'isolateur et sa surface isolante (Fig.6).



a) Etat sec



b) Partie supérieure humidifiée



c) Totalement humidifié

Fig. 5. Forme du courant de fuite d'un isolateur à 10 kV, à l'état sec, lorsque sa partie supérieure humidifiée, et lorsqu'il est complètement humidifié

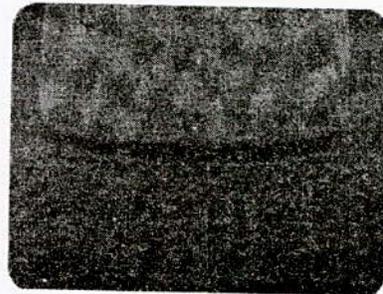
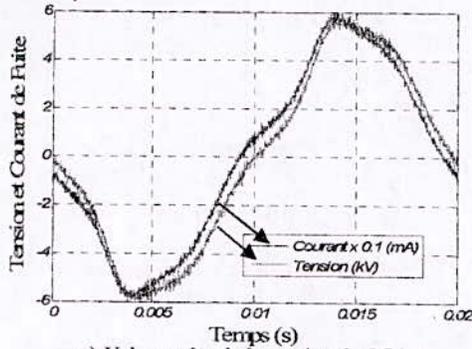
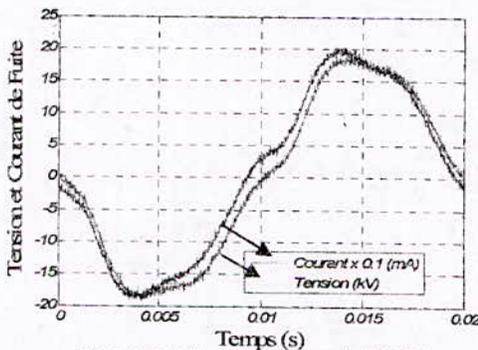


Fig. 6 : Intervalle d'air capot-surface isolante

La figure 7 montre la forme du courant de fuite, pour deux niveaux de tension (complètement humidifié). Il est clair que le déphasage courant-tension et le taux de distorsion restent pratiquement inchangés. En effet, la tension n'influe pas sur le caractère capacitif de l'isolateur, à condition de reproduire le même état d'humidification durant les essais.



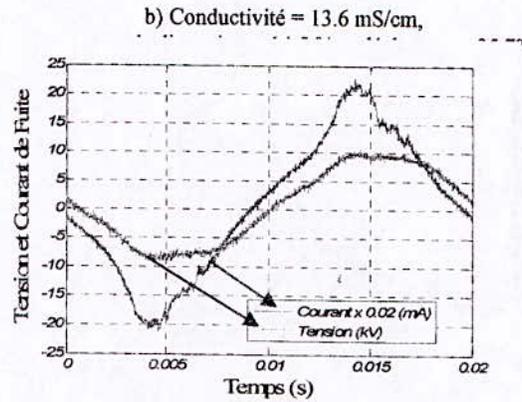
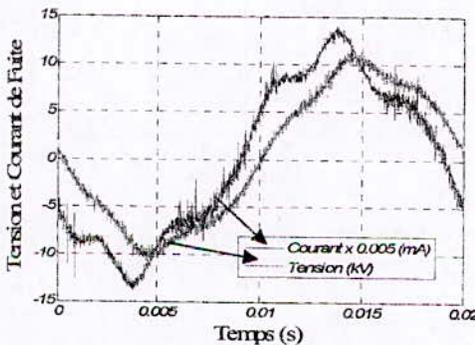
a) Valeur crête de la tension de 5.7 kV, taux de distorsion = 12.26 % et déphasage = 8.34°



b) Valeur crête de la tension de 18.5 kV, taux de distorsion = 12.26 %, et déphasage = 8.33°

Fig. 7. Forme du courant de fuite pour différents niveaux de tension, cas d'isolateur 2 complètement humidifié

La figure 8 montre quelques signaux du courant de fuite, pour différentes conductivités. Pour un même niveau tension, nous remarquons que l'augmentation de la conductivité entraîne l'augmentation du caractère résistif. Ce phénomène se traduit par une augmentation du courant et une diminution du déphasage.

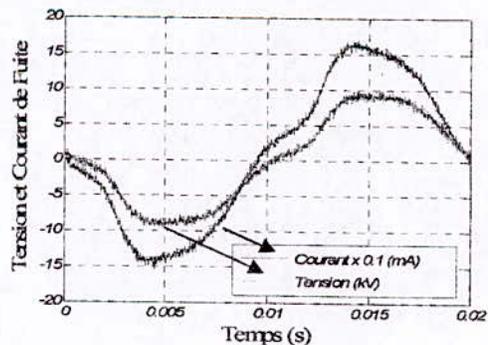


c) Conductivité = 109.8 mS/cm, taux de distorsion = 18.82 % et Déphasage = 17.1°

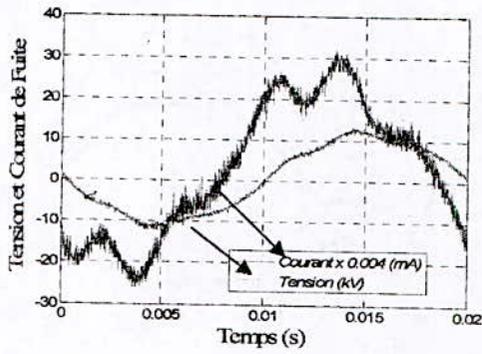
Fig. 8. Forme du courant de fuite, pour différentes conductivités

Les figures 9 à 13 montrent l'influence du temps d'application de la tension sur la forme du courant de fuite, l'amplitude du courant de fuite, le déphasage courant-tension et le taux de distorsion du courant, enregistrés sur l'isolateur 14 naturellement pollué, pour deux niveaux de tension 9 et 15 kV.

A l'instant d'application de la tension, nous remarquons, pour les deux niveaux, que la forme du courant de fuite est proche d'une sinusoïde, et sa valeur crête est plus élevée pour le niveau de tension le plus élevé; le taux de distorsion et le déphasage étant faibles. L'assèchement de la couche polluante, par l'effet joule, augmente son impédance, et par suite le courant fuite diminue. Cette diminution est très rapide pour le niveau de tension le plus élevé. L'apparition des zones sèches engendre l'effet capacitif, ce qui augmente à la fois le déphasage entre le courant et la tension, et le taux de distorsion du courant. L'augmentation de ces deux derniers est accentuée pour le niveau de tension le plus élevé.

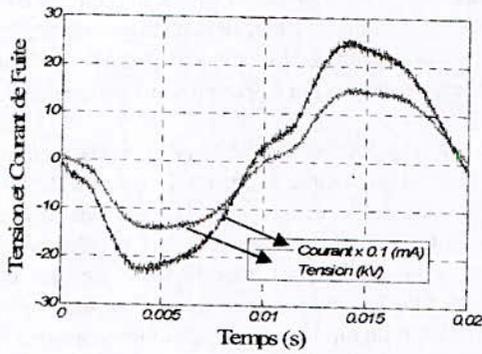


a) A l'instant de l'application de la tension, taux de distorsion = 11.72 % et déphasage = 8.1°

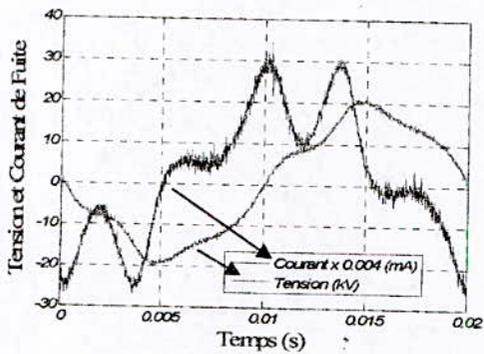


b) Après 10 minutes, taux de distorsion = 17.33 % et Déphasage = 39.6 °

Fig. 9. Forme du courant de fuite, pour un niveau de la tension appliquée de 9 kV



a) A l'instant d'application de la tension, taux de distorsion = 9.72 % et déphasage = 8.1°



b) Après 10 minutes, taux de distorsion = 43.66 %, Déphasage = 71.28°

Fig. 10. Forme du courant de fuite, pour un niveau de la tension appliquée de 15 kV

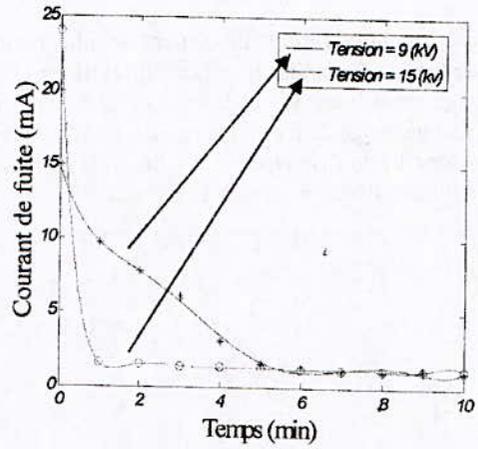


Fig. 11. Amplitude courant de fuite en fonction du temps d'application de la tension

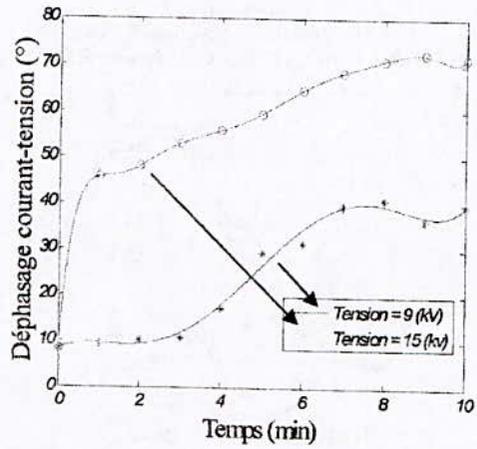


Fig. 12. Déphasage en fonction du temps d'application

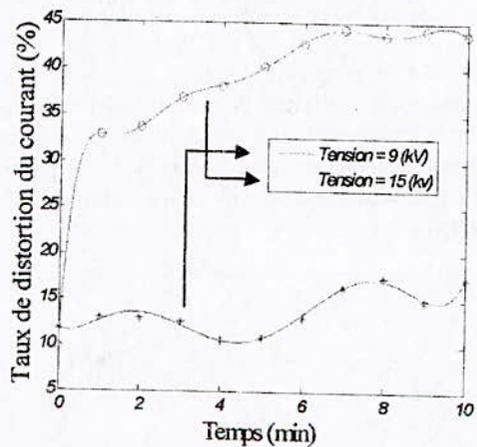


Fig. 13. Taux de distorsion en fonction du temps d'application de la tension

V. CONCLUSIONS

Il ressort de notre travail les conclusions suivantes :

- La valeur crête du courant de fuite est liée à la sévérité de la pollution ; plus la couche est conductrice plus le courant est important. Ce dernier nous informe, par conséquent, sur l'état de surface des isolateurs pollués.
- L'analyse fréquentielle de la tension appliquée illustre la présence des trois premiers harmoniques impaires (3, 5 et 7), dont le cinquième est le plus important. Ces harmoniques proviennent d'une part du réseau d'alimentation, et d'autre part de la non linéarité du circuit magnétique du transformateur.
- Pour un isolateur complètement humidifié, le courant de fuite et la tension appliquée, possédant la même forme pseudo sinusoïdale, ils sont pratiquement en phase. L'évaporation de la couche humide due à la circulation du courant de fuite, crée des zones sèches, ce qui rend le courant en avance sur la tension et le taux des harmoniques (3, 5, 7) générés augmente. Les zones sèches présentent des capacités qui forment avec la résistance de la partie humide un circuit amplificateur des harmoniques qui existent déjà dans la tension.
- L'augmentation de la conductivité engendre l'augmentation du caractère résistif se traduisant par un accroissement du courant et une diminution du déphasage.

REFERENCES

- [1] Z. Aydogmus, M. Cebeci, "A new flashover dynamic model of polluted HV insulator", IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul., Vol. 11, pp. 577-584, 2004.
- [2] K. Amriche, S. Benayad, "Modélisation des principales caractéristiques d'un isolateur pollué sous tension continue", Mémoire de projet de fin d'études, Génie Electrique, USTHB, 2004.
- [3] C. Prévé, "Les réseaux électriques industriels 2", Edition Lavoisier 2005.
- [4] F. Meghnefi, C. Volat, M. Farzaneh, "Temporal and frequency analysis of the leakage current of a station post insulator during ice accretion", IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul., Vol. 14, No. 6, pp. 1381-1389, December 2007.
- [5] S. Kumagi, B. Marungsri, H. Shinokubo, R. Matsuoka, N. Yoshimura, "Comparison of leakage current and aging of silicone rubbers and porcelain in both field and salt-fog tests", IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul., Vol. 13, No. 6, pp. 1286-1302, December 2006.
- [6] S. Kumagi, N. Yoshimura, "Leakage current characterization for estimating the conditions of ceramic and polymeric insulating surfaces", IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul., Vol. 11, No. 4, pp. 681-690, August 2004.

- [7] CEI 60-1, Comité Electrotechnique Internationale, Techniques des essais à haute tension, deuxième édition 1989-11.

MODELISATION EXPERIMENTALE DU CONTOURNEMENT PAR LA METHODE DES PLANS D'EXPERIENCES

F.Sahraoui, S.Flazi , A.Ouis

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran M.B,
Faculté de Génie Electrique, BP.1505 Oran El Manouar, 31000 (Algérie)

Abstract—the phenomenon study of flashover needs the use of many experimental technics, analytical and numerical methods. In this actual work, we interest to study the influence of geometrical and electrical parameters of flashover, and the modeling critical voltage of flashover using the methodologies of experimental designs .The factors which are chosen depend on the geometrical form of the experimental model and the characteristic of pollution the results found permit to propose mathematical model that present critical voltage according to the former factors.

Résumé : L'étude du phénomène du contournement exige l'utilisation de plusieurs techniques expérimentale et des méthodes analytiques et numériques, dans ce présent travail nous sommes intéressé à d'étudier l'influence des paramètres géométriques et électriques sur le contournement et de modéliser la tension critique du contournement en utilisant la méthode des plans d'expériences, les facteurs qui ont été choisis dépendent de la forme géométrique du modèle expérimental ainsi la caractéristique de la pollution .Les résultats obtenus ont permis de proposer un modèle mathématique d'une forme polynomiale qui présente la tension critique en fonction des facteurs choisis.

Les mots clés — Haute tension, isolateur, contournement, pollution, décharge électrique, méthode des plans d'expériences.

I. INTRODUCTION

La plupart des modèles expérimentaux utilisés pour l'étude du contournement s'inscrivent dans la continuité du modèle d'Obenaus. On constate que ce modèle concorde assez bien avec les résultats d'essais obtenus par certains chercheurs. Mais la concordance au niveau d'un isolateur réel est plutôt médiocre [1,2].

L'étude de l'influence des paramètres géométriques et électriques d'isolateur est simplifiée par le fait de l'utilisation soit des modèles simple très loin de la forme réel d'isolateur avec un nombre des paramètres relativement petit, ou des modèles proches du cas réel avec un nombre important des paramètres, mais dans ce cas le nombre d'expériences soit très important et l'analyse des résultats est difficile, pour simplifier

cette étude nous avons appliqué la méthode des plans d'expériences qui permet d'optimiser le nombre d'expériences et aussi faciliter l'analyse des résultats et trouver l'influence de chaque paramètre, ainsi l'influence de couples des paramètres simultanément, et donner un modèle mathématique simple rassemble tous les paramètres influant.

II. PLANS D'EXPERIENCES

La méthode des plans d'expériences représente un outil parmi d'autres qui permet d'améliorer d'une façon importante la qualité des produits et des procédés .elle offre de nombreux avantages :

- Diminution de nombre des essais
- Nombre des facteurs étudiés très grand
- Détection des interactions entre les facteurs
- Meilleurs précisions sur les résultats
- Optimisation des résultats
- Modélisation mathématique des résultats

(Présentation des réponses sous forme ampérien)

La planification des expériences consiste à préparer des programmes d'essais, en fonction d'un modèle statistique établi afin d'atteindre les objectifs fixés aux essais de la façon la plus efficace et la plus économique [3, 4,5].

III. LOGICIEL UTILISÉ

Les logiciels des plans d'expériences sont inclus dans

Des logiciels de statistiques. Ces logiciels nécessitent une bonne connaissance de la méthode des plans d'expériences, ils permettent d'effectuer facilement plusieurs opérations [6] :

- Construction des plans d'expériences; plan factoriel Complet, plan factoriel fractionnaire, plan composite.....
- Interprétation et analyse ; calcul des effets, des interactions Des coefficients du modèle mathématique, modélisation, Calcul des réponses prédites,
- Représentation graphique; diagramme des effets, diagramme
- Des interactions, les courbes de la variation des réponses en Fonction des facteurs (courbe iso réponses en 2-D ou 3-D)
- Aide 'help': tutorial; aide en ligne; possibilité d'importer et D'exporter des fichiers des données dans différents formats.

Pour ce travail on utilise le logiciel Modde 5.0 de la société Umetrics ; ce logiciel est un programme de Windows pour la génération et l'évaluation des conceptions expérimentales statistiques .Il est spécialisé pour la construction et l'analyse des différents plans d'expériences, il utilise soit la méthode des moindres carrée usuelle (MLR) ou la méthode des moindres carrée partielle (PLS) pour estimé les coefficients des termes du modèle.

IV. DESCRIPTION DU MODELE EXPERIMENTAL

Dans une plaque de plexiglas on creuse un bac circulaire d'un rayon 'r' et d'une profondeur 'e', que l'on remplit d'un électrolyte(l'eau distillée + Chlorure de Sodium)simulant la surface polluée ,on place une électrode de masse en cuivre le long de la périphérique intérieure du bac, au dessus de l'électrolyte on place perpendiculairement l'électrode haute tension d'une forme cylindrique pointue ,l'intervalle entre l'électrolyte et l'électrode haute tension représente la largeur de la bande sèche(Fig.1). A l'aide d'une matière isolante on fait dériver de cette cellule trois cellules élémentaires d'angles différentes (90°,180° 270°) (Fig.2).On assurant ce model expérimental, on peut effectuer plusieurs et différents expériences sur ces cellules.

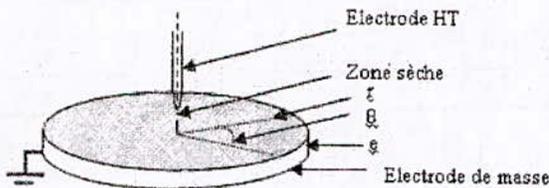


Fig. 1: Cellule de mesure

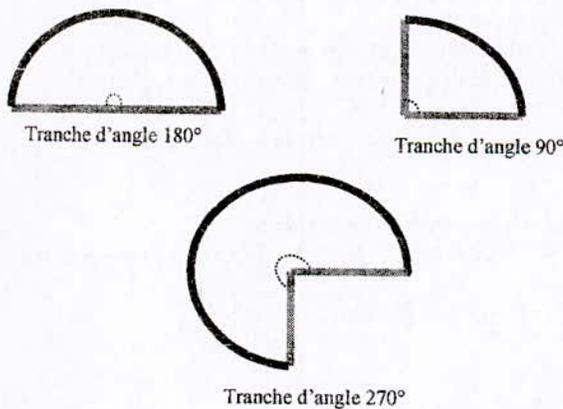


Fig. 2: cellules de 90°, 180°, 270°

V. ÉTUDE EXPERIMENTALE

Méthode classique

Le principe de notre étude expérimentale consiste à mesurer la tension critique du contournement en variant un paramètre et en fixant les autres, ces paramètres représentent

les paramètres géométriques et électriques d'un isolateur pollué.

1. Grandeur mesurable;

- La tension critique du contournement $U_c(KV)$

2. Paramètres géométriques et électriques ;

- Le rayon 'r' varie entre 10cm et 13.7cm
- L'épaisseur 'e' varie entre 0.3cm et 0.7cm
- La résistivité 'ρ' varie entre 2.5 KΩ.cm et 10KΩ.cm
- L'angle 'θ' varie entre 90° ,180°et 270°

Les résultats expérimentaux de la variation de la tension critique du contournement en fonction de la variation des

Paramètres suscités sont portés sur le tableau I, et présentés sur les courbes (fig.3, 4, 5, 6, 7,8) tel que le nombre des expériences est 81 expériences, ces résultats montrent :

- Que La tension critique du contournement est influencée par La variation de l'épaisseur et la résistivité du l'électrolyte le Rayon de la cellule.
- Que la variation de l'angle du secteur n'influe plus sur la Tension critique du contournement.

Tableau I

θ°	r (cm)	e (cm)	$U_c(KV)$	$U_c(KV)$	$U_c(KV)$
			$\rho = 10K\Omega.cm$	$\rho = 6.25K\Omega.cm$	$\rho = 2.5K\Omega.cm$
90°	13.7	0.3	12	9.8	7.4
		0.5	11.2	8.8	6.5
		0.7	9.8	8.4	6.5
	11.8	0.3	11.2	9.3	6.5
		0.5	10.2	8.3	6
		0.7	9.3	7.4	5.6
	10	0.3	9.8	7.9	6
		0.5	8.8	7.4	5.6
		0.7	8	6.5	5
180°	13.7	0.3	12	9.8	7.4
		0.5	11.2	8.8	6.5
		0.7	9.8	8.4	6.5
	11.8	0.3	11.2	9.3	6.5
		0.5	10.2	8.3	6
		0.7	8.4	7.4	5.6
	10	0.3	9.8	7.9	6.5
		0.5	8.4	7.4	5.6
		0.7	8	6.5	5
270°	13.7	0.3	12	9.8	7.4
		0.5	11.7	8.8	6.5
		0.7	9.8	8.4	6.5
	11.8	0.3	11.2	9.3	6.5
		0.5	10.2	8.3	6
		0.7	9.3	7.4	5.6
	10	0.3	9.8	7.9	6
		0.5	8.4	7.4	5.6
		0.7	8	6.5	5

La variation de la tension en fonction du rayon et l'angle de la cellule et l'épaisseur et la résistivité de l'électrolyte

A partir de ces remarques on tire que les principaux paramètres influençant sur la tension critique de contournement sont : la résistivité et l'épaisseur de l'électrolyte, le rayon de la cellule.

L'étude expérimentale de l'influence des paramètres électriques et géométriques à nécessité la réalisation plus de

81 expériences, par contre la méthode des plans d'expériences demande la réalisation de peu d'expériences.

VI. VALIDATION PAR LA METHODE DES PLANS D'EXPERIENCES

Premièrement il faut prendre un temps de réflexion pour le choix du genre de plan approprié qui puisse modéliser le phénomène avec plus de précision possible, dans ce travail on s'est intéressés à modéliser la tension critique du contournement en utilisant un plans complet point centré, qui permet d'établir un modèle de premier degré avec une meilleure précision.

A. Choix des facteurs et de réponse

Le modèle expérimental choisi pour l'application de la méthode des plans d'expériences regroupe 4 facteurs et une réponse, sur le tableau II on porte les désignations des facteurs et leurs niveaux de variation et la désignation de la réponse.

Tableau II

Facteurs	Angle (θ°)	Résistivité (ρ)	Rayon (r)	Epaisseur (e)
Niveau bas (-)	90°	2.5KΩ.cm	10 cm	0.3cm
Niveau haut (+)	270°	10 KΩ.cm	13.7 cm	0.7cm
Réponse	Tension critique du cont Uc(KV)			

Domaine d'étude

B. Plan complet point centré

Le plan complet point centré s'appuie sur le plan factoriel complet, tel que la matrice d'expérience est construite à partir de la matrice du plan complet plus trois expériences supplémentaires réalisées au centre du domaine d'étude. Le nombre d'expérience :

$$n=2^4+3=19 \text{ expériences à réaliser.}$$

Sur le tableau III on porte les résultats du plan factoriel et les résultats des trois expériences réalisées au centre du domaine d'étude, une fois la matrice d'expériences réalisées, nous introduisons les valeurs mesurées de la tension critique du contournement dans le logiciel modde5.0 qui permet d'effectuer des différentes tâches.

Tableau III

N°Essais	ρ(KΩ.cm)	e(cm)	r(cm)	θ(°)	Uc(KV)
1	2.5	0.3	10	90	6
2	10	0.3	10	90	9,8
3	2.5	0.7	10	90	5
4	10	0.7	10	90	8
5	2.5	0.3	13.7	90	7,4
6	10	0.3	13.7	90	12
7	2.5	0.7	13.7	90	6,5
8	10	0.7	13.7	90	9,8
9	2.5	0.3	10	270	6
10	10	0.3	10	270	9,8
11	2.5	0.7	10	270	5
12	10	0.7	10	270	8
13	2.5	0.3	13.7	270	7,4
14	10	0.3	13.7	270	12
15	2.5	0.7	13.7	270	6,5
16	10	0.7	13.7	270	9,8
17	6.25	0.5	11.85	180	8,3
18	6.25	0.5	11.85	180	8,3
19	6.25	0.5	11.85	180	8,3

Matrice d'expérience plan point centré

A l'aide du logiciel on remarque :

- Que toutes les expériences sont situées à l'intérieur des Limites de validation.
- Que le coefficient de prédiction $Q^2=0.996$ est proche du Coefficient de détermination $R^2=0.997$, $R^2_{adj}=0.99$
- $Q^2 \leq R^2 < 1$

A partir de ces résultats on accepte le plan factoriel point centre.

C. Etude de la signification des effets

Pour l'étude de la signification des effets on va utiliser le test

statistique <<ti>> de Student :
$$t_i = \frac{a_i}{s_i}$$

a_i : Effet

s_i : Variance

Le test de Student permet de détecter l'influence de chaque facteurs (ρ, r, e, θ) ainsi l'influence de l'interaction entre les facteurs (ρ * e, ρ * r, ρ * θ, e * r, e * θ, r * θ).

La table de Student donne, pour un risque de 5% avec $v = n-p = 19-11=8$; $t_{\alpha;v}(0,05; 8)=2.31$. Un effet sera significatif au risque de 5% si le test statistique <<ti>> correspondant est supérieur à 2.31 (tirer du table de Student). En faisant le même calcul pour tous les variables, on obtient le tableau IV.

Tableau IV

Variable	Effet	ti	Résultats
Constant	8,1079	255,545	Significatif
ρ	1,830	57,758	significatif
e	-0,784	24,753	Significatif
r	0,842	26,587	Significatif
θ	-0,029	0,9168	Non Significatif
$\rho * e$	-0,261	8,251	Significatif
$\rho * r$	0,203	6,417	Significatif
$\rho * \theta$	0,029	0,916	Non Significatif
$e * r$	-0,087	2,75	Significatif
$e * \theta$	-0,029	0,916	Non Significatif
$r * \theta$	-0,029	0,916	Non Significatif

Test de signification de Student

D'après le tableau IV ; on tire :

- Que L'angle n'est pas significatif.
- Que Les facteurs, épaisseur, rayon, résistivité, sont Significatifs.
- Que Les interactions entre l'angle et l'épaisseur; rayon et Angle; angle et résistivité sont moins significatives.

D. de confiance des effets du modèle

La valeur prédite s'écarte toujours de la valeur vraie, donc la valeur vraie a un certain nombre de chances d'être comprise dans un intervalle autour de la valeur prédite, cet intervalle s'appelle intervalle de confiance. Un intervalle de confiance d'un effet a_i au risque de 5%, pour les coefficients du modèle, est donné par :

$$[a_i - t_i(\alpha, v) s_i , a_i + t_i(\alpha, v) s_i] = [a_i - 2.31 * 0.031 , a_i + 2.31 * 0.031]$$

E. Qualité du modèle

-1 Qualité descriptive du modèle :

A partir de l'analyse du modèle, le coefficient de détermination $R^2=0.997$.

Pour comparer la qualité descriptive de différents modèles, on utilise le coefficient de détermination ajusté $R^2_{Adj}= 0,99$.

Plus la valeur du coefficient de détermination ajusté est proche de 1, plus la qualité descriptive du modèle est satisfaisante.

- 2 Qualité prédictive du modèle

La qualité prédictive du modèle est définie à partir du calcul de coefficient Q^2 .

$$Q^2=0.996$$

Plus la valeur du coefficient Q^2 est proche de 1 plus la qualité prédictive du modèle est satisfaisante.

En éliminant les effets non significatifs, on obtient le modèle mathématique de premier degré d'une forme poly nominale :

$$U_c = 8.047 + 1.9 * \rho - 0.8 * e + 0.8 * r - 0.2 * \rho * e + 0.2 * \rho * r - 0.1 * e * r$$

Ce modèle montre clairement le rôle significatif de la résistivité et le rayon et l'épaisseur et le rôle non significatif de l'angle du modèle.

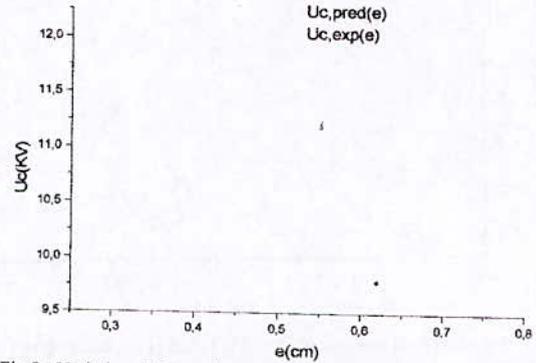


Fig.3 : Variation de la tension critique de la tension du contournement en fonction de l'épaisseur ($\rho = 10K\Omega.cm$; $r=13.7cm$, $\theta = 90^\circ$)

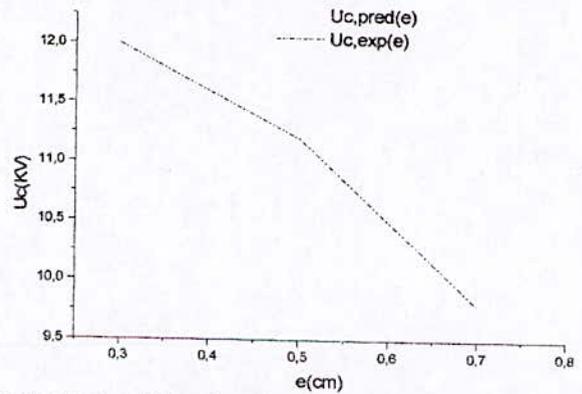


Fig.4 : Variation de la tension critique de la tension contournement en fonction de l'épaisseur ($\rho = 10K\Omega.cm$; $r=13.7cm$, $\theta = 180^\circ$)

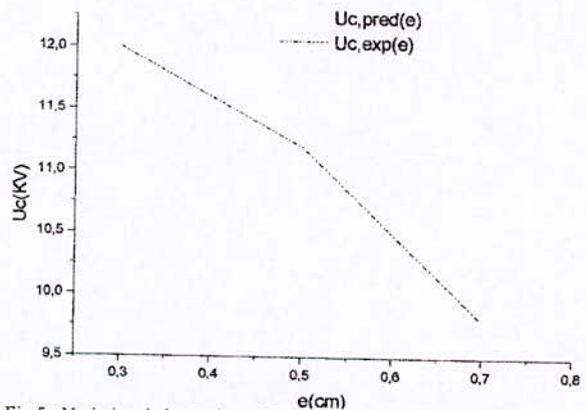


Fig.5 : Variation de la tension critique de la tension du contournement en fonction de l'épaisseur ($\rho = 10K\Omega.cm$; $r=13.7cm$, $\theta = 270^\circ$)

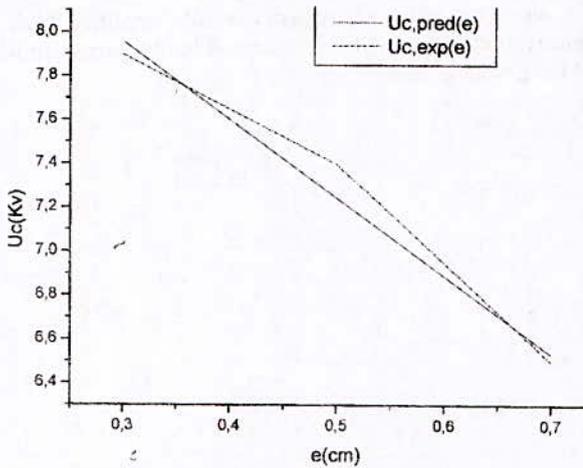


Fig.6 : Variation de la tension critique de la tension du contournement en fonction de l'épaisseur ($\rho = 6.25K\Omega.cm$; $r=10cm$, $\theta = 90^\circ$)

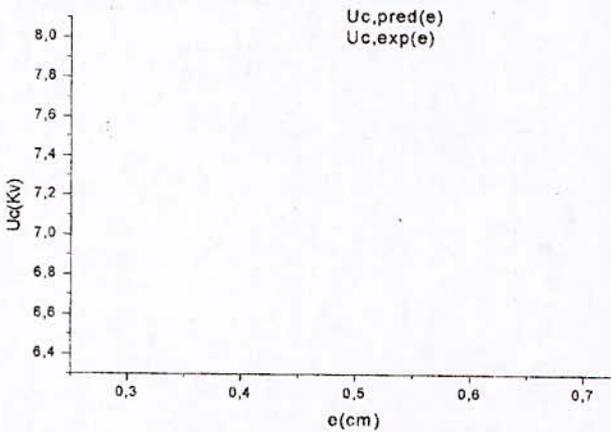


Fig.7 : Variation de la tension critique de la tension du contournement en fonction de l'épaisseur ($\rho = 6.25K\Omega.cm$; $r=10cm$, $\theta = 180^\circ$)

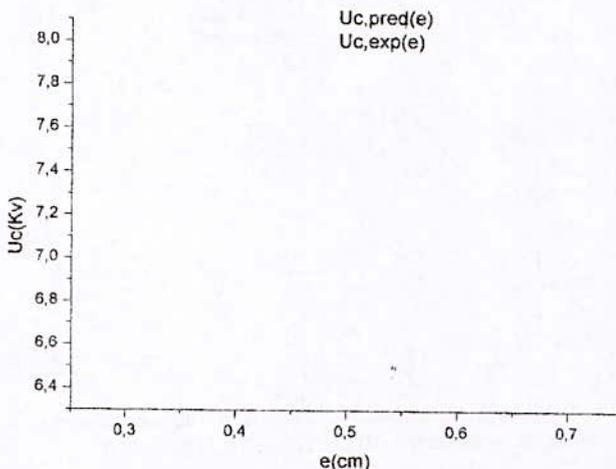


Fig.8 : Variation de la tension critique de la tension du contournement en fonction de l'épaisseur ($\rho = 6.25K\Omega.cm$; $r=10cm$, $\theta = 270^\circ$)

On compare les résultats expérimentaux avec les résultats prédits par le modèle tiré en appliquant la méthode des plans

d'expériences, on remarque que les résultats expérimentaux et les résultats prédits convergent (Fig.3.4.5.6.7.8).

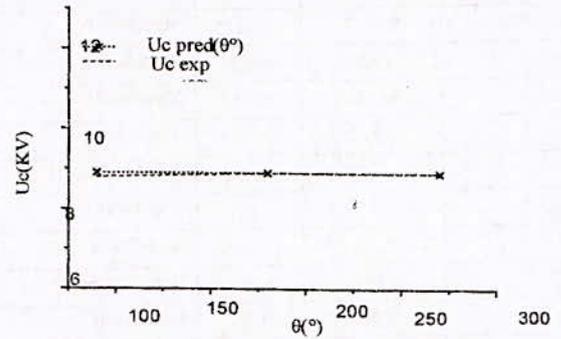


Fig.9 : La comparaison entre la tension critique du contournement prédite et celle expérimentale en fonction de l'angle du secteur $U_{c,exp}(\theta), U_{c,pred}(\theta)$.

La figure 9 illustre le rôle non significatif de la variation d'angle sur la tension critique par la méthode classique et la méthode des plans d'expériences.

VII.CONCLUSION

Ce travail nous a permis d'élaborer un modèle prédictif de la tension critique du contournement basé sur des résultats expérimentaux. Nous avons remarqué que les valeurs de la tension critique prédites par le logiciel Modde 5.0 convergent avec les valeurs obtenues par la méthode expérimentale (classique), de plus le nombre des essais expérimentaux a été réduit de 81 expériences à seulement 19 expériences. La méthode des plans d'expériences nous a permis aussi de détecter l'influence de chaque paramètre ainsi l'influence simultanée de ces dernier sur la tension critique du contournement.

Donc on peut dire que la méthode des plans d'expériences est un outil qui peut être appliqué pour l'étude et la modélisation du phénomène du contournement.

REFERENCES

- [1] S. Flazi, N. Boukhenoufa and A.Ouis, " Critical Condition of DC Flashover on a Circular Sector Model ", *IEEE Transaction et dielectrics and insulation* December 2006 Volume13,issue 6,p.1335-1341
- [2] V.T. Kontargyri , A.A. Gialketsi, G.J. Tsekouras, I.F. Gonos, I.A. Stathopoulos , "Design of an artificial neural I network for the Estimation of the flashover voltage on insulators". *ELSEVIER19* December 2006
- [3] J.Goupy , " Introduction aux plans d'expériences ", 2eme Edition, *DUNOD*, Paris 2001.
- [4] M.Rezzouga, A.Tilmatine, K.Medles , M.Youness, L.Dascalescu " Modélisation expérimentale de la décharge couronne dans une configuration Pointe Plan", *conf. SEE*, Grenoble , France, 2006.
- [5] K.Medles,A.Tilmatine,A.Bendaoud,M.Younes,M.Rahli,L.Dascalescu "Set point identification and robustness testing of electrostatic Separation processes",*IEEE Trans.Ind.Appl*,2006,(In Press).
- [6] Umetrics AB, "Modde 5.0 .User Guide and Tutorial"

Prediction of Contamination Severity to Dimensioning Insulators Under non-Uniform Pollution Conditions

Z. Sahli, R. Boudissa, A. Mekhaldi, S. Boudrahem, H. Djoudi, C. Birouche

Abstract— Surface tracking on solid insulators is one of the most severe breakdown mechanisms. Accurate assessment of real insulation conditions can be achieved by using the statistical techniques that assist the measurement and monitoring of contamination severity.

The uncertainties that surround the exact physical mechanisms underlying the mathematical models, it has been shown that it is possible to include in the assessment of insulator performance such as contamination accumulation that is predicted by using short historical of chemical components and atmospheric conditions. The results from this work are useful to predict the contamination severity.

Index Terms— Flashover, insulation, non uniform pollution, severity of pollution, regression analysis.

I. INTRODUCTION

POWER supply interruptions are known to cause huge losses to society with estimates of \$ 80-100 billion annually [1, 2]. Momentary interruption of one second or less that are typical when insulators flashover, have the same impact as a long term interruption of one hour or more for industries involving continuous process manufacturing such as semiconductors and mining. The reliability of power supply is intimately tied to the ability of insulators to operate

satisfactorily under all conditions. The presence of contamination and moisture on the insulator surface initiates arcing activity and can cause flashover at the normal operating voltage.

Flashover of the surface of a polluted insulator depends on different parameters from air gap flashover. The flashover processes of contaminated outdoor insulators are greatly influenced by the insulator profile, insulator average diameter, voltage distribution and capacitance, type of pollution, non-uniform pollution, chemical elements concentration present in the air, air density...

The dimensioning of the insulators with respect to pollution was always made on the basis of curve of performance of the real insulators in uniform pollution whereas the results of several authors [3-5] showed that the distribution of pollution on the surface of the real insulators of the electrical networks crossing polluted areas is not uniform.

Because of the interaction between the insulator and the polluting environment is so complex that it has largely defied mathematical modelling without simplifying assumptions, this make the treatment of the problem by statistical models quite attractive. The predicting flashover performance of ceramic, glass and silicone rubber insulation under non-uniform pollution by statistical models that based on field experience and laboratory tests are invaluable as they significantly reduce the time and labour involved in insulators design and selection. The majority of the variables to be predicted (flashover voltage, leakage current, the severity of pollution) are depending on several independent variables. The use of the simple regression is unable to take account of more than one independent variable, for that the use of the multiple regressions proves to be essential.

II. STATISTICAL MODELS

In an earlier work [6-8], the authors have combined experiments and simple regression analysis to extend the useful range of models for estimating flashover performance of insulators under contaminated conditions. The Svenkataraman approach uses only one independent variable [6]. The regressor variable must include other independent variables as arcing lengths, which have a great influence on the pollution layer resistance.

Manuscript received December, 2008. This work was supported in part by the Laboratory of Electrical Engineering, University A. Mira of Bejaia, ALGERIA, Laboratory of High Voltage, Polytechnic National School of Algiers, ALGERIA, Laboratory of Technology of Materials and Engineering of the Processes, University A. Mira of Bejaia, ALGERIA,

Z. Sahli is with Laboratory of Electrical Engineering, University A. Mira of Bejaia, ALGERIA. and department of electrical engineering, University M. Mammeri, Tizi ousou, ALGERIA. Phone : 0550 795 128, e-mail : sahlizahir@yahoo.fr

R. Boudissa is with Laboratory of Electrical Engineering, University A. Mira of Bejaia, ALGERIA. and department of electrical engineering, University A. Mira of Bejaia, ALGERIA. Phone : 0793 910 850;

Ab. Mekhaldi is with Laboratory of High Voltage, Polytechnic National School of Algiers, ALGERIA.

S. Boudrahem is with Laboratory of Technology of Materials and Engineering of the Processes, Université A. MIRA, Béjaia, Algérie

H. Djoudi is with department of electrical engineering, University M. Mammeri, Tizi ousou, ALGERIA.

B. Chafik is with department of electrical engineering, University M. Mammeri, Tizi ousou, ALGERIA.

The first statistical model in this work is aimed at predicting the contamination severity (Response Variable) expressed as superficial conductivity and equivalent salt deposition density (ESDD) for different exposure periods of pollution collectors, atmospheric conditions (rain, wind, dust...) and concentration of chemical composition of the contaminants (Regressor Variables). The second is aimed at predicting the leakage current (Response Variable) as a function of applied voltage, contamination severity and arcing lengths (Regressor Variables). The last is aimed at predicting flashover voltage (Response Variable) as a function of contamination severity (Regressor Variables). The generic form of multiple regression models is given by the equation below

$$y = b_0 + b_1x_1 + \varepsilon_1 + b_2x_2 + \varepsilon_2 + b_3x_3 + \varepsilon_3 + \dots + b_nx_n + \varepsilon_n$$

$$y = b_0 + \sum_{i=1}^n b_i x_i + \varepsilon_i$$

Where:

- y – Response variable
- b₀ – Intercept
- b_i – Slops
- x_i – Regressor or predictors variables
- ε_i – Errors

The developed multiple regression model is valid only when certain assumptions are satisfied. The basic assumptions to be checked are as follows [8, 9].

Normal distribution of errors. This aspect is inferred through normal probability plot of residuals.

Zero mean and constant variance of errors. This is ensured through plot of residuals and predicted data.

Errors are uncorrelated, which is observed through plot of residuals and runorder.

With respect to normal probability plot of residuals, these should lie approximately in a straight line. A "fat pencil test" can be performed on the obtained plot. The data points should lie within an imaginary fat pencil when placed along the line of points. If this is true, then the data points can be assumed to be normally distributed. In ensuring normality more emphasis should be given for data points that are in the center than in the extreme [8, 9].

If the residual plot is structureless, that is, if the plot between the residuals and predicted values does not indicate any specific shape, the assumption of constant variance is valid. In particular, the residual should not be related to any variable including the predicted response. A random scatter of points is usually obtained when this assumption is true. Shapes such as an outward opening funnel, megaphone and double bow are observed if this assumption is violated [8, 9]

A plot of residuals and runorder is helpful to detect correlation between residuals. Ideally, a horizontal band would enclose all residuals and these would fluctuate more or less in a random manner within the band. There should not be any obvious trend discernable from the plot. If this is the case, the assumption of independence of errors is not violated. Violation typically causes either positive or negative autocorrelation. Randomization should be performed to avoid the violation of this assumption. In all the models developed in

this work the validity of assumptions was checked and found to be satisfactory [8, 9].

Experimental Setup and Procedure Insulator Pollution Monitoring

The collectors of pollution were exposed during six months in an important industrial park to some meter of southern bank of the Mediterranean (Town of Bejaia, Algeria). Each week three collectors are taken; the degree of contamination severity of each collector is measured. The value selected is the arithmetic mean of the three values obtained.

The experiments were performed for site that correspond to contamination severity of levels 2 and 3 (moderate to high) of the IEC 815 report [10]. These levels are typical for many outdoor locations where insulator flashover problems are encountered.

To determine the surface conductivity two methods are used.

Monitoring Based on Surface Conductivity [11]

The surface conductivity measure consists of two rectangular stainless steel electrodes. An absorbent strip clamped between the two electrodes. The strip is wetted with distilled water and pressed by a handle against on the pollution layer of the measured insulator. A measurement of the current flowing between the tow electrodes is carried out. The layer conductivity is then calculated and displayed. The formation of contamination layers is also influenced by the electrostatic force acting on the dust particles. Indeed, under DC voltage, the electric field can lead to a very irregular pollution and to inhomogeneity of the layer conductivity. So the value of surface conductivity selected is the average of about fifty measurements on the same insulator.

Monitoring Based on ESDD [12-14]

These monitors consist essentially of a pilot insulator which is exposed to the pollution in the site where measurements are required. The pilot insulators is mounted at a similar height as the other insulators and situated in a suitable position to be representative of the site. The pilot insulator is exposed for a certain period and is automatically put into a small quantity of distilled water in a washing tank. The contaminants on the pilot insulator are washed off and dissolved into the washing water. The conductivity of the washing water is measured and is used to calculate the ESDD.

The measures of the ESDD and/or the surface conductivity are not sufficient to construct a reliable statistical model to predict the pollution level. The conductivity measurements are coupled with a chemical analysis of the contamination and the atmospheric conditions.

The climatic conditions, which have a great influence on the accumulation and on the severity of pollution, can be listed by observers like literary values.

Force and abundance of rain: Very strong rain, strong rain, mean rain, weak rain.

Force of the wind: very strong wind, strong wind, moderate wind, sand wind, dust and level of suspended particle in the air.

Moisture: Strong moisture, average moisture, low moisture, fog, drizzle, turned pink.

A linear numerical series (CLIMAT) correlated well with the degree of severity of pollution is obtained by assignment with each factor a numerical coefficient.

The principal chemical components listed in the solutions in which the collectors of pollution were washed are the Chloride Cl^- , Calcium Ca^{+2} , Magnesium Mg^{+2} , Nitrates NO_2^- and NO_3^{-2} , the oxide of sulphate SO_4^{-2} , Iron Fe^{+2} , Sodium Na^+ , Potassium K^+ , and Lead Pb^{+2} .

The concentrations of the ions Fe^{+2} , Na^+ , K^+ and Pb^{+2} are obtained by Atomic Absorption Spectrophotometer (AAS), the ions Ca^{+2} and Mg^{+2} are proportioned according to the complexometric method, the chloride following the MOHR method and Nitrates according to the method of ZAMBALI [15, 16].

III. RESULTS AND DISCUSSION

A. Degree of Severity Model

For the construction of the statistical model by the multiple regression method, we must sort out by ascending order the surface conductivity value to have linearity between the dependent variable and the independent variables.

Figure 2 shows the layer conductivity at 95 % prediction interval versus time. Degree of severity was obtained experimentally for duration that varied from 1 to 24 week. Means of upper limit and lower limit represent the pollution severity degree predicted by the detailed statistical model in following table:

Where,

σ – Surface conductivity (μS)

C_i – Concentration expressed in mg/l of the chemical element i

SE coef – Standard error coefficient

T – Standard "T" Statistic

P – Probability of testing the significance of null hypothesis

S – Standard deviation

F – Standard "F" Statistic

R^2 – Residual sum of squares

R^2 (adj) – Adjusted residual sum of squares

DF – Degrees of freedom

SS – Sum of squares

MS – Mean sum of squares

A high value of R^2 (adj), indicates that the model is capable of explaining the variability in a wide rang. And a high "F" ratio and low "P" value mean that the model is highly significant. The developed models were validated by the following methods:

- Analyzing model coefficients, predicted values and using prior experience, and physical theory.
- Data splitting technique in which some of original data is not used for model building and used to investigate predictive performance of the model.

TABLE I
Statistical Results of Concentration (C_i) and Climatic Conditions (CLIMAT) Based Model

The regression equation is

$$\sigma = 210.41 - 0.03C_{Mg^{+2}} - 0.17C_{Cl^-} - 0.20C_{NO_2^{-1}} + 0.187C_{SO_4^{-2}} + 0.122C_{PO_4} + 0.109C_{NO_3^{-2}} + 0.427C_{Fe^{+2}} - 0.18C_{K^+} + 0.188C_{Pb^{+2}} + 0.202 CLIMAT$$

Predictor	Coef	SE Coef	T	P
Constant	210.41	47.36	4.44	0.021
$C_{Mg^{+2}}$	-0.03	0.012	-2.66	0.076
C_{Cl^-}	-0.17	0.038	-4.45	0.021
$C_{NO_2^{-1}}$	-0.20	0.053	-3.76	0.032
$C_{SO_4^{-2}}$	0.187	0.052	3.60	0.036
C_{PO_4}	0.122	0.031	3.98	0.028
$C_{NO_3^{-2}}$	0.109	0.056	1.97	0.143
$C_{Fe^{+2}}$	0.427	0.074	5.78	0.010
C_{K^+}	-0.18	0.046	-4.04	0.027
$C_{Pb^{+2}}$	0.188	0.043	4.35	0.022
CLIMAT	0.202	0.040	5.10	0.014

S = 1.299 $R^2 = 99.96\%$ R^2 (adj) = 99.83 %

Analysis of variance

Source	DF	SS	MS	F	P
Regression	10	12620	1262.0	747.98	0.00
Residual Error	3	5.06	1.687		

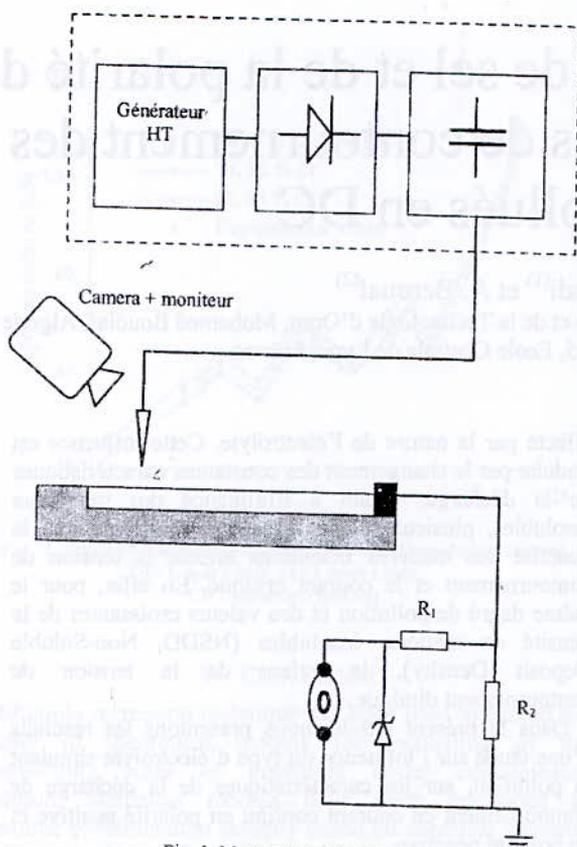


Fig. 1. Montage expérimental

TABLEAU I
ELECTROLYTES UTILISES

Electrolyte	Constitution
1	NaCl + H ₂ O
2	KCl + H ₂ O
3	Na ₂ CO ₃ + H ₂ O
4	CuSO ₄ + H ₂ O

III. RESULTATS

Les figures 2 et 3 illustrent respectivement les variations de la tension et du courant critiques en fonction de la résistivité de la pollution dans les deux polarités pour tous les électrolytes. L'électrolyte à base de chlorure de sodium NaCl est pris comme pollution de référence. Nous remarquons que le courant critique diminue avec l'accroissement de la résistance linéique de la pollution contrairement à la tension qui elle augmente. Le point commun à tous les sels est que les tensions critiques en polarité positive sont supérieures à celles obtenues en polarité négative. Cette différence augmente avec les valeurs croissantes de la résistance linéique quel que soit le type d'électrolyte.

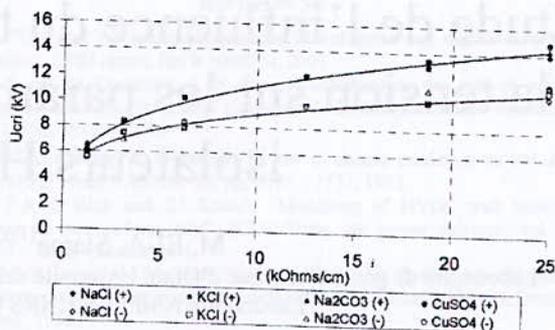


Fig. 2. Variations des tensions critiques en fonction de la résistance linéique.

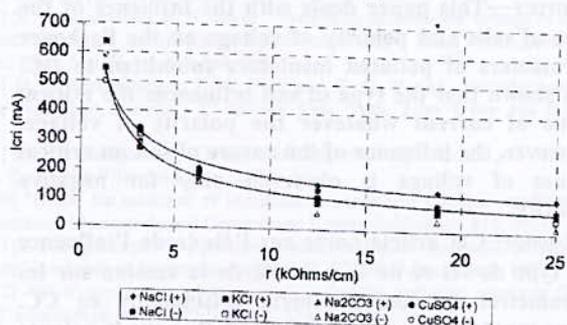


Fig. 3. Variations des courants critiques en fonction de la résistance linéique.

Aussi, pour certaines valeurs de la résistance obtenues avec certains sels, nous avons la même tension critique mais des courants différents et ce pour les deux polarités. Le tableau II donne les valeurs de courants critiques associés à des tensions critiques identiques mesurées pour une résistance de 12,5 kΩ/cm en polarité positive. D'après ce tableau, cette différence dépasse 50 mA.

TABLEAU II
TENSION ET COURANT CRITIQUE POUR R = 12,5 kΩ/cm

Electrolyte	NaCl	KCl	Na ₂ CO ₃	CuSO ₄
U _{cri} (kV)	12,09	12,09	12,09	12,09
I _{cri} (mA)	154,54	109,09	90,9	136,36

A. Tensions critiques

Les fluctuations de la tension critique autour de celle du NaCl ne sont pas importantes dans les deux polarités excepté pour le Na₂CO₃ pour les grandes résistances où l'écart est de 1 kV (Figure 2). Cette tendance ne change pas dans le cas de la polarité négative. Cependant, on remarque que les sels Na₂CO₃ et CuSO₄ s'écarte de la courbe de tendance du NaCl et présentent des tensions critiques plus importantes à partir de r = 12,5 kΩ/cm. Les tableaux III et IV illustrent l'écart relatif des tensions critiques donné par l'expression :

$$\Delta U_{cri} = 100 \cdot \frac{(U_{cri}^{NaCl} - U_{cri}^{XY})}{U_{cri}^{NaCl}} \quad (1)$$

où U_{cri}^{NaCl} est la tension critique du NaCl et U_{cri}^{XY} est la tension critique d'un autre électrolyte XY.

En polarité positive, les tensions critiques du KCl et du Na_2CO_3 sont identiques à celle du NaCl dans la gamme 3,125 k Ω /cm - 18,5 k Ω /cm (tableau III). La même tendance est respectée pour le CuSO_4 jusqu'à la valeur de $r = 12,5$ k Ω /cm. Au-dessous et au-dessus de cette valeur de la résistance, les écarts sont négatifs. En polarité négative, le KCl présente pratiquement les mêmes tensions critiques que le NaCl, sauf pour les grandes résistances ($r = 25$ k Ω /cm). Quant aux autres sels, on remarque une très forte fluctuation des écarts relatifs. Toutefois, le Na_2CO_3 présente des écarts négatifs avec l'augmentation de r à partir de 18,75 k Ω /cm.

B. Courants critiques

Les courants critiques varient selon le type d'électrolyte, sa conductivité et la polarité de la tension. Les courants critiques en polarité positive sont supérieurs à ceux mesurés en polarité négative. Les tableaux V et VI illustrent l'écart relatif entre les courants critiques sous une même polarité selon la relation :

$$\Delta I_{cri} = 100 \cdot \frac{(I_{cri}^{\text{NaCl}} - I_{cri}^{\text{XY}})}{I_{cri}^{\text{NaCl}}} \quad (2)$$

où I_{cri}^{NaCl} est le courant critique du NaCl et I_{cri}^{XY} est le courant critique d'un autre électrolyte XY.

TABLEAU III
ECART RELATIF DES TENSIONS CRITIQUES EN POLARITE POSITIVE

r (k Ω /cm)	KCl (+)	Na_2CO_3 (+)	CuSO_4 (+)
1,25	-7,78	-7,78	-0,08
3,125	0,00	0,00	0,00
6,25	0,00	0,00	0,00
12,5	0,00	0,00	0,00
18,75	0,00	0,00	-3,53
25	-6,67	-3,30	-6,67

TABLEAU IV
ECART TYPE DES TENSIONS CRITIQUES EN POLARITE NEGATIVE

r (k Ω /cm)	KCl (-)	Na_2CO_3 (-)	CuSO_4 (-)
1,25	0,00	-8,33	0,00
3,125	0,00	6,32	0,00
6,25	0,00	-5,95	-5,95
12,5	0,00	0,00	0,00
18,75	0,00	-9,09	0,00
25	-4,40	-8,70	-8,70

Nous remarquons qu'à partir de $r = 6,25$ k Ω /cm, l'écart relatif des courants augmente (tableau V). Autrement dit, le courant critique nécessaire à une solution de NaCl pour faire le contournement est supérieur à ceux des autres sels. Pour le cas des petites résistances, chaque sel présente une particularité. Pour le KCl, le courant critique

nécessaire est plus important que celui du NaCl. Pour le Na_2CO_3 , c'est le même courant. Pour le CuSO_4 , le courant n'a pas de tendance bien définie puisque l'écart passe d'une valeur positive à une valeur négative.

En polarité négative, les courants critiques mesurés avec le KCl et le Na_2CO_3 sont moins importants que ceux obtenus avec le NaCl pour conduire au contournement à partir de $r = 6,25$ k Ω /cm (tableau VI). Pour le cas des petites résistances, le Na_2CO_3 présente les mêmes courants critiques que celui du NaCl. Quant au CuSO_4 , nous constatons une très forte dispersion dans la gamme de résistance variant de 1,25 k Ω /cm à 12,5 k Ω /cm.

TABLEAU V
ECART RELATIF DES COURANTS CRITIQUES EN POLARITE POSITIVE

r (k Ω /cm)	KCl (+)	Na_2CO_3 (+)	CuSO_4 (+)
1,25	-7,69	0,00	7,69
3,125	-11,54	0,00	-15,38
6,25	6,67	15,56	2,22
12,50	29,41	41,18	11,76
18,75	41,67	53,34	33,34
25,00	40,00	40,00	40,00

TABLEAU VI
ECART RELATIF DES COURANTS CRITIQUES EN POLARITE NEGATIVE

r (k Ω /cm)	KCl (-)	Na_2CO_3 (-)	CuSO_4 (-)
1,25	0,00	0,00	8,33
3,125	-16,67	0,00	-16,67
6,25	10,59	17,65	10,59
12,5	0,00	37,50	-25,01
18,75	22,22	55,56	16,66
25	37,50	75,00	37,50

C. Influence de la polarité

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les tensions et courants critiques en polarité positive sont supérieurs à ceux mesurés en polarité négative. Cet aspect de la décharge du contournement est radicalement différent des phénomènes de décharges dans les gaz et sur les interfaces gaz/isolant solide. L'écart relatif des tensions et des courants critiques de chaque sel par rapport à la polarité positive a été estimé en utilisant les relations suivantes :

$$\Delta U_{cri} = 100 \cdot \frac{(U_{cri}^{\text{XY}(+)}) - U_{cri}^{\text{XY}(-)}}{U_{cri}^{\text{XY}(+)}} \quad (3)$$

$$\Delta I_{cri} = 100 \cdot \frac{(I_{cri}^{\text{XY}(+)}) - I_{cri}^{\text{XY}(-)}}{I_{cri}^{\text{XY}(+)}} \quad (4)$$

Les figures 4 et 5 illustrent l'écart des tensions critiques et des courants critiques selon les expressions (3) et (4).

D'après la figure 4, on voit que l'écart relatif des tensions critiques varie de 7% à 25%. La tendance

générale est que cet écart augmente avec la résistance de la pollution. Cependant, nous constatons une dispersion dans ces écarts selon le type de sel utilisé. En effet, le NaCl et le KCl présentent pratiquement les mêmes écarts, sauf pour la valeur de résistance de pollution égale à 1,25 kΩ/cm où l'écart relatif du KCl est plus important. Quant aux autres sels, à savoir, le Na₂CO₃ et le CuSO₄, on voit que leurs écarts relatifs augmentent progressivement avec l'accroissement de la résistance. Toutefois, on constate des différences entre ces écarts aux valeurs de résistances 3,125 kΩ/cm et 18,75 kΩ/cm.

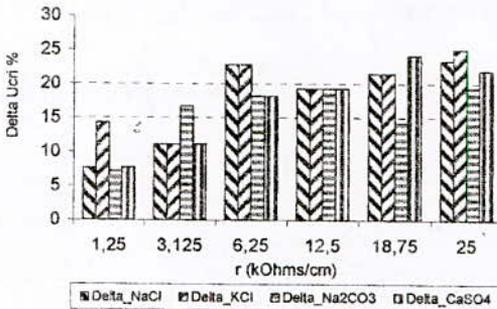


Fig. 4. Variations des écarts relatifs des tensions critiques en fonction de la résistance linéique.

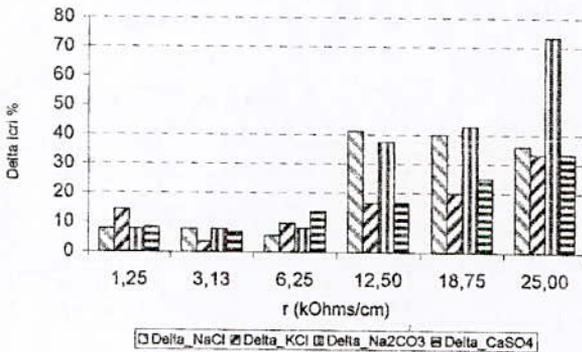


Fig. 5. Variations des écarts relatifs des courants critiques en fonction de la résistance linéique.

La plage de variation des écarts relatifs des courants critiques varie de 3% à 73% (Figure 5). Contrairement aux tensions critiques, les écarts relatifs des courants critiques du NaCl, du Na₂CO₃ et du CuSO₄ sont très proches des valeurs des résistances égales à 1,25 kΩ/cm, 3,125 kΩ/cm et 25 kΩ/cm. L'écart relatif du KCl est différent de celui des autres sels jusqu'à 12,5 kΩ/cm. Notons que l'écart relatif du Na₂CO₃ présente un maximum égale à 73% à la valeur de résistance de pollution égale à 25 kΩ/cm.

IV. DISCUSSION

Il ressort de cette étude que la nature du sel joue un rôle mineur sur la tension critique de contournement dans les deux polarités. Ceci est en contradiction avec les travaux rapportés dans la littérature. En effet, Holte [4] et Ghosh [5] trouvent que sous tension alternative, le NaCl présente

les tensions de contournement les plus basses par rapport aux autres sels. Sous tension continue positive, Rahal [19] a montré que la nature du sel n'affecte pas les conditions critiques du contournement. Cependant, l'auteur ne donne aucune indication sur les courants. Nos résultats en positif sont similaires à ceux rapportés par Rahal [9]. Nos résultats montrent que l'effet du type de sel sur la tension critique est plus significatif en polarité négative qu'en polarité positive notamment dans le cas des grandes résistances. Par contre, pour les courants critiques, le type de sel présente une influence plus remarquable. Nous pourrions supposer que cela serait dû au fait que la décharge ne se propage pas sous une forme tubulaire dont seul la racine serait en contact avec l'électrolyte. Cela est fort probable au vu des différences enregistrées dans les courants critiques pour des résistances linéiques identiques et des sels différents. Par conséquent, la décharge progresserait selon deux mécanismes :

- La décharge est collée sur toute sa longueur à la surface de la pollution [14]. Le transfert d'électrons de l'électrolyte vers la décharge se ferait au niveau de la zone cathodique (électrolyte en polarité positive et électrode métallique en polarité négative). Etant donné que la colonne positive serait en contact avec l'électrolyte, la conductivité du canal de décharge (plasma) augmenterait grâce à l'apport de porteurs de charges (ions métalliques) issus de la dissociation de l'électrolyte [9, 15].

- Le second mécanisme serait que le regroupement de charges d'espace à partir de l'électrolyte au niveau du front de la décharge forcerait cette dernière à progresser en partie dans l'air sous forme de spots plus ou moins lumineux [16,17]. Cela pourrait expliquer aussi la différence des courants critiques.

V. CONCLUSION

Cette étude montre que le type de sel influe sur les tensions critiques de contournement en polarité négative alors qu'aucun effet n'est observé en polarité positive. Quant aux courants critiques, l'effet du type de sel est observé dans les deux polarités. Aussi, les écarts relatifs des courants critiques augmentent avec la résistance de la pollution dans les deux polarités. Par conséquent, la propagation de la décharge ne s'effectue pas sous forme tubulaire dont seule la racine est en contact avec l'électrolyte.

VI. REFERENCES

[1]: 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.
 [2]: El-A. Slama, S. Flazi, H. Hadi et M. Said: « Application et adaptation de la méthode de l'ESDD pour la mesure de la pollution du réseau de transport de la Sonelgaz. » Conférence Nationale sur l'Electrotechnique et ses Applications. CNEA 2004, Sidi Bel-Abbes. Algérie.
 [3]: K. Chrzan: « Conductivity of aqueous dust solutions. ». IEEE Trans. on E.I., vol.EI-22, n°23, june 1987.

- [4]: K. Naito: « Insulators pollution. Part 1: general aspects ». Séminaire sur la pollution des isolements des lignes et des postes HT. Casablanca, mars 1989, Maroc.
- [5]: G. Ramos N. and M.T.Campillo R., K.Naito: " A study on the characteristics of various conductive contaminations accumulated on the high voltage insulators"; IEEE Trans. PD., Vol. 8, N°4, October 1993.
- [6]: M. El-A. Slama et al. : « Mesure de la DDSE et analyses physico-chimiques de la pollution d'une ligne 220 kV soumise à une forte contamination. » ICEL2000, USTO-MB, Algérie.
- [7]: X. Lin and All. : " Natural insulator contamination test results on various shed shapes in heavy industrial contamination areas." IEEE Tran. on E.I., vol.27, n°3, june 1992.
- [8]: K. C. Holte and al : " 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.
- [9]: P. J. Ghosh and N. Chatterjee : " Polluted insulators flashover for AC voltage", IEEE Trans. On DEI, Vol.2, pp 128136, 1995.
- [10]: E. H. A. M. Rahal: « Sur les mécanismes physiques du contournement des isolateurs HT ». Thèse de Doctorat es-sciences physiques, université Paul Sabatier, Toulouse, France, décembre 1979.
- [11]: R. Matsuoka and al. : "Influence of non-soluble contaminants on the flashover voltage of artificially contaminated insulators" IEEE trans. On PD, vol. 11, N°1, January 1996.
- [12]: R. Sundararajan and R. S. Gorur : " Role of non-soluble contaminants on the flashover voltage of porcelain insulators." IEEE trans. On DEI, Vol. 3, N°01, February 1996.
- [13]: M. El-A. Slama, H. Hadi and S. Flazi : "Influence of insoluble matters on the characteristics of discharge flashover of polluted insulators" ICPMPE 2007, CPRI, Bangalore, India, Oct. 4-6, 2007.
- [14]: H. Hadi : « Sur les mécanismes du contournement et sa modélisation dynamique appliquée aux isolateurs réels. ». Thèse de Doctorat d'état, Dép. d'électrotechnique, faculté de génie électrique, USTO-MB, Mai, 2002.
- [15]: B. Cheminat and P. Andanson : « Composition et conductivité d'un plasma air-cuivre ». Revue Générale d'Electricité, RGE, N°1, janvier 1987.
- [16]: T. Matsumoto, M. Ishi, T. Kawamura: "Optoelectronic measurement of partial arcs on contaminated surface ». IEEE Trans. On E.I., vol 19, 1984, pp 531-548.
- [17]: D.C. Jolly and C.D. Poole: " Flashover of contaminated insulator with cylindrical symmetry under DC conditions". IEEE Trans. on Electrical Insulation, vol EI-14, n°12, april 1979, pp 77-84.

Overvoltage Protection Of HV Substation by ZnO Arrester: Oued El Athmania substation case

Abdelhafid BAYADI

Laboratory of Automatics, Department of Electrical Engineering, Sétif University,

Abstract – Metal oxide surge arresters (MOSA) are widely used as protective devices against switching and lightning overvoltages in power electrical systems. Dynamic characteristics of these devices are of great importance in order to predict accurately the overvoltages at different points in the substation resulting from a lightning stroke outside it from the point of view of equipment protection and then achieve correct insulation co-ordination for the design and protection of the substation.

In this paper A modified version of the IEEE recommended model is proposed and used in a complete three-phase scheme of an operational substation (Oued ElAthmania, Algeria). Lightning overvoltages are generated by a direct strike On physical multi-conductor model of real lines. The resulting overvoltages shapes and magnitudes in several basic points in the substation are computed. The simulations are performed with the ATP-EMTP.

Index terms – Insulation coordination, ZnO arrester, lightning protection, Modelling, HV substation, overvoltages, ATPDraw, ATP-EMTP, MODELS.

I. INTRODUCTION

Insulation co-ordination for the design of the substation requires accurate prediction of the overvoltages at different points in the substation resulting from a lightning stroke outside the substation from the point of view of equipment protection [1, 2, 3]. Metal oxide surge arresters (MOSA) are widely used as protective devices against switching and lightning overvoltages in power electrical systems. Phase to ground surge arresters are commonly installed at power transformer terminals and some protection effect for near connected equipment in a substation is supposed [4]. The installation of other additional surge arresters in a substation may be required to effectively protect all connected equipment, when a fast overvoltage enters a substation from a line. Computer simulations of electromagnetic transients in real structures of substations become step by step more precise due to the improvements of models used in simulations. Appropriate modelling of MOSA's dynamic characteristics is very important for arrester location and insulation coordination studies. For switching surge studies, metal oxide arrester can be represented simply with their nonlinear V-I characteristics. However, such a practice will not be appropriate for lightning surge studies because the MOSA exhibits dynamic characteristics such that the voltage across the arrester increases as the time to crest of the arrester current decreases and the arrester voltage reaches a peak before the arrester current peaks [5, 6, 7]. Typically, the predicted residual voltage for an impulse current with time to crest of 1 μ s is 8-12% higher than that due to a time to crest of 8 μ s lightning current wave. For longer time to

crests of between 45 and 60 μ s, the voltage is 2-4% lower than that for the 8 μ s current impulse [5, 6].

Several models [5, 7] have been proposed to simulate this frequency-dependent characteristic but there are few attempts to use them due to:

- 1- the increased computational time (several non-linear elements);
- 2- The difficulty in choosing their parameters.

In the present work, a modified IEEE recommended model proposed in [8] is chosen. Genetic algorithm was used for the calculation of its parameters [7, 8, 9]. The model represents with good accuracy the dynamic behaviour of metal oxide arrester. This dynamic model is used to evaluate lightning overvoltage protection in a complete three-phase scheme of an operational substation (Oued ElAthmania, Algeria). Additionally to modelling metal-oxide arresters, the effect of other system parameters such as arrester leads and separation distances are also important in studies with lightning and other fast wave front surges [1, 2, 3, 4, 10]. These parameters are also taken into account. The simulated event is a lightning overvoltage generated by direct strike on physical multi-conductors model of real lines. The resulting overvoltages in several basic points are presented.

II. MODELS OF STRIKED TRANSMISSION LINE COMPONENTS

The core part of a digital model of the HV transmission line for our lightning studies comprises blocks representing a number of spans, or sections of line, terminated by steel towers that support the phase, and shield-wires of the line. The geometry of the overhead line (OHL) with steel towers is shown in Fig. 1. Apart from an accurate frequency-dependent model of the phase conductors, and shield wires, if any, components such metal towers/cross-arms, porcelain/glass insulators, and footing resistances are represented in our digital model. These components are represented as dynamic models that reproduce their behaviour under the conditions of a lightning strike.

Thus we can illustrate the main elements of our EMTP model of the struck transmission line for lightning studies:

- i. The lightning stroke to the line as an impulse current source of Heidler form in parallel with channel surge impedance.
- ii. A multiphase frequency-dependent model of the overhead transmission line. This frequency dependence has been explored by using the JMarti frequency-dependent model with constant transformation matrix in ATP-EMTP [11];
- iii. A steel tower model as a multi-story tower model (figure2);
- iv. An impulse footing resistance model as a nonlinear current-dependent resistor (figure 3);

v. An insulator string model as a capacitor with a MODELS controlled switch, representing the breakdown mechanisms across air-glass insulation (figure 4). Other important elements of our model are the inclusion of a terminating substation. A description of each component of our model in figure 5 is outlined below.

1. Steel towers

In the actual study the multi-story model proposed in [11, 12, 13, 14] is used. It is composed as it can be seen from figure 2 of three sections that represent the tower sections between cross-arms. Each section consists of a lossless line in series with a parallel RL circuit, included for attenuation of the traveling waves. The parameters of this model were calculated using these formulas:

$$R_i = \frac{-2Z_{ii} \ln \sqrt{\gamma}}{h_1 + h_2} h_i \quad i=1,2 \quad (1)$$

$$R_2 = -2Z_{ii} \ln \sqrt{\gamma} \quad (2)$$

$$L_i = \frac{\alpha R_i 2H}{V_i} \quad i=1,3 \quad (3)$$

$$H = \sum_{i=1}^3 h_i \quad (4)$$

Where

Z_{ii} : tower surge impedance ; ? : the attenuation coefficients;
 V_i : surge propagation velocity; α : Damping coefficient; R : Damping resistance; L : Damping inductance;

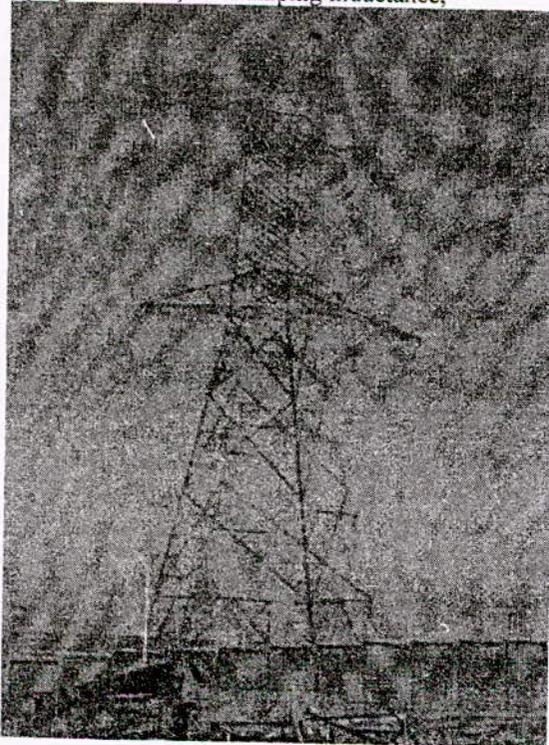


Fig. 1 Geometry of the transmission line.

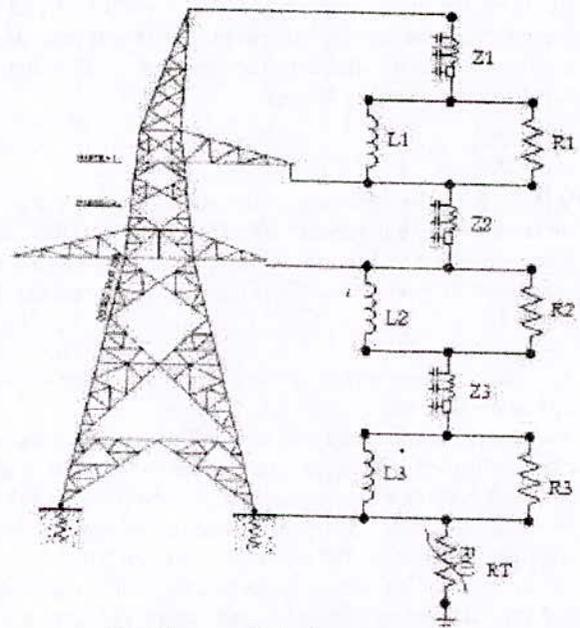


Fig. 2 Tower model implemented in EMTP

As an example we give in table 1 the calculated parameters of the multistory model of the first tower just at the entrance of the investigated substation which is of type C (technical data are from [15]).

TABLE I CALCULATED MULTISTORY TOWER MODEL PARAMETER

Parameter	First story	Second story	Third story
$H (m)$	14.35	9.0	23.2
?	0.8	0.8	0.8
$V_i (m/\mu s)$	300	300	300
$Z_{ii} (?)$	220	220	150
$R_i (?)$	30.16	18.92	33.47
$L_i (\mu H)$	9.359	5.871	1.038

2. Grounding impedance

It is generally agreed that the resistance of an earth electrode decreases with the applied current due to ionization of the soil.

An accurate model of the grounding impedance has to account for a decrease of the resistance value as the discharge current value increases. It is accepted that the resistance value is greater for small lightning currents, and its variation with respect the low current and low frequency values is only significant for large soil resistivity. When the soil ionization effect is incorporated, the grounding impedance model can be approximated by a nonlinear resistance given by [10, 16].

$$R_f = \frac{R_0}{\sqrt{1 + \frac{I}{I_g}}} \quad (5)$$

Being R_0 the grounding resistance at low current and low frequency, I_g the limiting current to initiate soil ionization, I the stroke current through the resistance. The limiting current is calculated as follows:

$$I_g = \frac{E_0 \rho}{2\pi R_0^2} \quad (6)$$

Where ρ is the soil resistivity (O.m) and E_0 the soil ionization gradient (about 400 kV/m) [15]. Thus, earth electrode of a steel tower is represented in our EMTP model as a type-91 nonlinear MODELS-controlled resistor (see figure 3).

3. Dielectric strength of air insulation under non-standard lightning impulses

The comprehensive analyses of the discharge development have confirmed that despite the variety of impulse shapes and gap geometries the discharge development always consists of three different phases: corona inception, streamer propagation and leader propagation [16]

When the applied voltage exceeds the corona inception voltage, streamers propagate and cross the gap after a certain time if the voltage remains high enough. Consequently the time to breakdown t_c can be expressed as the sum of the three components:

$$t_c = t_i + t_s + t_l \quad (7)$$

Where t_i describes the corona inception time, t_s the time the streamers need to cross the gap or to meet the streamers from the opposite electrode, and t_l the leader propagation time.

Taking into account the high rate of rise of the applied voltage the corona inception time can be neglected without introducing significant errors

The time t_s is usually computed as the time that the voltage takes to reach a fixed average field strength in the gap. With a good approximation, t_s may be assumed independent of the voltage polarity, the configuration characteristics and the gap clearance. The duration of the streamer phase in μs can be estimated as follows:

$$\frac{1}{t_s} = 1.25 \left(\frac{E}{E_{50}} \right) - 0.95 \quad (8)$$

Where E_{50} is the average gradient at 50% flashover voltage U_{50} . E is the maximum average gradient reached in the gap before breakdown.

The time for leader propagation is calculated on the basis of the knowledge of the velocity of the leader advance which depends on the applied voltage and leader length. As practical simplification the velocity is given by:

$$\frac{dl}{dt} = k u(t) \left[\frac{u(t)}{d_g - l} - E_0 \right] \quad (9)$$

This equation was introduced as a "best fit" to the voltage/time curves for standard lightning impulses. The constants k and E_0 have been found to be dependant on the gap configuration and insulator type. As guidance the values in table 2 apply to practical configurations.

The calculation of the total time to flashover t_c is performed in our flashover model shown in figure 4, using the MODELS language of ATP-EMTP. At the step of integration, the voltage difference ($U_p - U_n$) across the switch S is passed from ATP-EMTP to MODELS. First, the maximum gradient in the gap before breakdown, E , and streamer propagation time, t_s are calculated by (8). Equation (9) is then integrated and a leader development time is

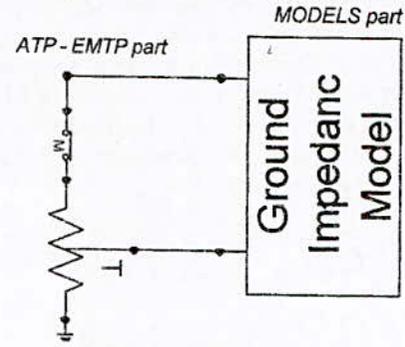


Fig. 3 Footing tower impedance model

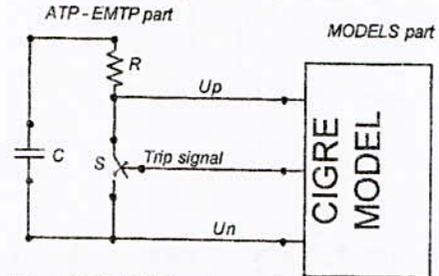


Fig. 4 ATP-EMTP implementation of flashover model

TABLE 2
TYPICAL VALUES OF K AND E_0 (REPRODUCED FROM [10])

Configuration	Pol	$K (m^2 v^{-2} s^{-1})$	$E_0 (kV m^{-1})$
Air gaps, post and long rod insulators	+	$0.8 \cdot 10^{-6}$	600
	-	1.10^{-6}	670
Cap and pin insulators	+	$1.2 \cdot 10^{-6}$	520
	-	$1.3 \cdot 10^{-6}$	600

obtained as the instant when the leader length l_l reaches the

value of the gap length d_g which corresponds to a breakdown of the gap. At that moment a trip signal is passed from MODELS to the TACS-controlled switch S to close, imitating the flashover of the porcelain/air gap (capacitance C in figure 4). The primary arc appearing during flashover is represented in this model by the linear resistance R .

III. MODELS OF THE INVESTIGATED SUBSTATION COMPONENTS

Under lightning overvoltage the instrument transformers can be modelled as a lumped capacitance [6, 7, 10]. The adopted capacitance value is $C = 500$ pF. The circuit breakers are represented by ideal time controlled switches.

The buses are represented by Clark line model calculated with the supporting routine 'LINE CONSTANT' of the EMTP [11].

The 400kV autotransformers and surge arresters in the OAT substation are shown in figure 6a. The 400kV autotransformers are represented as shown in figure 6b and all the capacitances have been taken into account.

Concerning the metal oxide surge arrester, many works have represented them with the exponential non-linear resistive model available in the EMTP [3, 4]. However, such a practice will not be appropriate for lightning surge studies due to their dynamic characteristics [6, 7, 10]

In the present work, a more sophisticated frequency-dependant model (figure 7) proposed by the author in [7, 8]

which is a modified version of the IEEE recommended model is used. In this model the non-linear V-I characteristic is represented with two sections of non-linear resistances designated A_0 and A_1 .

The two sections are separated by an inductance L_1 . The inductance L_0 represents the inductance associated with the magnetic fields in the vicinity of the arrester. The resistances have the only scope to avoid numerical troubles. The equivalent circuit has been a little bit changed. That is, the capacitance of the arresters is divided in C_0 and C_1 .

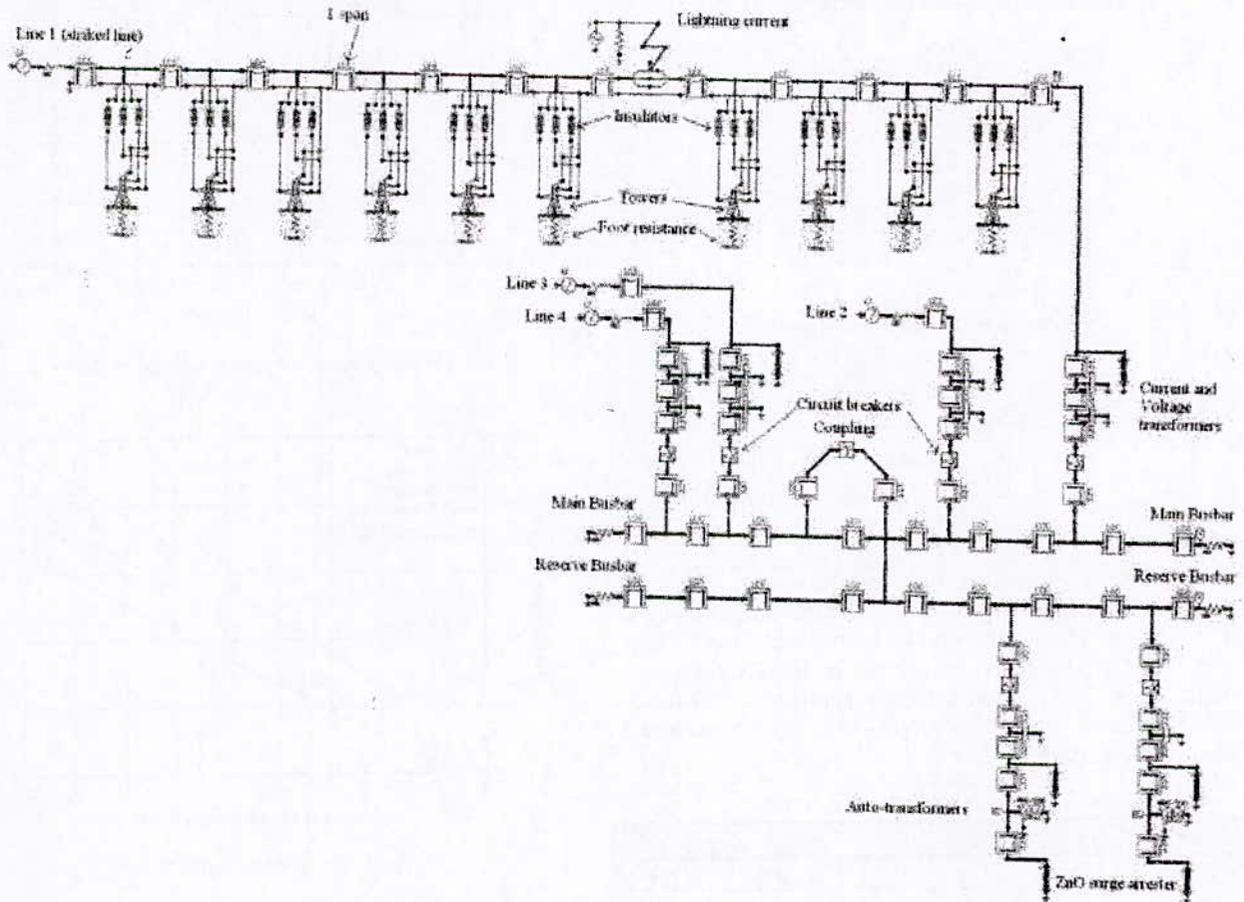
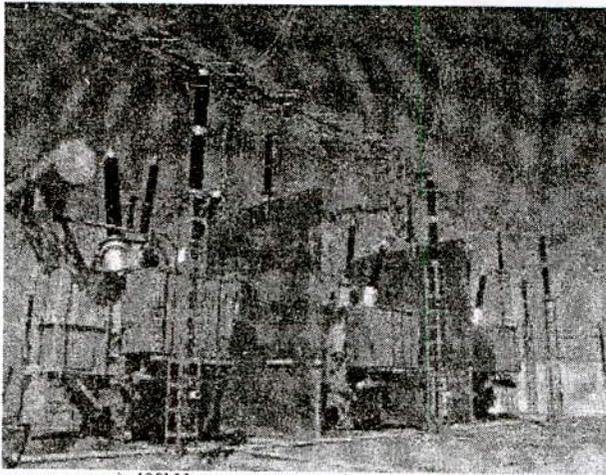
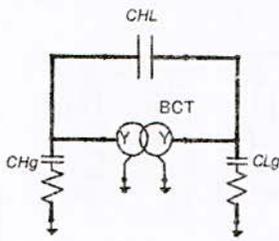


Fig. 5 Complete model of the substation (400kV stage) implemented in ATPDraw



a) 400kV surge arresters and autotransformers (OAT)



b) Model

Fig. 6 the autotransformer and its model

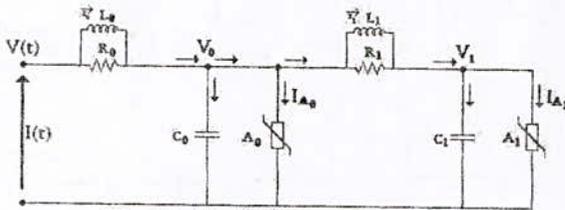


Fig. 7 Modified IEEE recommended model

Based on Genetic Algorithm optimization techniques proposed in [7, 8, 9], model parameters have been determined of the equivalent circuit of MOSA for steep front surges. The method has been applied to SIEMENS 336kV arrester used by SONELGAZ. The results are summarised in table 3.

TABLE 3
IDENTIFIED ARRESTER MODEL PARAMETERS

R_0, Ω	R_1, Ω	$L_0, \mu H$	$L_1, \mu H$	C_0, pF	C_1, pF
450.0	292.5	0.9	24	11.00	11.2
p_0	p_1	q_0	q_1	V_{ref0}, kV	V_{ref1}, kV
8.21	308	20.93	14.93	745.39	755.74

IV. SIMULATION RESULTS

The system model depicted in figure 5 is the model on which the protection performance of ZnO surge arrester is investigated. Lightning overvoltages, caused by direct strike to phase conductor A, entering a substation were computed. The stroked point was considered to be in the vicinity of the 4th tower with actual distance from substation of about 1200 m far from substation. Each element was represented by the relevant model described previously.

Regarding a lot of numeric and graphic results gained by simulations, only examples can be presented here. As an example, figure 8 shows the obtained waveforms of overvoltages in several points of the substation for the case of the absence of protection. In figure 9, the results show

that the lightning current amplitude affects the overvoltages distributions in the substation. The higher the amplitude of lightning current the severe overstress on substation equipments. Due to this fact, metal oxide arresters necessitate to be installed to insure protection of substation equipments especially the power transformers because metal oxide arresters are able to limit these overvoltages to an acceptable level. In the following paragraphs protection performance of Metal oxide surge arrester will be considered.

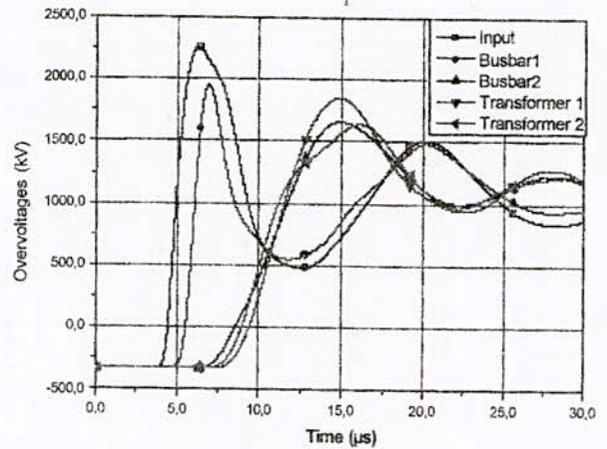


Fig. 8 Obtained waveforms for unprotected substation

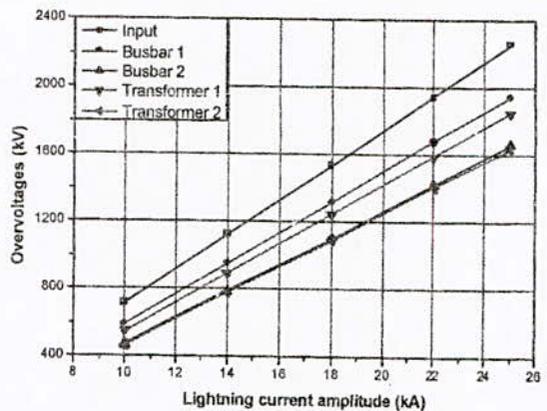


Fig. 9 Effect of current amplitude

V. PROTECTION PERFORMANCE OF METAL OXIDE SURGE ARRESTERS

A. VOLTAGE AND CURRENT THROUGH ARRESTERS

The actual case which exists in the investigated substation has been chosen as the reference case. Two SIEMENS arresters are installed in the vicinity of the power transformers at a distance of about 8m. In this case a lightning current of about 12kA, 2/50µs is applied at the 4th tower (1200m) and all the lines are maintained connected.

Figure 10 shows the obtained voltage and current waveforms at arresters connection nodes. It can be seen from these results that the current increases rapidly but still less than 10kA and the actual voltages across the arresters are equal to their protection level (about 500kV) which is in accordance with a normal operation of the arrester. In figure

11 the recorded voltages at different fundamental points in the substation are plotted. By examining these results we can see that the voltages across the transformers are less than those obtained in the absence of surge arrester (figure 8). This can avoid the insulation deterioration of their windings. But these same results show that the recorded voltages at other points such as the input still at very important level. We can conclude then that the arresters are only able to allow a local protection.

B. EFFECT OF ARRESTER-TRANSFORMER DISTANCE.

In order to well understand the local protection concept, the effect of arrester position to the respect with the transformer on protection quality is investigated.

The allowable distance in the substation is 27.5 m. In this case a lightning current of about 12 kA 2/50 μ s is applied at the 4th tower and all the lines are maintained connected.

The investigated values are varied from 3 to 24m. The results in figure 12 show that both transformers are subjected to more and more constraining voltages as the distance between the Arrester and the Transformer becomes important. For this reason the arresters must be installed in the vicinity of the transformer to perfectly balance peak overvoltages at the transformers to favourably low level.

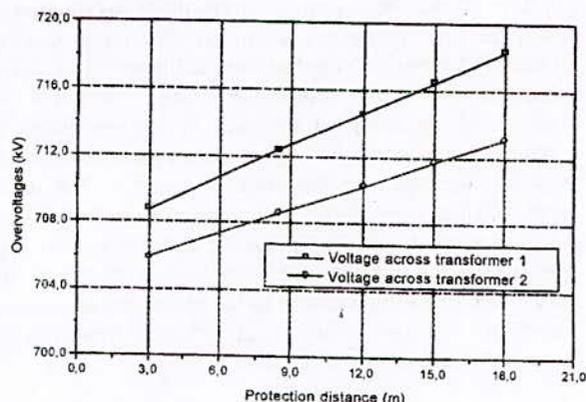


Fig. 12 Effect of Arrester-Transformer distance

C. NUMBER AND POSITION OF ARRESTERS IN THE SUBSTATION.

Selection of suitable locations in the substation for the installation of surge arresters is an important aspect of controlling the overvoltages at different points in the substation. Identifying the best positions for surge arresters will have a large effect on the cost of the substation.

Using the dynamic model we have investigated the influence of the arrester location on the overvoltages magnitudes, first unprotected by surge arresters for comparison purpose and then in three alternatives of MOSA configuration:

- a) Sets of MOSA protecting station transformers.
- b) Sets protecting transformers and sets protecting every section of busbar
- c) Protected transformers and line input.

Overvoltages were recorded as output data at several measuring points but for simple interpretation, overvoltages are presented only at 4 points: entrance of the substation, busbar 1 and the two transformers. Because of many busbar measuring points, the point with maximum overvoltage was selected in every case.

In figure 13 we have plotted the variation of the absolute peak recorded values of overvoltages at five points in the substation.

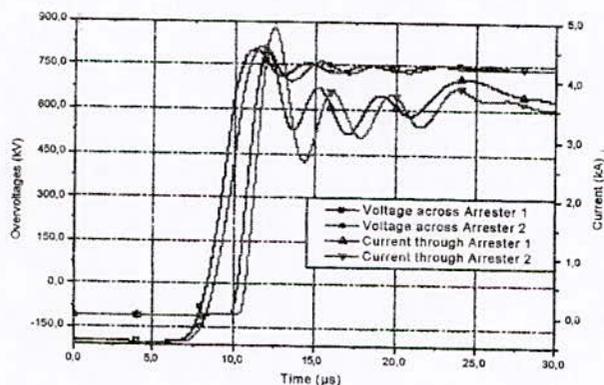


Fig. 10 Arresters voltage and current waveforms.

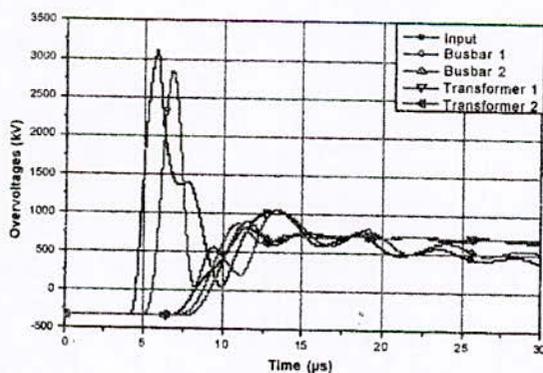


Fig. 11 Obtained waveforms, case of transformers protection

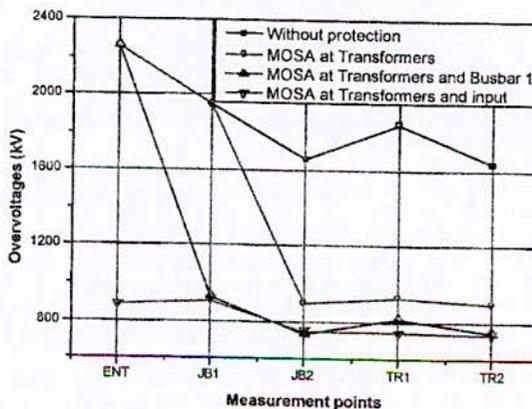


Fig. 14 Location optimisation

It can be seen that the combination of line input protection and transformer protection by MOAs perfectly balances peak overvoltages in all points of substation to favourably low level and then provide adequate protection.

VI. CONCLUSION

In this work, the lightning overvoltage evaluation in a complete three-phase scheme of an operational substation (Oued ElAthmania, Algeria) was achieved. The dynamic characteristics of metal-oxide surge arresters were considered by representing them by the modified IEEE recommended model having its parameters obtained from genetic algorithm optimisation program. The adopted approach has permitted a more accurate prediction of the overvoltages at different points in the substation. It was proved that the installation of metal oxide surge arresters at line input and in the vicinity of the power transformers give acceptable voltages at different points in the substation and then provide adequate protection.

ACKNOWLEDGMENT

This work is a part of a research project approved under the number: J0201220060056. The authors gratefully acknowledge the contributions of the technical staff of SONELGAZ for their help in providing and gathering all the necessary real data to achieve in the best conditions of the present work.

REFERENCES

- [1]. BS EN 60071-1: 1996, IEC 71-1: 1993, "Insulation-Co-ordination part 1: Definition, principles and rules".
- [2]. BS EN 60071-2: 1997, IEC 71-2: 1996, "Insulation-Co-ordination Part 2: Application guide".
- [3]. PD IEC TR 60071-4: 2004, "Insulation-Co-ordination part 4: Computational guide to insulation-co-ordination and modelling of electrical networks".
- [4]. BS EN 60099-4, IEC 60099-4 (1991), incorporating amendment n°1 "Surge arresters — Part 4: Metal-oxide surge arresters without gaps for a.c. systems", 1993.
- [5]. IEEE Working Group 3.4.11, "Modeling of metal oxide surge arresters", IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 7, N° 1, pp. 302-309, 1992.
- [6]. A. Bayadi, N. Harid, K. Zehar and S. Belkhiat "Simulation of metal oxide surge arrester dynamic behaviour under fast transients", International conference on power system transients, IPST'03, New Orleans, 28 September 2003
- [7]. A. Bayadi, "Contribution à l'étude des performances des parafoudres à base d'oxyde de zinc soumis à des contraintes transitoires rapides dans les systèmes électriques", Thèse de doctorat d'état, Université de Sétif, 2005
- [8]. A. Bayadi, K. Zehar, S. Semcheddine, R. Kadri, "A Parameter Identification Technique for a Metal-Oxide Surge Arrester Model based on Genetic Algorithm", WSEAS transactions on Circuits and Systems, Issue 4, Vol 5, pp 549-554, April 2006.
- [9]. A. Bayadi, "Parameter Identification of ZnO Surge Arrester Models based on Genetic Algorithms", Electr. Power Syst. Res. Vol (78), issue 7, pp 1204-1209, July 2008
- [10]. Task Force of the IEEE Modelling and Analysis of System Working Group "Modelling guidelines for fast front Transients", IEEE Trans. on power delivery, vol. 11, n°. 1, January 1996, pp 493-506.
- [11]. H.W. Dommel, "Electromagnetic transients program theory Book", BPA, Portland, USA. 1986
- [12]. M. Ishii et al., "Multistory transmission tower model for lightning surge analysis", IEEE Trans. on Power-Delivery, vol. 6, no. 3, pp. 1327-1335, July 1991.
- [13]. Y. Baba and M. Ishii, "Numerical electromagnetic field analysis on lightning surge response of tower with shield wire", IEEE Trans. On Power Delivery, vol. 15, no. 3, pp. 1010-1015, July 2000
- [14]. J. A. Martinez-Velasco, F. Castro-Aranda "Modeling of Overhead Transmission Lines for Lightning Studies", IPST05_Paper047, International conference on power system transients, 2005
- [15]. Cahier de charge de la SONELGAZ sur les parafoudres Siemens.
- [16]. CIGRE WG 33-01, "Guide to Procedures for Estimating the Lightning Performance of Transmission Lines," CIGRE Brochure 63, 1991.

^(*) Corresponding author

Dr. BAYADI Abdelhafid, Maitre des conférences
 Université Ferhat ABBAS de Sétif, Cité Maabouda/ Sétif / Algérie
 E-mail : a_bayadi@yahoo.fr

Calcul de capabilité de la sonde électrostatique dans un dispositif de mesure de charge

K. Senouci,¹ A. Bendaoud,² K. Medles,³ A. Tilmatine,
IRECOM, University Djillali Liabès
Sidi Bel Abbès 22000, Algeria
¹babdelber22@yahoo.fr; ²kmedles1972@yahoo.fr;
³amar_tilmatine@yahoo.fr

L. Dascalescu
IUT - Angouleme
University of Poitiers
Angouleme, France
ldascalescu@iutang.univ-poitiers.fr

Résumé — Une bonne démarche de mise en place d'un projet MSP commence par la vérification du moyen de contrôle. On ne doit pas avoir une confiance aveugle dans un processus de mesure car celui-ci peut avoir plusieurs défauts.

La capabilité des moyens de mesure est la base de la mise sous contrôle d'un processus de production. Dans ce travail, nous mesurons la capabilité de l'instrument de mesure de charge utilisé dans une installation expérimentale mettant en évidence la caractérisation du processus de décharge des particules isolantes préalablement chargées par effet couronne.

Keywords – Electrode, Maîtrise statistique des procédés, capabilité de mesure, mesure de charge.

I. INTRODUCTION

Le terme général utilisé pour la variabilité entre des mesures répétées est la *fidélité*. Dans de nombreux cas pratiques, deux composantes de la fidélité sont jugées nécessaires pour décrire la variabilité d'un système de mesure : la répétabilité et la reproductibilité.

La répétabilité est un critère permettant de quantifier les variations propres liées à l'appareil de mesure. Elle est obtenue par la répétition des mesures d'une caractéristique sur une courte période de temps en gardant les mêmes conditions (même opérateur, même instrument, même calibration de l'instrument, même méthode de mesure, même lieu).

La reproductibilité est un critère permettant de mesurer les variations issues de différents facteurs. Sous des conditions de répétabilité, les facteurs (opérateur, instrument, calibration, environnement et temps écoulé entre deux mesures) peuvent varier contribuant ainsi à la variabilité des résultats mesurés. Pour déterminer les deux composantes de fidélité, nous allons nous situer dans des conditions intermédiaires, en supposant que seul le facteur opérateur peut varier tandis que les autres sont maintenus constants. La dispersion du système de mesure ainsi que ses composantes seront exprimées en termes d'écart type ou de variance.

Différentes méthodes peuvent être utilisées pour déterminer ces composantes. Avant de présenter la méthode la plus classique qui permet de valider la capabilité d'un moyen de mesure, nous supposons que la justesse de l'instrument est correcte (compatible avec la classe de l'instrument).

II. MÉTHODE R&R COMPLÈTE

La méthode présentée a pour origine les publications de Charbonneau, Harvey et Gordon. Le principe consiste à évaluer

la dispersion de l'instrument de mesure afin de calculer une capabilité du moyen de contrôle C_{mc}

$$C_{mc} = \frac{I_T}{6\sigma_{instrument}} \quad (1)$$

Cette méthode est plus complète car elle consiste à différencier les dispersions de mesures dues à la répétabilité et à la reproductibilité. Une mauvaise reproductibilité montre soit la nécessité d'un entraînement à l'utilisation de l'instrument de mesure, soit un problème de maintenance ou de choix de l'instrument de contrôle.

L'essai consiste par exemple à faire mesurer par trois opérateurs dix pièces différentes. Chaque pièce sera mesurée deux fois par chaque opérateur. Pour être valable le produit du nombre d'opérateurs par le nombre de pièces mesurées doit être au moins égal à 15 [1].

A. Validité des mesures

La validité des mesures est vérifiée si l'ensemble des étendues est homogène. Pour vérifier cette validité, on peut tracer la carte des étendues à partir de la moyenne générale des étendues \bar{R} . Plus simplement, on peut calculer la limite supérieure de contrôle des étendues et vérifier que les étendues sont inférieures à cette limite.

$$LSC_R = D_4 \cdot \bar{R} \quad (2)$$

Le facteur D_4 est choisit selon le nombre des valeurs avec lesquelles l'étendue est calculée. [1]

Pour illustrer les étendues, il est souhaitable de tracer une carte de contrôle des étendues en séparant les opérateurs.

B. Analyse de la répétabilité

La répétabilité de l'instrument est contrôlée à partir des étendues des séries de mesure réalisées par le même opérateur. On peut donc estimer l'écart type de la dispersion de répétabilité par :

$$\sigma_{répétabilité} = \frac{\bar{R}}{d_2} \quad (3)$$

Le facteur d_2 est choisit selon le nombre des valeurs avec lesquelles l'étendue est calculée. [1]

Lorsque le nombre d'opérateurs (o) multiplié par le nombre de pièces (m) est inférieur à 15, il convient de corriger le coefficient d_2 en prenant le coefficient d_2^* [1].

Le coefficient d_2^* permet une meilleure estimation de la variance que le coefficient d_2 dans le cas où le nombre d'échantillons sur lequel on calcule \bar{R} est faible.

TABLEAU 1 : COEFFICIENT D^*2

Nbr de mesures	Nombre de sous groupe (k) = Nombre de pièces (m) × Nombre d'opérateurs (o)															
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	<15
2	1.414	1.279	1.231	1.206	1.191	1.181	1.173	1.168	1.163	1.160	1.157	1.154	1.153	1.151	1.149	1.128
3	1.912	1.806	1.769	1.750	1.739	1.731	1.726	1.722	1.719	1.716	1.714	1.712	1.711	1.710	1.708	1.693
4	2.239	2.151	2.121	2.105	2.096	2.090	2.086	2.082	2.08	2.078	2.076	2.075	2.073	2.072	2.071	2.071
5	2.481	2.405	2.379	2.366	2.358	2.353	2.349	2.346	2.344	2.342	2.34	2.339	2.338	2.337	2.337	2.326

C. Analyse de reproductibilité

La reproductibilité représente l'écart de mesure qui provient des opérateurs. On peut estimer cette erreur de reproductibilité à partir de l'étendue sur les moyennes \bar{X} :

$$R_{\bar{X}} = \bar{X}_{Max} - \bar{X}_{Min} \quad (4)$$

On a donc

$$\sigma_{opérateur} = \frac{R_{\bar{X}}}{d_2^*} \quad (5)$$

Pour affiner le calcul de la reproductibilité, il faut tenir compte que dans l'écart entre les moyennes des opérateurs, il y a une partie de répétabilité. La vraie reproductibilité est donnée par la formule suivante:

$$\sigma_{reproductibilité} = \sqrt{\sigma_{opérateur}^2 - \frac{\sigma_{répétabilité}^2}{m \cdot r}} \quad (6)$$

Où : m : le nombre de pièces mesurées
 r : Le nombre de mesures par opérateurs

Remarque :

Dans le cas où la valeur sous la racine est négative, on prend : $\sigma_{reproductibilité} = 0$

D. Dispersion de l'instrument de mesure

En appliquant le théorème d'additivité des variances, on a alors:

$$\sigma_{instrument}^2 = \sigma_{répétabilité}^2 + \sigma_{reproductibilité}^2 \quad (7)$$

On en déduit facilement la capacité de l'instrument de mesure :

$$Cmc = \frac{I_T}{6\sigma_{instrument}} \quad (8)$$

Il est possible d'exprimer la capacité par le pourcentage de l'intervalle de tolérance utilisé par la dispersion de l'instrument, on aura alors :

$$Ici = \frac{Dispersion}{I_T} \cdot 100 \quad (9)$$

E. Décision de capacité

Dans les cas classiques, on déclare le moyen de contrôle capable pour un suivi de maîtrise statistique des procédés (MSP) lorsque le C_{mc} est supérieur à 4. Parfois lorsque les tolérances sont très serrées, on peut accepter un instrument de mesure avec un C_{mc} supérieur à 3 ; Lorsque le C_{mc} est inférieur à 2,5, il n'est pas acceptable de travailler avec un TEL INSTRUMENT [XXX].

III. ETUDE EXPERIMENTALE DU PROCESSUS DE DECHARGE DES PARTICULES ISOLANTES EN CONTACT AVEC UNE ELECTRODE

A. Installation expérimentale

Afin de mettre en évidence la caractéristique de décharge des particules isolantes préalablement chargées par effet couronne, nous avons mis en œuvre un dispositif qui comporte (Fig. 1):

- 1- Instrument de mesure du potentiel électrostatique (Treck 370)
- 2- Dispositif électrode couronne
- 3- Alimentation haute tension (Spellman SL300)
- 4- Electromètre Keithley 6514
- 5- Micro-ordinateur

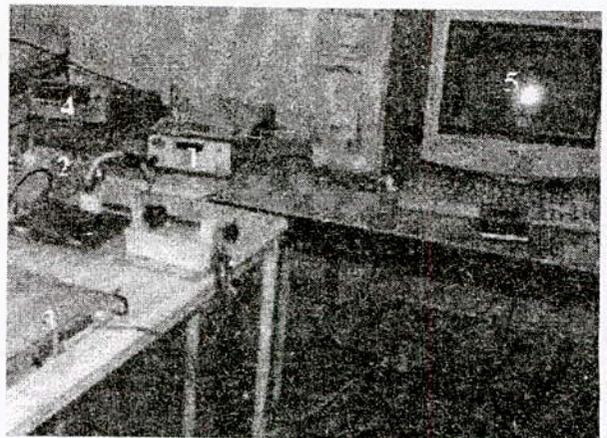


Fig. 1. Installation expérimentale pour la caractérisation du processus de décharge des particules isolantes préalablement chargées par effet couronne.

Les détails de construction du dispositif à électrode couronne sont montrés sur la figure 2. La technique de mesure peut être comprise en regardant à la figure 3. En effet, nous mesurons le déclin de potentiel à la surface d'une couche pour deux types de matériaux granulaires chargés par effet couronne (ABS blanc et ABS noir montrés dans la figure 4) et déposée sur une électrode plaque mise à la masse. La sonde du voltmètre électrostatique (2) est tirée en arrière par la partie mobile (A) (Fig. 3), laissant charger les particules par la partie (B) ; une fois le processus de charge fini, l'alimentation haute tension est coupée et la partie mobile (A) fait avancer la sonde vers les particules chargées.

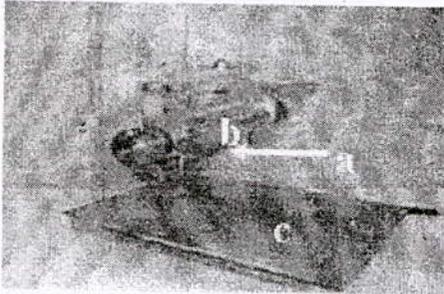


Fig. 2. Dispositif corona : a : fil corona ; b : support métallique ; c : plaque mise à la masse

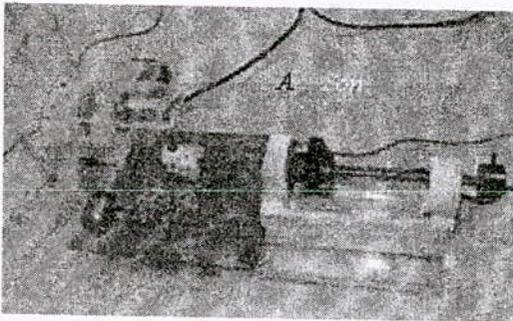


Fig. 3. Dispositif expérimental pour la mesure du potentiel de surface des particules isolantes chargées par effet couronne.

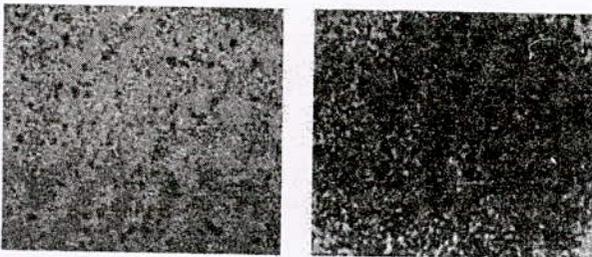


Fig. 4. ABS blanc et ABS noir

La mesure de la décroissance de la charge est en effet la mesure du déclin de potentiel qui apparaît proche de la surface des particules chargées par les ions provenant de l'électrode couronne. Cette mesure est faite par une sonde liée à un voltmètre électrostatique (Trek 370), lié à son tour à la plaque d'acquisition de l'ordinateur. L'acquisition et la visualisation des données sont faites à l'aide d'un instrument virtuel créé en LabView. La figure 5 montre le panneau central et le diagramme de cet instrument virtuel.

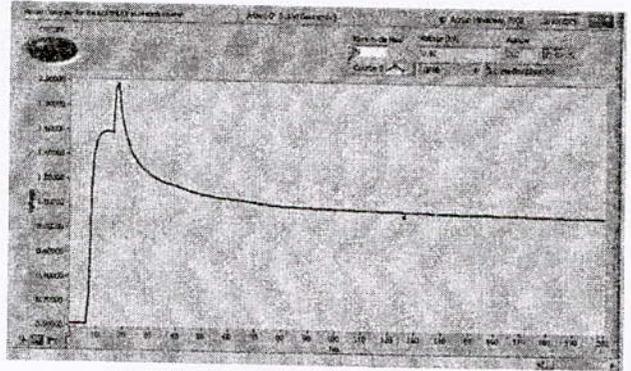


Fig. 5. Panneau frontal de l'instrument virtuel pour la mesure du déclin de potentiel

Les mesures du potentiel de surface ont été effectuées dans les mêmes conditions. En effet, l'humidité et la température étant des facteurs très influents sur la décharge des particules isolantes, il est indispensable d'en tenir compte.

La figure 6 montre le déclin de potentiel de surface de deux types de matériau granulaire chargé par effet couronne (ABS blanc et ABS noir).

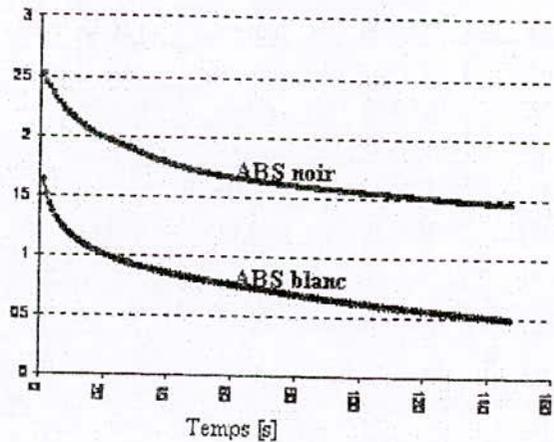


Fig. 6. Déclin de potentiel de surface de deux matériaux granulaire

B. Résultats expérimentaux

B-1. Calcul de la capabilité de la sonde

Les essais consistent à mesurer par deux opérateurs le potentiel de surface de 16 échantillons d'ABS noir chargée par effet couronne. Le premier opérateur tire la sonde en laissant charger les particules du premier échantillon pendant 10 secondes. Une fois le processus de charge fini, l'alimentation haute tension est coupée et la sonde est avancée vers les particules chargées mesurant ainsi le déclin de potentiel de surface. Arrivé à la zone de saturation, le premier opérateur ainsi que le deuxième effectuent deux mesures chacun. Les mêmes opérations seront répétées pour les 16 échantillons. La figure 7 montre quelques mesures effectuées par les opérateurs dans la zone de saturation. Le résultat de ces mesures est donné au tableau II

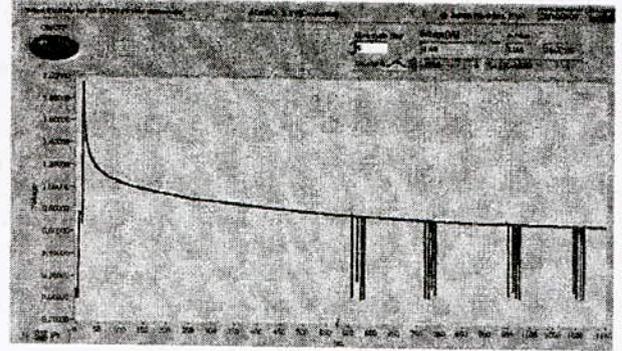


Fig. 7. Visualisation par instrument virtuel des mesures effectuées par les opérateurs

TABLEAU 2 : RESULTATS DE MEASURES

Essais	Opérateur 1				Opérateur 2			
	1ère MESURE	2ème MESURE	\bar{X}_1	R_1	1ère MESURE	2ème MESURE	\bar{X}_2	R_2
1	1467,10	1465,26	1466,18	1,84	1471,03	1470,03	1470,53	1,00
2	1470,67	1469,72	1470,19	0,94	1469,27	1471,65	1470,46	2,38
3	1477,80	1479,20	1478,50	1,39	1476,46	1479,35	1477,90	2,89
4	1483,05	1481,00	1482,02	2,05	1482,63	1481,86	1482,25	0,77
5	1427,85	1427,15	1427,50	0,70	1424,14	1422,99	1423,56	1,15
6	1407,35	1405,39	1406,37	1,96	1413,25	1411,30	1412,27	1,95
7	1405,05	1402,17	1403,61	2,88	1402,70	1401,12	1401,91	1,58
8	1401,88	1403,78	1402,83	1,90	1397,97	1400,88	1399,42	2,91
9	1278,30	1276,17	1277,23	2,13	1276,92	1277,47	1277,19	0,56
10	1277,51	1279,32	1278,41	1,82	1274,81	1272,36	1273,58	2,45
11	1305,79	1303,95	1304,87	1,84	1298,52	1296,60	1297,56	1,92
12	1279,57	1276,79	1278,18	2,78	1278,54	1275,50	1277,02	3,04
13	1126,43	1127,55	1126,99	1,13	1127,52	1126,25	1126,89	1,27
14	1134,92	1133,16	1134,04	1,76	1135,39	1133,23	1134,31	2,16
15	1108,30	1106,69	1107,50	1,60	1106,98	1106,27	1106,62	0,71
16	1093,30	1092,59	1092,95	0,71	1092,56	1091,65	1092,11	0,91
			$\bar{\bar{X}}_1 = 1321,09$	$\bar{\bar{R}}_1 = 1,71$			$\bar{\bar{X}}_2 = 1320,22$	$\bar{\bar{R}}_2 = 1,73$

B-2. Validité des mesures

Pour vérifier la validité des mesures, on trace la carte des étendues à partir de la moyenne générale des étendues $\bar{\bar{R}}$. Plus simplement, on peut calculer la limite supérieure de contrôle des étendues et vérifier que les étendues sont inférieures à cette limite.

$$LSC_R = D_4 \cdot \bar{\bar{R}} \tag{10}$$

Où :

$$\bar{\bar{R}} = \frac{(\bar{R}_1 + \bar{R}_2)}{2} = 1,72 \tag{11}$$

Et $D_4 = 3.267$, ce coefficient est choisi pour $n = 2$ car les étendues sont calculées dans ce cas sur deux valeurs [1].

En remplaçant les valeurs de \bar{R} et de D_4 dans l'équation 10 on obtient :

$$LSC_{\bar{R}} = 5.62 \quad (12)$$

Toutes les étendues sont inférieures à cette limite, on peut donc accepter la validité des mesures. Pour illustrer les étendues, il est préférable de tracer une carte de contrôle en séparant les opérateurs.

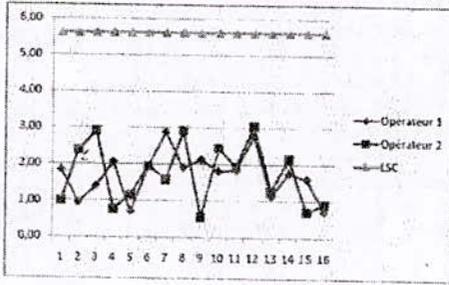


Fig. 8. Validité des mesures

Sur ce graphique, il apparaît clairement que les valeurs sont des fluctuations aléatoires, il n'y a pas de point hors contrôle. Si ce n'est pas le cas, il faudrait recommencer la mesure douteuse.

B-3. Analyse de la répétabilité

La répétabilité de l'instrument de mesure est contrôlée à partir des deux séries de mesures réalisées par le même opérateur. L'écart type de la dispersion de répétabilité est estimé par l'équation (3).

Dans ce cas, le nombre d'opérateurs multiplié par le nombre d'échantillons est supérieur à 15, on n'aura pas donc besoin de corriger le coefficient d_2 qui sera pris pour $n = 2$ car les étendues sont calculées à partir de 2 mesures. La valeur de d_2 sera donc égale à 1.128. [1]

En remplaçant les valeurs de d_2 et de \bar{R} dans l'équation 3 on obtient :

$$\sigma_{\text{répétabilité}} = 1.526 \quad (13)$$

B-4. Analyse de reproductibilité

La reproductibilité représentant l'écart de mesure qui provient des opérateurs, elle peut être exprimée à partir de l'étendue sur les moyennes $\bar{X}_i, i = 1, 2$:

$$R_x = \text{Max}(\bar{X}_1; \bar{X}_2) - \text{Min}(\bar{X}_1; \bar{X}_2) = 0,86 \quad (14)$$

$\sigma_{\text{opérateur}}$ est calculé à partir de la formule 5 avec :

$d_2^* = 1.414$, car l'étendue est calculée à partir d'un seul échantillon de deux moyennes [1].

$$\sigma_{\text{opérateur}} = 0.609 \quad (15)$$

La formule 6 est plus précise car elle tient compte que dans l'écart entre les moyennes des opérateurs il y a une partie de répétabilité. En remplaçant les valeurs de $m = 16$ et $r = 2$ dans l'équation 6, on obtient :

$$\sigma_{\text{reproductibilité}} = 0.546 \quad (16)$$

B-5. Dispersion de l'instrument de mesure

En appliquant le théorème d'additivité des variances, on a :

$$\sigma^2_{\text{instrument}} = \sigma^2_{\text{répétabilité}} + \sigma^2_{\text{reproductibilité}} \quad (17)$$

Après calcul, on trouve :

$$\sigma_{\text{instrument}} = 1.621 \quad (18)$$

On en déduit facilement la capacité de l'instrument de mesure en prenant $I_T = 48 \text{ V}$:

$$Cmc = \frac{I_T}{6\sigma_{\text{instrument}}} \quad (19)$$

On trouve :

$$Cmc = 4.93 \quad (20)$$

On voit que $Cmc > 4$, le moyen de mesure est donc acceptable.

B-6. Origine de la dispersion

Pour étudier l'origine de la dispersion, on étudie :

- Part de la répétabilité

$$100 \times \frac{\sigma^2_{\text{répétabilité}}}{\sigma^2_{\text{instrument}}} = 88.64\% \quad (21)$$

- Part de la reproductibilité

$$100 \times \frac{\sigma^2_{\text{reproductibilité}}}{\sigma^2_{\text{instrument}}} = 11.36\% \quad (22)$$

Nous remarquons que la répétabilité représente 88.64% de la dispersion totale de l'instrument et cela est sûrement dû à des causes de variabilité telle que le lieu de mesure sur le produit ou les conditions d'environnement.

IV. CONCLUSION

La variabilité d'un processus de production est appréciée à travers les mesures effectuées. Ces mesures sont en soi un

processus qui a sa propre variabilité. Ainsi une partie de la variabilité mesurée est due au processus de production et une autre aux appareillages de mesure.

L'objectif de l'analyse de l'aptitude du système de mesure consiste à quantifier sa variabilité et à s'assurer qu'elle est faible par rapport à l'intervalle de spécifications ou par rapport à la variabilité du procédé de fabrication.

V. REFERENCES

- [1] L. Jaupi, « *Contrôle de la qualité* », Edition Dunod, Paris, 2002.
- [2] Senouci, K., Bendaoud, A., Tilmatine, A., Medles, K., Das, S., Dascalescu, L., "Multivariate Statistical Process Control of Electrostatic Separation Processes", Industry Applications Conference, 2007. 42nd IAS Annual Meeting. Conference Record of the 2007 IEEE
- [3] M. Pillet, « *Appliquer la Maîtrise Statistique des Procédés (MSP/SPC)* », Edition d'organisation, Paris, 1997.
- [4] D.C. Montgomery, *Introduction to Statistical Quality Control*. New York, Wiley, 1999.
- [5] E. L. Grant, *Statistical Quality Control*. New York: McGraw-Hill, 1988.
- [6] K. Senouci, A. Bendaoud, K. Medles, M. Younes, S. Das, A. Tilmatine, L. Dascalescu, "Application de la maîtrise statistique des procédés au pilotage d'un processus de séparation électrostatique," Proc. ICEL, UST Oran, Algeria, pp 45-60, 2005.
- [7] O.C. Ralston, *Electrostatic Separation of Mixed Granular Solids* Amsterdam: Elsevier, 1961.
- [8] L. Dascalescu, A. Tilmatine, F. Aman, and M. Mihailescu, "Optimisation of electrostatic separation processes using response surface modeling," IEEE Trans. Ind. Appl, vol. 40, 2004, pp. 53-59.
- [9] S. Bersimis, J. Panaretos, and S. Psarakis, "Multivariate statistical process control charts and the problem of interpretation: a short overview and some applications in industry," Proc. 7th Hellenic European Conference on Computer Mathematics and its Applications, Athens, Greece, 2005.
- [10] F.B. Alt and N.D. Smith, "Multivariate process control," in *Handbook of Statistics*, vol.7, Amsterdam: North-Holland, 1988, pp. 333-351.
- [11] K. Medles, A. Tilmatine, A. Bendaoud, M. Younes, and L. Dascalescu, "Set point identification and robustness testing of electrostatic separation processes", Conf. Rec. IEEE/IAS Annual Meeting, Seattle, vol. 3, 2004, pp. 1959-1966.

Modélisation des Caractéristiques d'un isolateur pollué par l'analyse de régression

A.Mekhaldi, M.Teguar, N.Khairoune, D.Zellouta,
Laboratoire de Recherche en Electrotechnique, Laboratoire de Haute Tension,
Ecole Nationale Supérieure Polytechnique, Alger, Algérie

Résumé— Dans ce travail nous présentons les deux modèles de régression ; linéaire multiple et non linéaire. Ces modèles se basent sur la méthode des moindres carrés. A partir d'essais font au laboratoire, nous modélisons les relations existantes entre les différentes caractéristiques à savoir tension de contournement - conductivité ; courant de fuite - tension appliquée ; courant de fuite - tension appliquée - conductivité.

Mots clés— régression, moindre carrés, tension de contournement, courant de fuite, conductivité

I. INTRODUCTION

Il est fréquent de s'interroger sur la relation qui peut exister entre deux grandeurs, en particulier dans les problèmes de prévision et d'estimation.

On essaye de déterminer la relation statistique qui existe entre les deux grandeurs X et Y . Ce type d'analyse s'appelle analyse de régression. On considère que la variation de l'une des deux variables (par exemple X) explique celle de l'autre (par exemple Y).

Dans ce type d'analyse, on fixe a priori les valeurs de X , X n'est donc pas une variable aléatoire. Mais la deuxième grandeur Y , est une variable aléatoire et sa distribution est influencée par la valeur de X . Dans ce cas, X est dite variable explicative ou variable indépendante, et Y est dite variable expliquée ou variable dépendante. On a alors, du point de vue statistique, une relation de cause à effet. Le problème sera d'identifier cette relation.

Le phénomène de la pollution des isolateurs de haute tension est très complexe. Plusieurs travaux de modélisation de ce phénomène ont été entrepris et continuent à l'être afin de mieux cerner ce problème et de mieux le comprendre [1,2,3,4].

Notre travail consiste à étudier ce même phénomène en utilisant une méthode statistique, la méthode de l'analyse de régression linéaire multiple et non linéaire. En effet, cette méthode nous permet de modéliser les différentes caractéristiques décrivant le comportement d'un isolateur de haute tension sous pollution.

II. PRESENTATION DU MODELE

Afin de construire le modèle, on considère $k-1$ variables explicatives indépendantes : X_1, X_2, \dots, X_{k-1} , à valeurs fixées, donc non aléatoires, et une variable dépendante aléatoire Y influencée par les $k-1$ variables explicatives. Le modèle de régression linéaire multiple est donné par l'équation suivante :

$$Y = \beta_0 + \sum_{j=1}^{k-1} \beta_j X_j + u \quad (1)$$

Où : $\beta_0, \beta_1, \dots, \beta_{k-1}$ sont les paramètres inconnus du modèle, et u est une perturbation aléatoire.

Supposant que nous ayons n observations indépendantes Y_1, Y_2, \dots, Y_n de la variable expliquée, alors chaque observation est décrite par le modèle :

$$Y_i = \beta_0 + \sum_{j=1}^{k-1} \beta_j X_{ij} + u_i \quad i = 1, \dots, n \quad (2)$$

III. ESTIMATION DES PARAMETRES PAR LA METHODE DES MOINDRES CARRÉS

Le problème de la détermination des paramètres du modèle, appelés coefficients de régression, se ramène au problème de l'estimation statistique de paramètres inconnus. La méthode la plus utilisée dans ce cas est la méthode des moindres carrés.

Supposons que : $\tilde{\beta}_0, \tilde{\beta}_1, \dots, \tilde{\beta}_{k-1}$ soient des estimateurs de : $\beta_0, \beta_1, \dots, \beta_{k-1}$, et posons :

$$\hat{Y}_i = \tilde{\beta}_0 + \sum_{j=1}^{k-1} \tilde{\beta}_j X_{ij} \quad i = 1, \dots, n \quad (3)$$

Où : \hat{Y}_i est la valeur estimée de Y_i

Le principe de la méthode des moindres carrés consiste à trouver les paramètres $\hat{\beta}_0, \hat{\beta}_1, \dots, \hat{\beta}_{k-1}$ qui rendent minimum la somme des carrés des résidus :

$$\sum_{i=1}^n e_i^2 = \sum_{i=1}^n (Y_i - \hat{Y}_i)^2 \quad (4)$$

A. Présentation matricielle du modèle

Afin de faciliter les calculs, nous utilisons la présentation matricielle du modèle. On représente en général les données sous forme d'un tableau à n lignes et $k+1$ colonnes, la première colonne constituant une matrice à une colonne représentant Y , l'ensemble des k autres colonnes constituant une matrice X à n lignes et k colonnes [5].

$$Y = \begin{pmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ \vdots \\ Y_n \end{pmatrix}, \quad X = \begin{pmatrix} 1 & x_{11} & \dots & x_{1k-1} \\ 1 & x_{21} & \dots & x_{2k-1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & x_{n1} & \dots & x_{nk-1} \end{pmatrix}, \quad \hat{\beta} = \begin{pmatrix} \hat{\beta}_0 \\ \hat{\beta}_1 \\ \vdots \\ \hat{\beta}_{k-1} \end{pmatrix}$$

Donc le modèle (3) peut s'écrire sous la forme : $Y = X\hat{\beta}$. Notons que la matrice transposée d'une matrice A est notée par A' .

B. Estimation des paramètres du modèle

On définit le vecteur e des résidus : $e = Y - X\hat{\beta}$.

Pour calculer le vecteur $\hat{\beta}$, il suffira de minimiser la quantité $e'e$.

$$\frac{\partial(e'e)}{\partial \hat{\beta}} = 0$$

Ce qui donne :
$$\hat{\beta} = (X'X)^{-1}X'Y \quad (5)$$

IV. HYPOTHESES DU MODELE DE REGRESSION LINEAIRE MULTIPLE

A. Hypothèses probabilistes

Afin d'estimer les paramètres de l'équation de régression, aucune hypothèse sur les distributions des perturbations aléatoires n'est requise. Cependant, dans la suite une distribution devra être spécifiée.

On suppose que les perturbations aléatoires u_1, u_2, \dots, u_n , sont indépendantes de la loi normale, d'espérance nulle, de variance finie [6] :

- $E(u_i) = 0$
- $Var(u_i) = \sigma^2 I_n$

Où I_n est la matrice identité de dimension n .

A ces hypothèses on ajoute le fait que les X soient observés sans erreur, et l'erreur de mesure u_i est indépendante de Y_i .

B. Test des hypothèses probabilistes

B.1. Test de la variance des erreurs

Pour vérifier si la variance de l'erreur est constante, on trace les résidus en fonction des valeurs ajustées, les erreurs auront une variance constante si les résidus sont distribués d'une façon aléatoire autour de zéro. Si les résidus augmentent ou diminuent en fonction des valeurs ajustées, les erreurs peuvent ne pas avoir une variance constante [7].

B.2. Test de normalité (Q-Q Plot et Droite de Henry)

Le Q-Q plot, quantile-quantile plot, est une technique graphique qui permet de comparer les distributions de deux ensembles de données. Les échantillons ne sont pas forcément de même taille. Il se peut également qu'un des ensembles de données soit généré à partir d'une loi de probabilité qui sert de référentiel.

Pour réaliser cette droite, il s'agit :

1. De trier les données de manière croissante pour former la série Q .
2. A chaque valeur $e(i)$, nous associons la fonction de répartition empirique :

$$F_i = \frac{i - 0.375}{n + 0.25} \quad (6)$$

3. Nous calculons les quantiles successifs $z(Q)$ d'ordre F_i en utilisant l'inverse de la loi normale centrée et réduite.

4. Enfin, les données initiales n'étant pas centrées et réduites, nous dé-normalisons les données en appliquant la transformation :

$$e^*(Q) = z(Q) * S + \bar{e} \quad (7)$$

Où : S est l'écart type résiduel, c'est la racine carrée de la variance résiduel et \bar{e} c'est la valeur moyenne de e .

La variance résiduel est donnée par :

$$S^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (Y_i - \hat{Y}_i)^2}{n - k} \quad (8)$$

Si les données sont compatibles avec la loi normale, les points $(e(Q); e^*(Q))$ forment une droite, dite droite de Henry, alignés sur la diagonale principale.

B.2. Test de corrélation entre les erreurs

Pour vérifier s'il existe une corrélation entre les erreurs, on trace les résidus en fonction de leurs ordres, on dit qu'il y a corrélation entre les erreurs si les résidus ne sont pas distribués d'une façon aléatoire, c'est-à-dire qu'ils auront une tendance d'augmenter ou diminuer.

V. ANALYSE DE LA VARIANCE

A. Décomposition de la variance

On décompose la somme totale des carrés des écarts à la moyenne en une somme des carrés due à la régression, et une somme des carrés due à l'erreur.

La somme des carrés due à la régression est donnée par :

$$SSR = \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 \tag{9}$$

La somme des carrés due à l'erreur est donnée par :

$$SSE = \sum_{i=1}^n (y_i - \hat{y}_i)^2 \tag{10}$$

La somme totale des carrés est donnée par :

$$SST = \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 \tag{11}$$

Pour tenir compte de la répétition, on peut décomposer d'avantage la somme des carrés due à l'erreur. Notons d'abord que pour chacune des observations, les variables explicatives prennent diverses valeurs. Il peut parfois arriver que pour une ou plusieurs observations données, les valeurs de ces variables soient tout à fait identiques (sans nécessairement que la variable expliquée prenne la même valeur). Dans ce cas, on dit qu'il existe des répétitions.

On a donc :

$$SSE = SSPE + SSLF \tag{12}$$

ou :

$$SSPE = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^{n_i} (y_{ij} - \bar{y}_i)^2 \tag{13}$$

est la somme des carrés des erreurs pures (pure error sum of squares),

et :

$$SSLF = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^{n_i} (y_{ij} - \bar{y})^2 \tag{14}$$

est la somme des carrés due au manque d'ajustement (lack of fit sum of squares).

On peut alors présenter le tableau ANOVA en tenant compte de la décomposition de la variance due à l'erreur (Tab.1)

Source de variation	Degré de liberté	Somme des carrés	Somme pondérée des carrés
Régression	$k - 1$	SSR	$MSR = \frac{SSR}{k-1}$
Erreur	$n - k$	SSE	$MSE = \frac{SSE}{n-k}$
Manque d'ajustement	$I - k$	$SSLF$	$MSLF = \frac{SSLF}{I-k}$
Erreur pure	$n - I$	$SSPE$	$MSPE = \frac{SSPE}{n-I}$
Totale	$n - 1$	SST	$MST = \frac{SST}{n-1}$

Tab.1. ANOVA avec décomposition de la variance due à l'erreur

VI. COEFFICIENT DE DETERMINATION (R^2)

Le coefficient de détermination représente la proportion de la variation totale par rapport à la moyenne qui est expliquée par la régression [6].

Les bornes du critère sont 0 et 1, une valeur de 1 signifie que la régression explique toute la variation des différentes valeurs prises par la variable dépendante, et une valeur de 0 signifie qu'aucune variation n'est expliquée.

$$R^2 = 1 - \frac{SSE}{SST} \tag{15}$$

VII. LINEARISATION DES MODELES

En pratique, la dispersion des points suggèrent souvent des relations non linéaires entre les variables. Certains types peuvent être transformés en fonctions linéaires, ceci permet d'utiliser encore la méthode des moindres carrés ordinaires.

VIII. MODELE DE REGRESSION NON LINEAIRE

Plusieurs situations peuvent induire une relation de forme non linéaire entre des variables, et malgré la flexibilité du modèle linéaire, il ne permet pas de modéliser certaines formes fonctionnelles. Dans cette partie nous allons présenter la méthode des moindres carrés non linéaire.

La forme générale du modèle de régression non linéaire est :

$$y_i = f(x_i; \beta) + u_i \quad i = 1, \dots, n \tag{16}$$

Où β est un vecteur à k éléments qui représentent les paramètres du modèle, et le terme u_i est une perturbation aléatoire.

A. Calcul de l'estimateur des moindres carrés non linéaire

La minimisation de la somme des carrés est un problème courant de l'optimisation non linéaire. Il peut être résolu par plusieurs méthodes, comme celle de Gauss-Newton, qui est répandue [8].

L'estimateur par la méthode des moindres carrés de β dénoté par $\hat{\beta}$, minimise la somme des carrés des erreurs :

$$SSE(\beta) = \sum_{i=1}^n (y_i - f(x_i, \beta))^2$$

(17)

Les équations d'estimation sont alors les suivantes :

$$\sum_{i=1}^n \frac{(y_i - f(x_i, \beta)) \left(\frac{\partial f(x_i, \beta)}{\partial \beta} \right)}{\partial \beta} = F' (Y - f(\beta)) = 0$$

Avec :

$$Y = (y_1, y_2, \dots, y_n)$$

$$f(\beta) = (f(x_1, \beta), f(x_2, \beta), \dots, f(x_n, \beta))$$

$$F = F(\beta) = \frac{\partial f(\beta)}{\partial \beta} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f(x_1, \beta)}{\partial \beta_1} & \dots & \frac{\partial f(x_1, \beta)}{\partial \beta_k} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f(x_n, \beta)}{\partial \beta_1} & \dots & \frac{\partial f(x_n, \beta)}{\partial \beta_k} \end{pmatrix}$$

IX. RESULTATS D'APPLICATION

A. Modèle tension de contournement en fonction de la conductivité de la couche polluante (par la régression linéaire)

La figure 1 présente la variation de la valeur efficace de la tension de contournement, en fonction de la conductivité volumique de la couche polluante. Les valeurs de la tension de contournement sont obtenues pour neuf conductivités. Le modèle est construit par la régression linéaire simple, en choisissant comme variable explicative le logarithme népérien de la conductivité.

Les résultats statistiques du modèle sont représentés par le tableau 2, et les tests des hypothèses probabilistes sont représentés par les figures 2, 3 et 4.

D'après ces résultats, nous remarquons que l'augmentation de la conductivité diminue la résistance de la couche polluante. Ce qui provoque le contournement de l'isolateur pour de faibles niveaux de tensions, mais à partir d'une certaine valeur de la conductivité, la tension de contournement reste presque constante. Cela est expliqué par le fait que la couche polluante est devenue très conductrice à un niveau à partir duquel l'augmentation de la conductivité n'influe plus sur sa résistance.

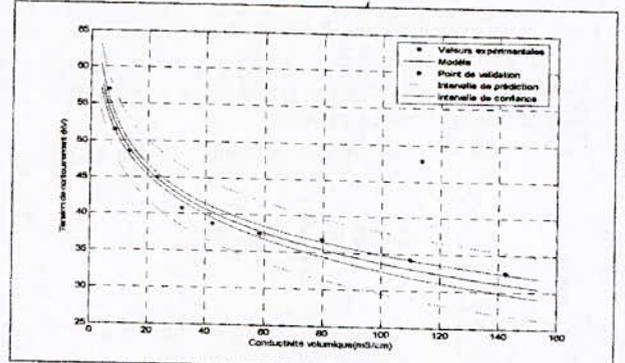


Fig.1. Tension de contournement – Conductivité volumique

L'équation de la régression : $V = 62,0257 - 0,0077 \ln(\text{Conductivité})$

Paramètre	Estimation	Ecart type	Lim Inf	Lim Sup	P
β_0	62,0257	1,2122	49,2229	74,8295	0,0000
β_1	-0,0077	0,0120	-0,0191	-0,0064	0,0000

$F = 1,89916$ $R^2 = 71,62\%$ $F^*(\text{pré-détermination}) = 70,65\%$
PRESS = 167,28

Analyse de la variance

Source	DF	SS	MS	F	P
Régression	1	1026,4967	1026,4967	498,1307	0,0000
Résidus	28	121,5492	4,3414		

Tab.2. Résultats statistiques du modèle tension de contournement pour différentes conductivités

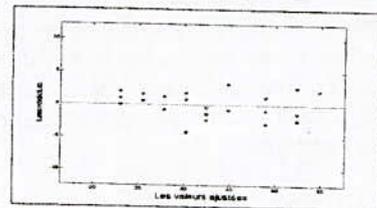


Fig.2. Test de la variance des erreurs

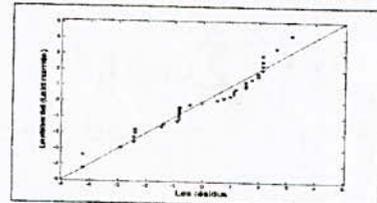


Fig.3. Test de normalité (Q-Q Plot et Droite de Henry)

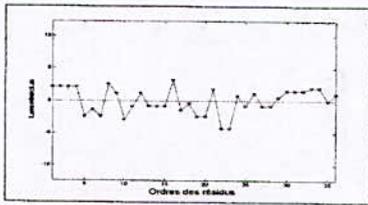


Fig.4. Test de corrélation entre les erreurs

B. Modèle tension de contournement en fonction de la conductivité de la couche polluante (par la régression non linéaire)

La figure 5 présente la modélisation de la tension de contournement en fonction de la conductivité de la couche polluante, par la régression non linéaire. Les résultats statistiques sont présentés par le tableau 3. La somme des carrés des erreurs pour ce modèle vaut: $SSE=100.7367$, alors que pour le modèle linéaire $SSE=135.5433$, cela signifie que l'ajustement par la régression non linéaire est meilleur dans ce cas.

Une valeur prédite de la tension de contournement pour la conductivité 142.3 mS/cm, a été trouvée dans un intervalle de prédiction de 28.7 kV à 36.4 kV, et la valeur expérimentale vaut 32.5 kV. Les tests des hypothèses probabilistes sont représentés par les figures 6, 7 et 8.

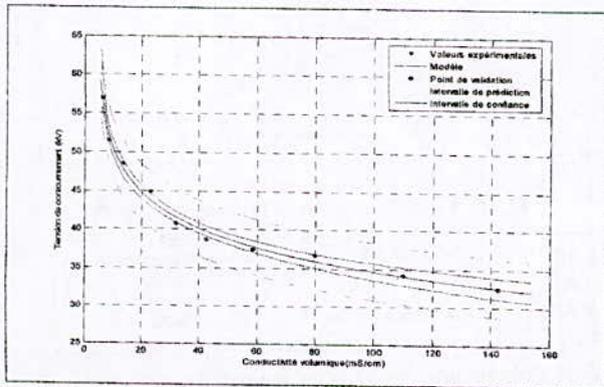


Fig.5. Tension de contournement – Conductivité volumique

L'équation de la régression : $Y = 62.1184 - 2.80618x(\text{Conductivité} - 1.3285)$

Paramètre	Estimation	Ecart type	Lim Inf	Lim Sup	P
β_0	62.1184	1.8728	58.3672	65.8696	0.0000
β_1	-2.80618	0.1882	-3.1802	-2.4321	0.0000
β_2	1.3285	0.0022	1.3241	1.3329	0.0000

Analyse de la variance					
Source	DF	SS	MS	F	P
Régression					

Tab.3. Résultats statistiques du modèle tension de contournement pour différentes conductivités

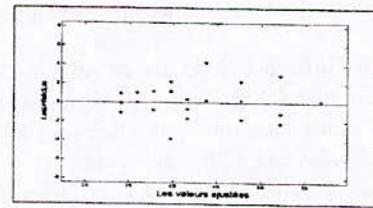


Fig.6. Test de la variance des erreurs

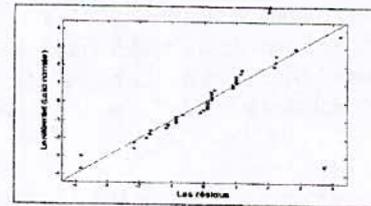


Fig.7. Test de normalité (Q-Q Plot et Droite de Henry)

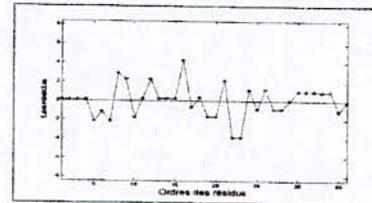


Fig.8. Test de corrélation entre les erreurs

C. Modèle courant de fuite en fonction de la tension appliquée (par la régression linéaire)

Nous présentons les résultats obtenus pour les quatre conductivités : 6.2, 8.6, 23.2 et 79.6 mS/cm.

La figure 9 montre la variation de la valeur crête du courant de fuite en fonction de la valeur crête de la tension appliquée, pour une conductivité volumique de la couche polluante de 6.2 mS/cm. Les valeurs du courant de fuite sont obtenues pour cinq niveaux de tension entre 3.7 kV et 12.7 kV. Ces résultats sont modélisés par une fonction parabolique, qui explique l'augmentation du courant de fuite en fonction de la tension appliquée. L'ajustement de ce type de données par la régression linéaire nécessite un changement de variable, c'est-à-dire nous effectuons la régression de la variable dépendante qui est le courant de fuite, en fonction du carré de la variable indépendante qui est la tension appliquée.

Le tableau 4 montre les résultats statistiques du modèle. D'après la probabilité

$P(F_{\alpha} > F_{\text{calculé}}) = 0.000026 \ll 0.05$, la régression est jugée significative, avec un coefficient de détermination de 99.85%, cette valeur proche de 100% implique que le modèle explique presque toute la variabilité des différentes valeurs prises par la variable dépendante (courant de fuite). La capacité de prédiction du modèle est indiquée par le coefficient R^2 (prédiction) = 95.83%, cette valeur proche de 100% veut dire que le modèle peut prédire de nouvelles valeurs du courant de fuite pour des niveaux de tension autres que celles obtenues expérimentalement. Les tests des

hypothèses probabilistes sont donnés par les figures 10, 11 et 12.

Afin de voir l'influence du degré de salinité de la couche polluante sur le courant de fuite qui circule à travers cette couche, nous avons construit trois autres modèles pour les conductivités 8.6, 23.2 et 79.6 mS/cm. La figure 13 présente une comparaison entre les quatre modèles, et montre clairement que l'augmentation de la conductivité de la couche polluante diminue son impédance et par suite provoque l'augmentation du courant de fuite.

Le tableau 5 montre les quatre modèles et leurs coefficients de détermination. Nous notons bien que les tests des hypothèses probabilistes sont vérifiés pour les trois derniers modèles.

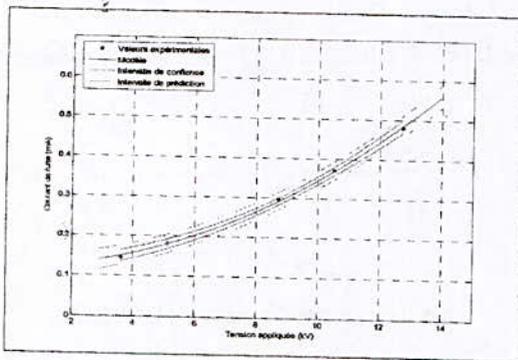


Fig.9. Courant de fuite – Tension appliquée

L'équation de la régression : $I = 0.0002 + 0.0002 V^2$

Paramètre	Estimation	Ecart type	Lim Inf	Lim Sup	P
β_0	0.0002	0.0002	0.0000	0.0004	0.0001
β_1	0.0002	0.0002	0.0000	0.0004	0.0000

$S = 0.0002$ $R^2 = 99.99\%$ $F_{(1,17)}(0.9999) = 99.99\%$
 Analyse de la variance

Tab.4. Résultats statistiques du modèle courant de fuite en fonction de la tension appliquée

(Pour la conductivité $6.2 \frac{mS}{cm}$)

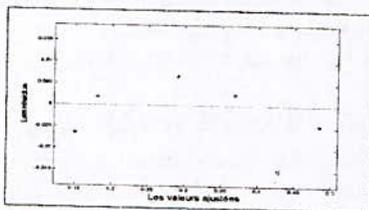


Fig.10. Test de la variance des erreurs

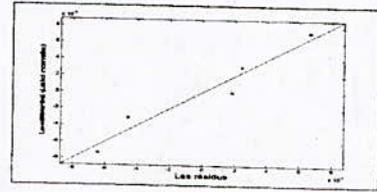


Fig.11. Test de normalité (Q-Q Plot et Droite de Henry)

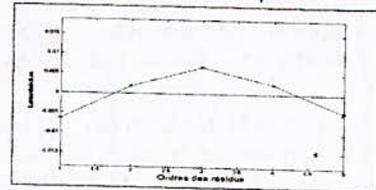


Fig.12. Test de corrélation entre les erreurs

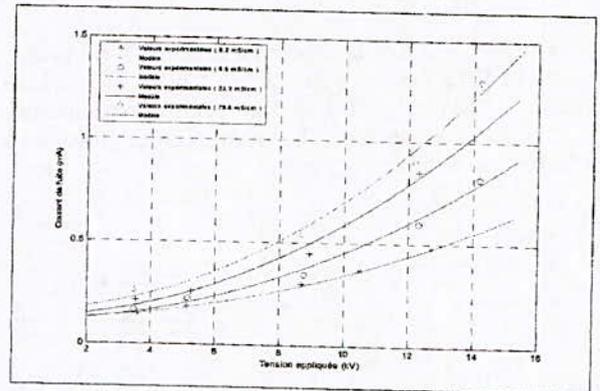


Fig.13. Courant de fuite – Tension appliquée

Conductivité	Modèle	Coefficient de détermination
$6.2 \frac{mS}{cm}$	$I = 0.0002 + 0.0002 V^2$	99.99%

Tab.5. Présentation des modèles courant de fuite en fonction de la tension appliquée pour différentes conductivités (Par la régression linéaire)

D. Modèle courant de fuite en fonction de la tension appliquée (par la régression non linéaire)

La figure 14 montre une modélisation des valeurs obtenues pour la conductivité 6.2 mS/cm par la méthode de régression non linéaire. Cette équation non linéaire possède trois paramètres au lieu de deux, ce qui donne au modèle un degré de liberté en plus, et par suite permettre une meilleure minimisation de la somme des carrés des erreurs. Le tableau 6 montre les résultats statistiques du modèle.

La signification de la régression non linéaire est justifiée par la faible probabilité $P(F_{\alpha} > F_{calculé}) = 0.000017 \ll \alpha = 0.05$. Le modèle de régression linéaire présente une somme des carrés des erreurs SSE = 0.000116, alors que pour le modèle non linéaire

SSE = 0.000006. Pour vérifier la capacité de prédiction du modèle, une valeur prédite du courant de fuite pour un niveau de tension de 16.52 kV, a été trouvée dans un intervalle de prédiction de 0.665 mA et 0.723 mA, et la valeur expérimentale vaut **0.681 mA**, cela nous informe que le modèle peut être utilisé pour prédire d'autres valeurs.

Les tests des hypothèses probabilistes sont présentés par les figures 15, 16 et 17.

La figure 18 montre une comparaison entre quatre modèles construits pour les quatre conductivités 6.2, 8.6, 23.2 et 79.6 mS/cm, ces modèles sont donnés dans le tableau 7 avec leurs tests de signification.

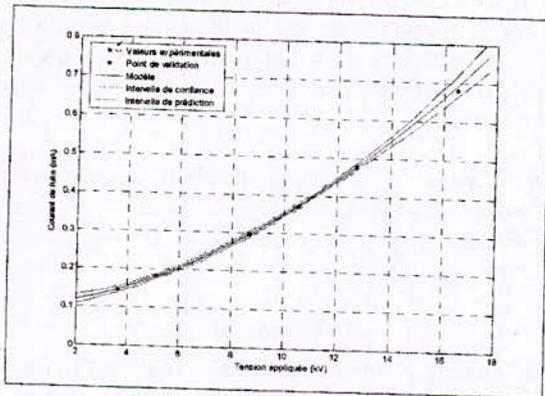


Fig.14. Courant de fuite – Tension appliquée

L'équation de la régression : $I = 0.0027 \cdot V + 0.0005 \cdot V^2$

Paramètre	Estimation	Ecart type	Lim Inf	Lim Sup	P
β_0	0.0027	0.0007	0.0013	0.0041	0.0013
β_1	0.0027	0.0005	0.0017	0.0037	0.0010
β_2	1.32E-05	0.0002	1.30E-05	3.92E-05	0.0001

Analyse de la variance					
Source	DF	SS	MS	F	P
Modèle	2	1.1E-05	5.5E-06	1.3E+02	0.0001
Erreur	18	6.2E-06	3.4E-07		

Tab.6. Résultats statistiques du modèle courant de fuite en fonction de la tension appliquée

(Pour la conductivité $6.2 \frac{mS}{cm}$)

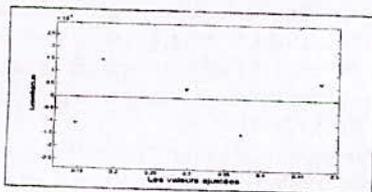


Fig.15. Test de la variance des erreurs

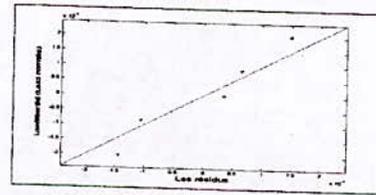


Fig.16. Test de normalité (Q-Q Plot et Droite de Henry)

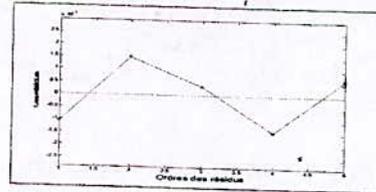


Fig.17. Test de corrélation entre les erreurs

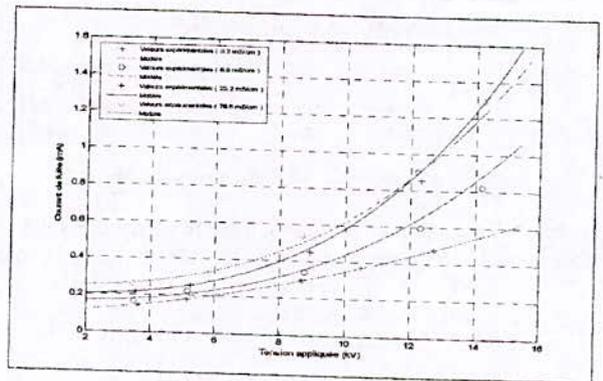


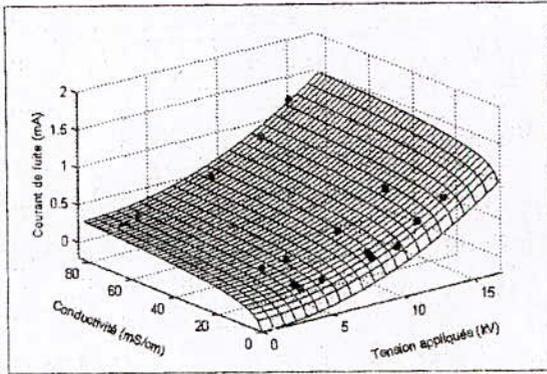
Fig.18. Courant de fuite – Tension appliquée

Conductivité	Modèle	P
$6.2 \frac{mS}{cm}$	$I = 0.0027 \cdot V + 0.0005 \cdot V^2$	0.00017

Tab.7. Présentation des modèles courant de fuite en fonction de la tension appliquée pour différentes conductivités (Par la régression non linéaire)

E. Modèle courant de fuite en fonction de la tension appliquée et la conductivité volumique (par la régression linéaire)

En utilisant la régression linéaire à deux variables explicatives, on peut résumer les quatre modèles présentés précédemment en un seul modèle qui donne la valeur crête du courant de fuite en fonction à la fois du niveau de tension appliqué et de la conductivité de la couche polluante. Pour le faire, nous considérons le logarithme népérien de la conductivité comme étant la première variable explicative, et la deuxième variable explicative serait le carré de la tension appliquée (Fig.19). Les résultats statistiques du modèle sont représentés par le tableau 8. Les figures V.20, V.21 et V.22 présentent les tests des hypothèses probabilistes.



Fi

Fig.19. Courant de fuite - Tension appliquée- conductivité volumique

L'équation de la régression :

$$I = -0,0004 + 0,00016 \ln(\text{Conductivité}) + 0,0002 \cdot V^2$$

Paramètre	Estimation	Ecart type	Lim Inf	Lim Sup	P
β_0	-0,0004	0,0004	-0,0008	-0,0001	0,0003
β_1	0,00016	0,0001	0,0001	0,0002	0,0001
β_2	0,0002	0,0002	0,0001	0,0003	0,0001

$r = 0,917$ $R^2 = 83,26\%$ $F(2; 6; 0,01) = 10,5996$

Tab.9. Résultats statistiques du modèle courant de fuite en fonction de la tension appliquée et la conductivité de la couche polluante

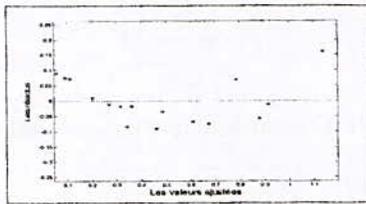


Fig.20. Test de la variance des erreurs

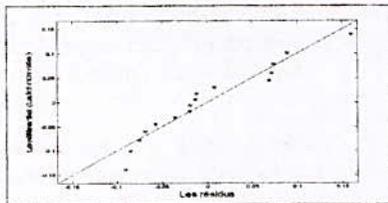


Fig.21. Test de normalité (Q-Q Plot et Droite de Henry)

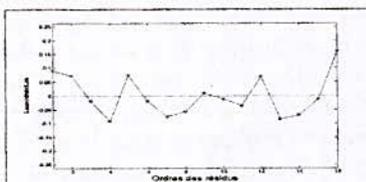


Fig.22. Test de corrélation entre les erreurs

X. CONCLUSION

La méthode de régression est utilisée pour élaborer les relations existantes entre les différentes grandeurs mesurées durant les essais.

La relation qui existe entre le courant de fuite et la tension appliquée, est modélisée par une fonction parabolique. Cela signifie que la résistance de la couche de pollution humide diminue en fonction de la tension appliquée. Cette augmentation est due à l'échauffement de l'électrolytique par la circulation du courant, qui a pour effet d'accroître la conductivité.

L'augmentation de la conductivité de la couche de pollution, diminue sa résistance, ce qui implique la diminution de la tension de contournement. Les résultats obtenus d'après ces essais ont été modélisés par une fonction logarithmique décroissante.

En utilisant la régression multiple à deux variables explicatives, nous avons modélisé la variation du courant de fuite en fonction de la tension appliquée et de la conductivité de la couche polluante.

RÉFÉRENCES

- [1] G.Zhicheng, Z.Renyu, "Calculation of dc and ac Flashover Voltage of Polluted Insulators", IEEE Transaction on Electrical Insulation, vol. 25 n°4, August 1990.
- [2] A.Mekhaldi, "Etude du développement d'un arc électrique sur des surfaces isolantes contaminées par la pollution désertique", Thèse de Magister, Génie Electrique, ENP 1990.
- [3] D.Namane, "Effet de la discontinuité de la pollution sur le comportement d'isolateur haute tension, sous la fréquence de 50 Hz", Thèse de Magister, Génie Electrique, ENP 1998.
- [4] M.Teguar, "Modélisation d'isolateurs pollués soumis à divers paramètres électro géométriques", Mémoire de doctorat d'état, Génie Electrique, ENP 2003.
- [5] E.Diday, J.Lemaire, J.Pouget, F.Testu, "Eléments d'analyse de données", Edition Dunod.
- [6] J-F.Dubois, " Quelques pièges cachés des méthodes de sélection de variables en régression linéaire multiple", Mémoire présenté au département de mathématique et d'informatique en vue de l'obtention du grade de maitre des sciences, Janvier 2000.
- [7] S.Venkataraman, R.S.Gorur, "Extending the applicability of insulator flashover models by regression analysis", IEEE trans. Dielectr. Electr. Insul, pp.368-374, 2007
- [8] W.Greene, "Econométrie", 5^e édition Pearson Educat.

Calcul des Surtensions Induites par un Coup de Foudre sur une Ligne Aérienne : Analyse comparative

K.Arzag, B.Ghemri, A. Mimouni Z.Azzouz

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, USTO-MB, Oran, Algérie.

Abstract— in this paper the three coupling models most frequently used in the power lightning literature for lightning induced over voltages calculation, namely the model by Rusck, the model by Chowdhuri and Gross, and the model by Agrawal, Pierce and Gurbaxani are compared and discussed. Cooray showed that in the first equation of the Rusck's model a source term is omitted. Note that this term is equal to zero for the case of a vertical lightning canal. Nucci has also shown that in the first coupling equation of Chowdhuri model the source term due to the magnetic induction contribution is missing. In this effect a software program based on Rusck's theory is developed by authors in Matlab environment. Simulation results based on the Agrawal and Chowdhuri models are obtained from literature papers. In comparison between results obtained by using of the three models a satisfactory agreement was found between Rusck's model and Agrawal's one, who can shown the theoretical equivalent presented by Cooray.

Résumé— Dans cette communication nous passons en revue et comparons trois modèles de couplage proposés dans la littérature pour le calcul des surtensions induites par la foudre sur les lignes aériennes. Ils s'agit du modèle de Rusck, du modèle de Chowdhuri et Gross, et enfin d'Agrawal, Price et Gurbaxani. Un terme de source est omis dans les équations de couplage de Rusck. Néanmoins, il a été montré par Cooray que le terme manquant du modèle de Rusck est égal à zéro pour le cas d'un canal vertical de foudre. A son tour Nucci a montré que dans le modèle de Chowdhuri un terme source due à l'induction magnétique a été omis. Pour ces raisons un code de calcul basé sur les approches de Rusck a été développé par les auteurs sous environnement MATLAB. Les résultats de simulation obtenus à l'aide du modèle d'Agrawal et du modèle de Chowdhuri sont issus de la littérature. La comparaison entre les variations temporelles de la tension induite obtenue à l'aide de ces trois modèles montre une concordance satisfaisante entre le modèle d'Agrawal et celui de Rusck ce qui démontre l'équivalence théorique présentée par Cooray.

Mots clé— Compatibilité électromagnétique, foudre, couplage, tensions induites, lignes aériennes.

I. INTRODUCTION

Depuis de nombreuses années, la prise en compte des critères de compatibilité électromagnétique (CEM) constitue une étape essentielle dans la conception des systèmes. Ceci est dû principalement à l'utilisation

croissante des dispositifs électroniques fonctionnant à des niveaux de puissance et de courant de plus en plus faibles, ce qui les rend de plus en plus susceptibles aux perturbations d'origine électromagnétique. Ainsi la foudre, phénomène naturel constitue une de ces perturbations dangereuses pour les équipements et installations électriques et ou électroniques notamment les lignes de transport d'énergie électrique connectées aux installations électriques importantes telles que les centrales électriques ou les postes de transformation. Pour bien protéger ces installations contre les effets induits par la foudre notamment la création de surtensions induites, il est intéressant d'évaluer l'amplitude de ces dernières et de connaître leur forme d'onde. Cette caractérisation des surtensions induites peut se faire à l'aide de la simulation par le biais d'outils numérique adéquats. Ainsi, en exploitant les théories décrivant le couplage entre le champ électromagnétique rayonné par la foudre et les lignes de transmission plusieurs codes de calcul ont été développés et implémentés dans des plateformes reconnues mondialement telles que EMTP/ATP et MATLAB afin de prendre en considération toutes les complexités rencontrées dans les réseaux électriques actuels [5,7,19,20].

Il existe plusieurs modèles qui permettent cette évaluation. Ces modèles s'expriment par des formulations différentes mais équivalentes. Toutefois, le modèle le plus populaire est celui développé par Taylor, Satterwhite et Harrison dans le cas général d'une ligne illuminée par un champ non uniforme. Les modèles proposés par Agrawal, Price et Gurbaxani ainsi que le modèle de Rachidi sont aussi très utilisés par la communauté scientifique [23]. Par ailleurs, il existe d'autres formalismes de couplage propres au domaine des réseaux électriques.

Parmi ces derniers, on peut citer le modèle de Rusck et le modèle de Chowdhuri et Gross. Cependant, le modèle de Rusck est basé sur un formalisme théorique simple permettant de calculer les surtensions induites à l'aide d'expressions analytiques faciles à mettre en œuvre [3].

Le but de ce travail est de passer en revue et de comparer les modèles de Rusck, de Chowdhuri, et d'Agrawal. La comparaison sera effectuée d'abord sur la base de considérations théoriques, et ensuite à travers des simulations numériques.

II. MODELES DE COUPLAGE

Dans ce qui suit, nous allons d'abord présenter brièvement les trois modèles de couplage mentionnés dans l'introduction. Ces modèles sont basés sur l'approximation des lignes de transmission [11].

K.Arzag, B.Ghemri, Z.Azzouz : Faculté de génie Electrique. Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, USTO-MB, Oran, Algérie. BP 1505 EL M'naouer Oran 31000, Algérie.

A. Mimouni : Université Ibn Khaldoun de Tired, Alérie.

E-mail : ar_kado2006@yahoo.fr ; ghemri_b@yahoo.fr ; a_mimouni@mail.univ-tiaret.dz ; azzazzouz@yahoo.fr

Nous allons considérer le cas d'un conducteur sans pertes au dessus du sol. Ce dernier est supposé être parfaitement conducteur car le modèle de Rusck a été introduit en partant de cette hypothèse. La géométrie du problème est présentée à la figure.1.

Où h est la hauteur du conducteur et A_z^i est la composante verticale du potentiel scalaire induit.

Les conditions aux limites pour (1) et (2) sont [23]:

$$u_{sp}(0,t) = -R_0 i(0,t) - \int_0^h \frac{\partial A_z^i(0,t)}{\partial t} dz \quad (4)$$

$$u_{sp}(l,t) = -R_0 i(l,t) - \int_0^h \frac{\partial A_z^i(l,t)}{\partial t} dz \quad (5)$$

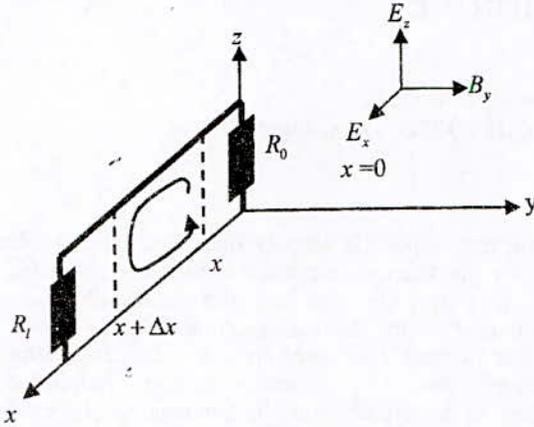


Fig. 1 : Géométrie du problème étudié

A. Modèle de Rusck

Le modèle de Rusck a été adopté dans plusieurs travaux dont celui de Yokoyama et al.[4,10]. En effet, ces auteurs ont utilisé ce modèle pour calculer les tensions induites partant d'un courant de foudre mesuré. Les résultats de simulation obtenus ont montré une bonne concordance lorsqu'on les compare à des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature. Par ailleurs, d'autres auteurs sont arrivés aux mêmes conclusions obtenues par Yokoyama et al.[4,10], il s'agit d'Erikson et al [13].

Le modèle de Rusck [3] est exprimé en fonction des tensions induites par le potentiel scalaire et le potentiel vecteur :

$$\frac{\partial u_{sp}(x,t)}{\partial x} + L' \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C' \frac{\partial}{\partial t} [u_{sp}(x,t) - u_{sp}^i(x,t)] = 0 \quad (2)$$

Où :

- L' et C' désignent l'inductance et la capacité linéiques de la ligne ;
- $i(x,t)$ est le courant le long de la ligne ;
- $u_{sp}(x,t)$ est le potentiel scalaire induit ;
- $u_{sp}^i(x,t)$ est le potentiel scalaire inducteur ;

Selon ce modèle, la tension induite $u(x,t)$ s'obtient en ajoutant au potentiel scalaire induit obtenu à l'aide de la solution des équations (1) et (2), le potentiel vecteur induit donné par l'expression suivante:

$$u_{vp} = \int_0^h \frac{\partial A_z^i(x,t)}{\partial t} dz \quad (3)$$

A.1 Théorie de Rusck

Le modèle de Rusck est basé sur une expression analytique qui permet de calculer la tension induite $U(x,t)$ à un point x d'un conducteur d'une ligne aérienne de distribution qui se trouve à une hauteur h du sol (fig. 1). Cette expression est la somme de deux termes : $U_1(x,t)$ et $U_2(x,t)$, le premier terme est en relation avec la contribution de la tension induite localisée à droite de x , et le deuxième terme est en relation avec la contribution de la tension induite localisée à gauche de x (Eq. (6)-(8)). La décharge orageuse notamment le courant d'arc en retour est modélisé selon les hypothèses simplificatrices suivantes :

- sol parfaitement conducteur
- canal de foudre vertical

Ainsi, la tension induite en un point x s'écrit:

$$U(x,t) = U_1(x,t) + U_2(x,t) \quad (6)$$

Avec :

$$U_1(x,t) = Z_0 I_0 h \beta \frac{v_0 t - x}{y^2 + \beta^2 (v_0 t - x)^2} \left[1 + \frac{x + \beta^2 (v_0 t - x)}{\sqrt{\beta^2 (v_0 t)^2 + (1 - \beta^2)(x^2 + y^2)}} \right] \quad (7)$$

et

$$U_2(x,t) = U_1(-x,t) \quad (8)$$

$$Z_0 = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 30\Omega ;$$

I_0 : représente le maximum du courant de l'arc en retour (kA) ;

v_0 : est la vitesse de la lumière ;

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 300 \text{ m}/\mu\text{s} ;$$

Le coefficient de Lundholm et Rusck β s'écrit :

$$\beta = \frac{v}{v_0} = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{500}{I_0}}} ;$$

v : étant la vitesse de l'arc en retour (m/μs) ;

y : représente la plus petite distance entre le canal de foudre et la ligne.

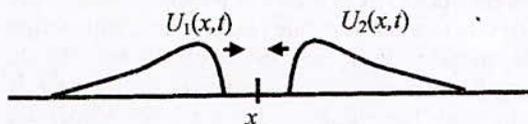


Fig. 2: Tension induite au point x

Il est important de mentionner que Rusck a proposé une formule simplifiée qui peut être utilisée pour estimer la valeur crête U_{max} de la surtension induite sur une ligne longue partant de la valeur crête I_0 de courant de foudre [3,8]. Cette forme simplifiée s'écrit :

$$U_{max} = \frac{Z_0 \cdot I_0 \cdot h}{y} \quad (9)$$

A.2 Application des approches de Rusck pour une ligne finie

La théorie présentée ci-dessus permet de déterminer les surtensions induites pour une ligne infinie. Cependant, le traitement du cas d'une ligne de longueur finie permet d'envisager des configurations de réseaux électriques réels. Ainsi, le traitement du cas d'une ligne finie est basé sur l'idée des sources de compensations ; ces dernières sont calculées à l'aide du principe de superposition en relation avec l'effet de discontinuité.

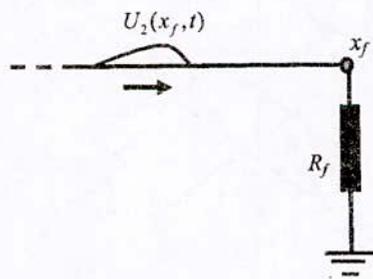


Fig.3: Discontinuité au point x_f .

La figure.3 présente la configuration étudiée. La source de compensation en ce point est donnée par la formule suivante [3,4,8] :

$$\Delta U = -U_1(x_f, t) + \Gamma_f U_2(x_f, t) \quad (10)$$

Avec Γ_f désignant le coefficient de réflexion exprimé à l'aide de la formule suivante [3,8] :

$$\Gamma = \frac{R_f - Z}{R_f + Z} \quad (11)$$

Z , est l'impédance caractéristique du conducteur.

La tension induite en ce point est la somme des expressions (6) et (10). La même procédure peut être considérée si la discontinuité se trouve dans le coté gauche de x .

B. Modèle d'Agrawal, Price et Gurbaxani

Les équations de couplage développées ont été obtenues en intégrant les équations de Maxwell le long du contour défini à la figure.1. Ces équations sont exprimées en fonction de la tension diffractée comme suit:

$$\frac{\partial u^s(x,t)}{\partial x} + L' \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = E_x^i(x,h,t) \quad (12)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C' \frac{\partial u^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (13)$$

- L' et C' représentent respectivement l'inductance et la capacité linéique de la ligne ;

- $E_x^i(x,h,t)$ est la composante horizontale du champ électrique incident le long de l'axe x et à la hauteur du conducteur ;

- $u^s(x,t)$ est la tension diffractée définie par la relation suivante :

$$u^s(x,t) = - \int_0^h E_z^s(x,z,t) dz \quad (14)$$

Où $E_z^s(x,z,t)$ est la composante du champ électrique diffractée.

La tension induite totale s'obtient en ajoutant à la tension diffractée $u^s(x,t)$, solution des équations (12) et (13), la tension incident $u^i(x,t)$ définie par l'expression (15) suivante :

$$u^i(x,t) = - \int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \approx -h E_z^i(x,0,t) \quad (15)$$

Selon ce modèle, c'est la composante horizontale du champ électrique incident le long du conducteur qui apparaît comme terme source dans les équations de couplage (12) et (13).

Les conditions aux limites sont données sous la forme suivante :

$$U^s(0) = -Z_A I(0) + \int_0^h E_z^e(0,z) dz \quad (16)$$

$$U^s(l) = -Z_B I(l) + \int_0^h E_z^e(l,z) dz \quad (17)$$

- Z_A, Z_B sont les impédances de terminaisons ;
- l est la longueur de la ligne.

Il est à noter que dans ces équations apparaît aussi comme terme source la composante verticale du champ électrique incident représentant le couplage avec les conducteurs de descente verticaux.

Le modèle d'Agrawal a été appliqué pour la première fois au cas des surtensions induites par la foudre par Master et Uman et a ensuite utilisé par beaucoup d'autres auteurs tels que De La Roza et al. , Zeddami et Degauque, et Ianoz et al. [11].

C. Modèle de Chowdhuri et Gross

Ce model a été présenté par Chowdhuri et Gross En 1967. Les équations de couplage relatives à ce modèle sont [11,20,23]:

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + R.i(x,t) + L.\frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \tag{18}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C.\frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = -C.\frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \tag{19}$$

E_z^i est la composante verticale du champ électrique incident.

Les conditions aux limites associées à ce modèle sont décrites par les équations suivantes :

$$U(0,t) = -Z_1.i(0,t) \tag{20}$$

$$U(l,t) = -Z_2.i(l,t) \tag{21}$$

Le modèle de Chowdhuri a été utiliser par Cienieri et Fumi en 1978[23], et avec quelques modifications par Liew et Mar en 1986 [23].

III. COMPARAISON DES TENSIONS INDUITES CALCULEES

A. Comparaison théorique

La comparaison entre les différents modèles de couplage est rendue compliquée par le fait que ces derniers sont exprimés en fonction de différentes grandeurs. A travers la présentation précédente des différents modèles de calcul des surs tensions induites par un couplage du champ électromagnétique rayonné par la foudre avec des lignes de transmission, nous pouvons constater que tous ces modèles sont basés sur une formulation unique issue des équation de Maxwell. Cependant il faut noter qu'à chaque modèle sont associées différentes sources exprimées en termes de différentes composantes du champ EM. Ainsi le modèle de Rusck, par exemple, est décrit en termes du potentiel scalaire du champ incident. Le modèle Chowdhuri est quand à lui décrit en termes de la composante verticale du champ électrique incident. Les équations de couplage représentées par Agrawal sont exprimées en termes de la composante verticale du champ électrique incident.

Cooray [27] a établi les équivalences et les différences entres le modèle de Rusck et le modèle d'Agrawal. Il a montré que dans la première équation du modèle de Rusck un terme a été omis. Ce terme peut être exprimé par l'expression suivante :

$$-\int_0^h \frac{\partial A_x^i(x,z,t)}{\partial t} dz$$

Il est important à remarquer que ce terme manquant est identique à zéro pour le cas d'un champ électromagnétique rayonné par une antenne verticale [11,27]. En d'autre terme lorsque le modèle de Rusck est appliqué au cas du surs tensions induites par un canal vertical de foudre (la configuration pour laquelle le modèle a été développé), les résultats sont alors identiques à ceux obtenus en appliquant les modèles d'Agrawal [11,23,27].

Dans la référence [30] il est démontré que pour la première équation de couplage du modèle de Chowdhuri (éq. 18), un terme source est manquant, ce terme est donné par l'expression suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^h B_y^i(x,z,t) dz$$

B. Comparaison par simulation numérique

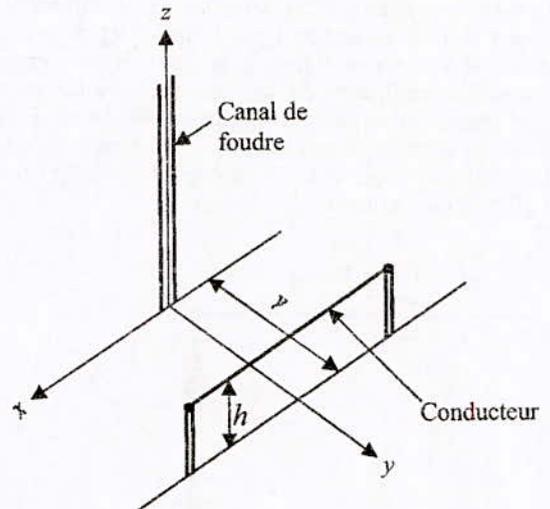


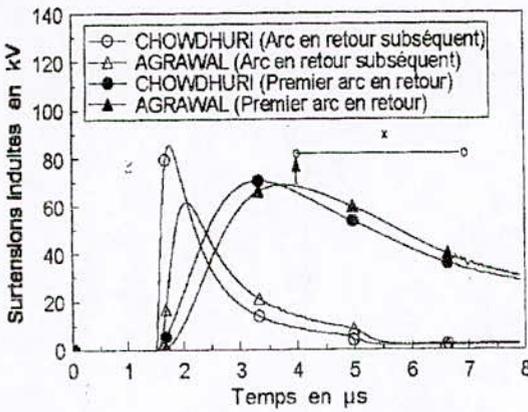
Fig.4: Géométrie de base

Comme illustré sur la figure.4, nous considérons un conducteur aérien d'une longueur de 1000 m et d'une hauteur de 10 m au- dessus du sol. La ligne est supposée fermée sur son impédance caractéristique. Le point d'impact est considéré symétrique par rapport aux deux terminaisons et à une distance de 50m de la ligne.

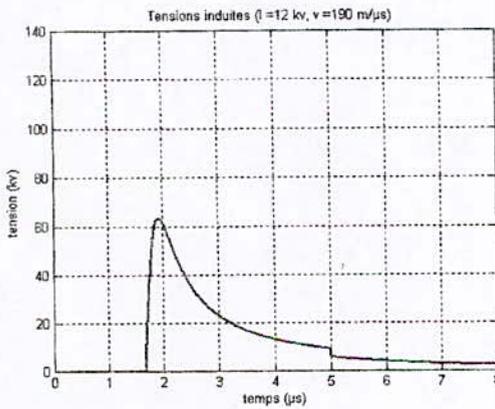
L'hypothèse d'un sol de conductivité infinie a été admise pour le calcul du champ, du fait que le point le plus éloigné se trouve à environ 500 m. D'autre part, la résistance de la ligne, ainsi que sa conductance transversale ont été négligées. Le champ électromagnétique a été calculé en utilisant le modèle (MTL), les paramètres du courant à la base du canal utilisés sont consignés sur le tableau (1) [11]; ils correspondent à un arc en retour subséquent typique.

TABLEAU.1
Paramètres du courant de foudre à la base du canal.
($\lambda = 2 \text{ km}$ et $v = 1.9 \cdot 10^8 \text{ m/s}$)

I_1	τ_{11}	τ_{12}	n_1	I_2	τ_{21}	τ_{22}	n_2
(kA)	(μs)	(μs)		(kA)	(μs)	(μs)	
10.5	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2



a)



b)

Fig. 5 : Tension induite sur une ligne monofilaire finie
($I_0 = 12 \text{ kA}$, $v = 190 \text{ m}/\mu\text{s}$, $y = 50\text{m}$, $x = 500\text{m}$) :
a) Résultats de Borghetti et al [11] ;
b) Nos résultats de simulation

Le graphe de la figure (5-a), a été obtenu par Borghetti et al [11], qui ont comparé l'approche d'Agrawal à celle de Chowdhuri à travers l'allure de la tension induite nous pouvons cependant constater une certaine différence au niveau des amplitudes de la tension induite obtenue par le modèle d'Agrawal et le modèle de Chowdhuri.

Nos résultats basés sur l'approche de Rusck sont présentés sur la figure (5-b).

Nous pouvons constater que dans les trois cas, la surtension totale le long de la ligne se présente sous la forme d'une onde unipolaire positive. De plus ces formes d'ondes sont caractérisées par des temps de montée très courts.

La comparaison entre les trois résultats a montré une assez bonne concordance tant sur le plan de forme de l'onde de la tension induite que sur le plan de son amplitude maximale. La forme de l'onde obtenue à l'aide du modèle de Rusck que nous avons mis en œuvre est plus proche de celle obtenue avec le modèle d'Agrawal que celui de Chowdhuri. Ceci valide l'équivalence théorique entre les deux modèles obtenus par Cooray dans [27].

IV. CONCLUSION

Dans cette communication nous avons discuté et comparé trois modèles de couplages. Il s'agit des modèles d'Agrawal, de Chowdhuri, et de Rusck. Nous avons ainsi, mis en œuvre sous forme informatique le modèle de Rusck. Nous avons montré à travers cette étude que les surtensions induites peuvent être exprimées par un formalisme analytique simple à savoir celui fourni par le modèle de Rusck, ce qui facilite la mise en œuvre informatique. Une comparaison théorique entre les trois modèles a été effectuée. La comparaison par résultats de simulation a fait l'objet de la dernière étape. Enfin, nous avons montré que dans le cas d'un sol parfaitement conducteur et un canal de foudre vertical le modèle de Rusck et celui d'Agrawal sont équivalents.

REFERENCES

- [1] S. Bauzac, « La protection contre la foudre a France- Telecom : des kiloampères aux kilo-Francs », Journées sur la Compatibilité Electromagnétique, Installation CEM et Protection des Electroniques, Grenoble (18 - 19 Mai 1993)
- [2] R.Thottappillil " Electromagnetic Pulse Environment of Cloud-to-Ground Lightning for EMC studies",IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 44, no. 1, pp. 203–213, Feb.2002
- [3] S.Rusck, "Induced lightning over voltages on power transmission lines with special reference to the over voltage protection of low voltage networks", PhD thesis, Royal Institute -Stockholm, Sweden, 1958
- [4] Jos Paulino, JS Lopes W. C. Boaventura, J. Pissolato Filho "Lightning induced voltages on distribution lines with shield wires" EMC'94, Roma, Italy
- [5] J.P.Silva, A. E. A. Araujo, os Paulino "Calculation of lightning induced voltages with Rusck's méthode in EMTF :part I and part II" IPST 2001, Rio De Janeiro, Brazil
- [6] S. Yokoyama "Calculation of lightning induced voltages on overhead multiconductors systems" IEEE trans. On power apparatus and systems, Vol.PAS-103 N0. 1 Jan.1984
- [7] Sandro C.Assis, Wellace C. Boaventura "Desenvolvimento de um modelo de calculo de tensoes indizadas por descargas atmosfericas em conductors multiaterredos e incorporacao Do modelo ao EMTDC/PSCAD"1:Eng.UFMG 2:Prof. UFMG (Brazil)
- [8] I. N. da Silva, R. A. Flauzino, et J. A. C. Luzón "Design of expert system for optimized protection studies against Atmospheric Discharges in Distribution Systems" 2006 IEEE PES Transmission and distribution conference and exposition Latin America, Venezuela
- [9] Hans Kristian Hoidalen, " calculation of lightning induced overvoltages using MODELS".SINTEF Energy Research, Trondheim, Norway

- [10] Hans Kristian Hoidalen, "lightning induced voltages in low-voltage systems and its dependency on overhead line terminations". SINTEF Energy Research, Trondheim, Norway
- [11] A.Borghetti, S.Guerriere, C.A.Nucci, F.Rachidi « Modèles de calcul des surtensions induites par la foudre : analyse comparative ». "Proceedings of 7^{ème} Colloque Internationale Let Exposition Sur La Compatibilité Électromagnétique, Toulouse, 2-4 Mars 1994
- [12] S. Yokoyama "Advanced observations of lightning induced voltages on power distribution lines" IEEE trans. On power delivery, Vol. 4 N0. 4 Jan.1989
- [13] A.J. Erikson et al. "lightning induced voltages on overhead distribution lines" IEEE trans. On power apparatus and systems, Vol.PAS-101 N0. 4 jan.1982
- [14] Mat Davenisa "A practical extension of Rusck's formula for maximum lightning induced voltages that accounts for ground resistivity" IEEE trans. On power delivery, Vol. 22 N0. 1 Jan.2007
- [15] Yoshihiro Bada, Vladimir A.Rakov. "voltages induced on overhead wires by lightning strikes to nearby tall grounded object" IEEE trans. On EMC, Vol.48 N0. 1 Feb.2006
- [16] A.Borghetti, C.A.Nucci, M.Paolone" An improved procedure for the assessment of overhead line indirect lightning performance and its comparison with the IEEE Std. 1410 method" IEEE trans. On power delivery, Vol. 22 N0. 1 Jan.2007
- [17] Farhad Rachidi-Haeri " Effet électromagnétique de foudre sur les lignes de transmission aériennes modélisation et simulation ».Thèse doctorat es science EPFL, Lausanne, Suisse, 1991
- [18] David Orzan « Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de ligne multifilaires » Thèse doctorat es science EPFL, Lausanne, Suisse, 1998
- [19] Hans Kristian Hoidalen, "calculation of lightning induced voltages in MODELS including lossy ground effects".IPST 2003 New Orleans, USA
- [20] Raul Montano « The effects of lightning on low voltage power networks » Thèse doctorat Université d'Uppsala, Suède 2005
- [21] Ernesto Pérez Gonzalez « Avances en el modelamiento y experimentacion de tensiones inducidas en redes de distribucion » Thèse docteur ingénieur Université National de Colombia, 2006
- [22] Mario Paolone « Modeling of lightning induced voltages on distribution networks for solution of power quality problems, and relevant implementation in a transient program" These PHD Université de Bologne, Italie 2001
- [23] C.A. Nucci "Tensions induites par la foudre sur les lignes aériennes de transport d'énergie" ELECTRA N. 162 Oct.1995
- [24] A.K.Agrawal, H.J.Price, S.H.Gurbaxani, " Transient response of multiconductor transmission lines excited by a nonuniform electromagnetic field, IEEE Transactions On Electromagnetic Compatibility, Vol-22, pp: 119-129,1980.
- [25] G.Deindorfer, "Induced voltage on overhead line due to nearby lightning", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol-32, No.4, pp: 388-399, Nov1990.
- [26] C.Nucci, F.Rachidi, M.Ianoz, C. Mazzetti," Lightning induced voltages on overhead lines", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol-35, No.1, pp:75-86, Feb.1993.
- [27] V. Cooray «Calculation of lightning-induced overvoltages in power lines: A comparison of two coupling models » IEEE Trans. On EMC, Vol.36 N0. 3 Aout.1994
- [28] M.A. Uman, D.K. Mclain, «Exact expression and moment approximation for the electric field intensity of the lightning return stroke", Journal. of Geophys.res.vol 76 ,pp.2101-2105, 1971.
- [29] V. A. Rakov, m. A. Uman, " Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application" IEEE Transactions On Electromagnetic Compatibility, Vol. 40, No. 4, Pp. 403-426, Nov. 1998.
- [30] C.A. Nucci, F. Rachidi, M. Ianoz, C. Mazzeti « comparison of tow coupling models for lightning induced over voltage calculation" IEEE Transactions On power delivery, Vol. 10, No. 1, Nov. 1995.

Rayonnement Electromagnétique d'une Grille de Mise à la Terre

Makhlouf.Chouki⁽¹⁾, Bachir.Nekhoul⁽¹⁾, Haroun.Harrat⁽¹⁾, Kamel Kerroum⁽²⁾ et Khalil El Khamlichi Drissi⁽²⁾

Résumé—Dans ce travail nous proposons une nouvelle approche pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par une prise de terre. Classiquement, pour le même objectif, des approches numériques rigoureuses sont utilisées, et consistent à résoudre l'équation intégrale du champ électromagnétique par la méthode des moments, ou la résolution des équations de Maxwell par FDTD. Notre proposition est basée sur l'utilisation du concept des dipôles Hertiens et la théorie des images modifiée. Par comparaison aux approches numériques ; la méthode proposée est plus simple à implémenter et donne pratiquement la même précision avec un temps de calcul CPU réduit.

Abstract—in this work we propose a new modelling of the transient electromagnetic field radiated by grounding systems. Classically, for the same objective, the rigorous numerical approaches are used and consist in solving the integral equation of electromagnetic field by moment method or the Maxwell equations by FDTD. Our proposition is based on using the dipole concept and the theory of the modified image for calculating electromagnetic field. By comparison to numerical approaches, the proposed method is simpler to implement and gives practically the same precision with less CPU time consuming.

Mots-Clés — mise à la terre, champ électromagnétique, transitoire, FDTD.

I. INTRODUCTION

DEPUIS quelques années, l'importance que revêt la compatibilité électromagnétique en terme de perturbations électromagnétiques rayonnées a mis en exergue un autre intérêt pour les prises de terre qui consiste à analyser ces dernières comme source de rayonnement suite à un défaut interne (court circuit) ou externe (impact direct d'une onde de foudre).

La modélisation de ce problème d'électromagnétisme pour la quantification du champ électromagnétique rayonné a entraîné la proposition de quelques approches surtout en fréquentiel. La modélisation numérique en fréquentiel la plus

rencontrée est celle qui utilise le formalisme des antennes [1-2] et qui a permis le développement de plusieurs codes de simulations dont le plus connu est le logiciel NEC [3].

La principale difficulté dans ce problème, résolution des équations de Maxwell dans les milieux continus, est la prise en compte du sol comme demi-milieu de conductivité finie.

Une autre modélisation numérique plus récente, avec prise en compte des courants induits et de déplacement dans le sol ainsi que des frontières ouvertes, élaborée à partir de la méthode des éléments finis [4], est aussi possible et jugée même plus performante que le formalisme des antennes. Ces modélisations numériques, ont l'avantage de traiter le problème en une seule étape, mais présentent l'inconvénient d'une utilisation avec beaucoup de difficultés dans le domaine de l'ingénierie.

Directement en temporel, la modélisation numérique a permis la proposition d'une approche qui consiste en la résolution 3D des équations de Maxwell par FDTD [5-6]. L'inconvénient majeur de cette modélisation est l'utilisation de la troncature, car la prise en compte des frontières ouvertes n'est généralement pas aisée.

Dans ce travail, nous avons essayé de simplifier la modélisation du calcul du champ électromagnétique transitoire émis par une prise de terre. Pour cet objectif nous utilisons un concept numérique-analytique réalisable en deux étapes. La première consiste à modéliser électriquement le dispositif que constitue la prise de terre, et la seconde étape pour le calcul du champ électromagnétique.

La première étape de mise en œuvre aisée consiste à résoudre les équations des lignes par FDTD dans le cas d'une simple ou d'un ensemble d'électrodes filiformes, ou à résoudre par FDTD une équation de propagation dans le cas d'une grille de mise à la terre. Cette première étape nous permet de déduire la répartition des courants transitoires.

En deuxième étape, nous utilisons le concept des dipôles [7] ainsi que celui des images modifiées [8] (pour la prise en compte de l'interface sol-air) et nous calculons le champ électromagnétique émis par la structure enterrée. Le principe de superposition nous permet de tenir compte de l'ensemble des contributions.

Enfin, nous proposons une validation de cette nouvelle approche en confrontant nos résultats à ceux obtenus en utilisant le logiciel NEC-4, dont le formalisme est basé sur la

⁽¹⁾ LAMEL Laboratory, University of Jijel, BP 98 Ouled Aissa 18000 Jijel, Algeria.

⁽²⁾ LASMEA Laboratory, Blaise Pascal University, 24 Avenue des Landais, 63177 Aubière, France.
Email: Chouki_makhlouf@yahoo.com

théorie des antennes et nécessite l'utilisation de la transformation de Fourier.

II. EXPRESSIONS ANALYTIQUES DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DANS UN MILIEU DISSIPATIF ET INFINI

Soit un dipôle de longueur dl parcourut par un courant harmonique $I(\omega)$ (Fig.1), L'expression de son potentiel vecteur magnétique en un point M(x, y, z) dans un milieu infini homogène et de caractéristiques physiques $(\sigma, \mu\epsilon)$ est donnée par [9]:

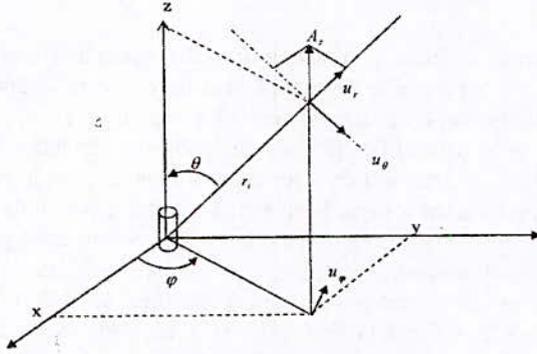


Fig.1. Système de représentation d'un dipôle.

$$\vec{A}(r,t) = \frac{\mu I dl}{4\pi r} \left[e^{-\frac{\alpha r}{v}} \delta(t-r/v) + \frac{\alpha r}{2} e^{-\frac{r}{2\tau_0}} \right] * I_1 \left(\frac{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0} \right) \frac{u(t-r/v)}{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}} \vec{k} \tag{1}$$

$$= A_z(r,t) \vec{k}$$

Moyennant quelques calculs mathématiques en utilisant la relation $\vec{B} = r \text{rot} \vec{A}$ et les équations de Maxwell-Faraday, nous obtenons les expressions temporelles du champ électrique et magnétique [9]:

$$h_x(r,t) = \frac{-y dl}{4\pi r^3} \left\{ e^{-\frac{\alpha r}{v}} \left[\left(1 + \frac{\alpha r}{2} + \frac{\alpha^2 r^2}{8} \right) \delta(t-r/v) + \frac{r}{v} \frac{\partial}{\partial t} \delta(t-r/v) \right] + \frac{\alpha^2 r^3}{4v} e^{-\frac{r}{2\tau_0}} I_2 \left(\frac{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0} \right) \frac{u(t-r/v)}{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}} \right\} \tag{2}$$

$$h_y(r,t) = \frac{x dl}{4\pi r^3} \left\{ e^{-\frac{\alpha r}{v}} \left[\left(1 + \frac{\alpha r}{2} + \frac{\alpha^2 r^2}{8} \right) \delta(t-r/v) + \frac{r}{v} \frac{\partial}{\partial t} \delta(t-r/v) \right] + \frac{\alpha^2 r^3}{4v} e^{-\frac{r}{2\tau_0}} I_2 \left(\frac{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0} \right) \frac{u(t-r/v)}{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}} \right\} \tag{3}$$

$$h_z(r,t) = 0 \tag{4}$$

$$e_x(r,t) = \frac{3xz I dl}{4\pi \epsilon r^5} \left\{ \frac{r}{v} e^{-\frac{\alpha r}{v}} \left[\delta(t-r/v) \left(1 + \frac{\alpha^2 r^2}{24} \right) + \frac{r}{3v} \frac{\partial}{\partial t} \delta(t-r/v) \right] + u(t-r/v) \left[\frac{\alpha^2 r^3}{12v} \right] \right. \tag{5}$$

$$\left. \cdot \frac{e^{-\frac{r}{2\tau_0}}}{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}} \left(t I_2(m) - \sqrt{t^2 - r^2/v^2} I_1(m) \right) + \left(1 - \frac{\alpha r}{2} + \frac{\alpha^2 r^2}{8} \right) e^{-\frac{(t-r)(2v)}{\tau_0}} + \frac{\alpha^2 r^3}{4v} \int_{r/v}^t \frac{e^{-\frac{r}{2\tau_0}}}{\tau^2 - r^2/v^2} I_2 \left(\frac{\sqrt{\tau^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0} \right) d\tau \right\}$$

$$e_y(r,t) = \frac{3yz I dl}{4\pi \epsilon r^5} \left\{ \frac{r}{v} e^{-\frac{\alpha r}{v}} \left[\delta(t-r/v) \left(1 + \frac{\alpha^2 r^2}{24} \right) + \frac{r}{3v} \frac{\partial}{\partial t} \delta(t-r/v) \right] + u(t-r/v) \left[\frac{\alpha^2 r^3}{12v} \right] \right. \tag{6}$$

$$\left. \cdot \frac{e^{-\frac{r}{2\tau_0}}}{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}} \left(t I_2(m) - \sqrt{t^2 - r^2/v^2} I_1(m) \right) + \left(1 - \frac{\alpha r}{2} + \frac{\alpha^2 r^2}{8} \right) e^{-\frac{(t-r)(2v)}{\tau_0}} + \frac{\alpha^2 r^3}{4v} \int_{r/v}^t \frac{e^{-\frac{r}{2\tau_0}}}{\tau^2 - r^2/v^2} I_2 \left(\frac{\sqrt{\tau^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0} \right) d\tau \right\}$$

$$e_z(r,t) = \frac{I dl}{4\pi \epsilon r^5} \left\{ \frac{r}{v} e^{-\frac{\alpha r}{v}} \left[(z^2 - r^2) \frac{r}{v} \frac{\partial}{\partial t} \delta(t-r/v) + \delta(t-r/v) \left((3z^2 - r^2) + (z^2 - r^2) \frac{\alpha^2 r^2}{8} \right) \right] \right. \tag{7}$$

Avec:

r : étant la distance du dipôle au point d'observation.

I_1 : fonction de Bessel modifiée.

I_2 : fonction de Bessel modifiée d'ordre 2.

$\delta(t-r/v)$: est la fonction de Dirac.

$u(t-r/v)$: est l'échelon de Heaviside.

$$\alpha = \sigma \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}, \quad v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad \text{et} \quad \tau_0 = \frac{\epsilon}{\sigma}$$

$$m = \frac{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0}$$

III. MILIEUX SEMI-INFINIS

Pour des basses fréquences (< qqs MHz), moyennant quelques hypothèses simplificatrices, il est possible de simplifier cette approche. En utilisant les lois de réflexion et de réfraction sur une interface pour une onde électromagnétique plane, Takashima [8] à introduit la méthode dite des images modifiée ; l'auteur considère que l'image est située à la même hauteur (ou profondeur) que la source réelle, mais avec un courant modifié et remplace le demi milieu par le milieu du point d'observation. Pour le cas où la source et le point d'observation sont situés dans le sol (Fig.2), le champ électromagnétique peut être évalué comme étant la somme du champ dû au courant de source (I) et celui dû à son image (I').

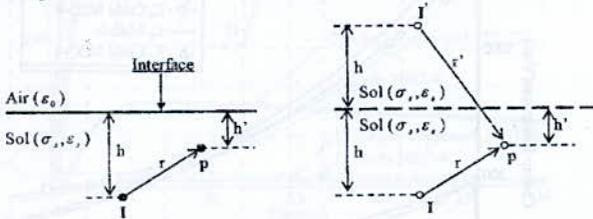


Fig.2. Configuration pour le calcul du champ dans le milieu 2(sol).

L'expression du courant (image) est donnée par [8] :

$$I' = \frac{\epsilon_s - \epsilon_0}{\epsilon_s + \epsilon_0} I = R(\omega)I \tag{8}$$

Avec:

$$\epsilon_s = \epsilon_s + \frac{\sigma_s}{j\omega} \tag{9}$$

Et le cas : Source dans le sol et le point d'observation dans l'air (Fig.3), Le champ est celui dû au courant de source modifié.

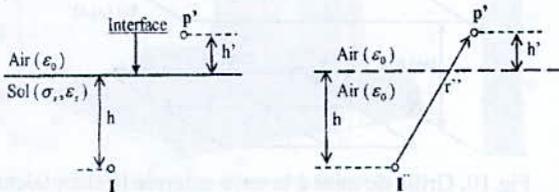


Fig.3. Configuration pour le calcul du champ dans le milieu 1(air).

L'expression du courant (image) est [8] :

$$I'' = \frac{2\epsilon_0}{\epsilon_s + \epsilon_0} I = T(\omega)I \tag{10}$$

R (ω), T (ω) : sont les coefficients de réflexion et de transmission définis respectivement par les expressions suivantes :

$$R(\omega) = \frac{(\sigma_1 + \omega\epsilon_1) - (\sigma_2 + \omega\epsilon_2)}{(\sigma_1 + \omega\epsilon_1) + (\sigma_2 + \omega\epsilon_2)}$$

$$T(\omega) = \frac{2(\sigma_2 + j\omega\epsilon_2)}{(\sigma_1 + \omega\epsilon_1) + (\sigma_2 + \omega\epsilon_2)}$$

Avec:

(σ₁, ε₁) et (σ₂, ε₂) respectivement les caractéristiques de deux milieux séparés par une interface fine et plane, et une source de courant localisée dans le milieu (1) à une distance h de cette dernière (Fig.4).

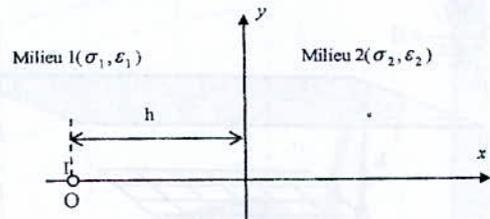


Fig.4. Source de courant devant une interface séparant deux milieux dissipatifs différents.

Le champ en tout point du milieu est obtenu par superposition des contributions de l'ensemble des dipôles de l'antenne réelle et de l'antenne image (image modifiée).

Pour tenir compte de l'interface sol-air (antenne image) nous utilisons la procédure suivante qui consiste en des passages temps-fréquence et inversement:

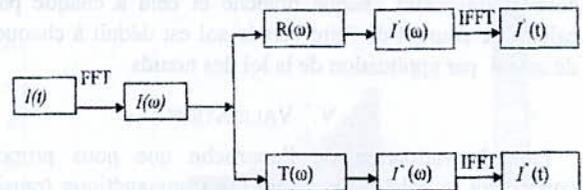


Fig.5. Procédure de l'utilisation de FFT.

IV. CALCUL DE LA REPARTITION DES COURANTS DANS UNE MISE A LA TERRE EXCITEE PAR UN GENERATEUR TEMPOREL

Dans notre travail, nous utilisons la modélisation par les équations des lignes couplées [10] ; nous résolvons le système d'équations (11) par FDTD (Finite Difference Time Domain) en tenant compte des conditions aux deux extrémités.

$$\begin{cases} \frac{d}{dx}[U(x,t)] = -[R][I(x,t)] - [L]\frac{d}{dt}[I(x,t)] \\ \frac{d}{dx}[I(x,t)] = -[G][U(x,t)] - [C]\frac{d}{dt}[U(x,t)] \end{cases} \tag{11}$$

[U(x,t)] et [I(x,t)]: vecteurs de tension et de courant en régime transitoire;

[L] et [R]: matrices des inductances et des résistances longitudinales;

[C] et [G] : matrices des capacités et des conductances transversales.

Les paramètres linéiques propres et mutuels des électrodes sont donnés par E.D. Sunde [11].

simple, de ce fait, il nous paraît qu'elle est mieux adaptée pour le traitement d'un tel problème lorsque le spectre fréquentiel n'exède pas les quelques Mhz.

Lors du calcul du champ rayonné par une topologie complexe (grille de mise à la terre en fig.14) il est impératif de tenir compte des changements de direction dans l'espace des structures filaires (barres conductrices constituant la grille).

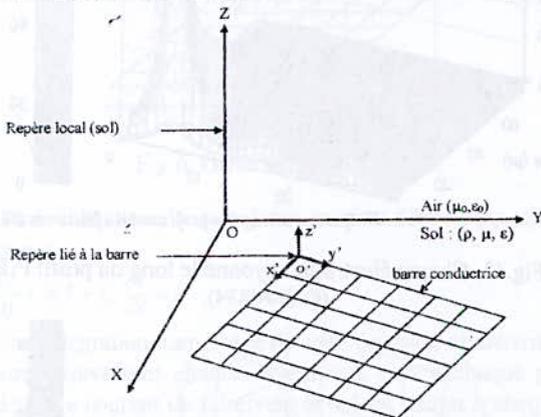


Fig.15. Changements de direction, dans l'espace des structures filaires.

Afin d'assurer le changement de direction [13], la rotation et la translation de tout les dipôles (real + image) nous utilisons la matrice de transformation T [13]. Le champ électromagnétique total dans le repère référentiel (de coordonnées cartésiennes) est déterminé en multipliant Le champ calculé dans le repère lié aux dipôles par la matrice T.

VI. CONCLUSION

En conclusion de ce travail, nous pouvons affirmer que l'approche que nous proposons pour traiter le problème de rayonnement électromagnétique transitoire d'une mise à la terre conduit à des résultats acceptables, et nous a permis de traiter un ensemble d'applications dont les résultats de calculs, comparativement à ceux que nous obtenons via le formalisme des antennes et l'utilisation de la transformée de Fourier, sont plus qu'acceptables. Nous avons noté quelques différences mais sans grandes incidences sur la qualité de la solution, car ne perdant pas de vue qu'une modélisation en toute rigueur de ce problème est illusoire vu la nature inhomogène et anisotrope des sols généralement à structure stratifiée (verticalement et horizontalement). L'imprécision de la modélisation est certainement infime par rapport à la non prise en compte des caractéristiques réelles du sol.

Sur la base de ce travail, il serait intéressant d'appliquer ce même concept numérique-analytique dans le cas d'une cage de Faraday (avec une partie aérienne et une autre enterrée) soumise à un impact direct de foudre dont le but de quantifier le champ électromagnétique à l'intérieur même de cette dernière.

REFERENCES

[1] R.F.Harrigton, "Field Computation by Moment Methods," Macmillan, New York, 1968.

[2] Greev L.D, "Computer analysis of transient voltages in large grounding systems", IEEE, Transactions on power delivery, Vol.11, N°2, April 1996.

[3] NEC "Numerical Electromagnetic Code," Janvier, 1992.

[4] B.Nekhoul, P.Labie, F.X Zgainski ans G. Menier, "Calculating the Impedance of a Grounding Systems" IEE Trans on magnetic, Vol.32, N°3, May 1996, pp.1509-1512.

[5] K. Tanabe and A.Asakawa "Computer Analysis of Transient Performance of Grounding Grid Element Based on the Finite-Difference Time-Domain Method," Congrès International IEEE-EMC'2003, Istanbul-Turquie, 11-16 Mai 2003.

[6] Lefouili M, Nekhoul B, Harrat B, Kerroum K. and El Khamlichi Drissi K "Transient EM fields generated by buried conductor," International Review of Electrical Engineering (IREE°. Prais Worthy Prisee Vol.1 N° .1 Marsh April 2006.

[7] Song J, and Chen K-M, "Propagation of EM pulses excited by an electric dipole in a conducting medium" IEEE Trans on antenna and propag Vol.41, No10 october 1993.

[8] Takashima T, Nakae T, and Ishibashi R. "High frequency characteristics of impedances to ground and field distribution of ground electrodes" IEEE Transactions on power apparatus and systems, Vol. PAS-100 N°4 April 1981.

[9] Lefouili M, Nekhoul B, Harrat B, Kerroum K. and El Khamlichi Drissi K "Transient EM fields generated by buried conductor," International Review of Electrical Engineering (IREE°. Prais Worthy Prisee Vol.1 N° .1 Marsh April 2006.

[10] C.R.Paul, Anlysis of Multiconductor Transmission Lines. Wiew Interscience, 1994.

[11] E. D. Sunde "Earth Conducting Effects in Transmission Systems", New York, N. Y. Dover publications, Inc 1968.

[12] Nekhoul B, Harrat B, Kerroum K, El khamlichi Drissi K, "Caractérisation d'une grille de mise à la terre par résolution d'une équation de propagation" Revue Internationale de génie électrique (RIGE) Volume 8 -N° 3-4/2005.

[13] R.S.Shi. "Raynemet Electromagnétique des Réseaux Electriques à topologie complexe,», Thèse de doctorat de l'INPG.Gronoble 1992.

2-D modeling of potential and electric field distribution around a snow-covered post insulator using finite element method

K.Nassour, M.Brahami, A.Gourbi, M.Miloudi

Laboratoire Intelligent control and power electrical systems, UDL sidi Bel Abbès
E-mail: Nass_ka@yahoo.fr

Abstract—The electric field and voltage distribution in snow-covered insulators used to high-voltage transformation post are very important for their performance.

Since precise measurement of voltage and especially electric field distribution along an insulator is very difficult, a numerical method used in commercial software was found to be one of the best solutions, considering the difficulty of measurement.

In this paper, a 135 kV porcelain insulator was simulated. A two-dimensional electric field analysis program has been used for the calculations. The electric field and potential distributions in the vicinity of the insulator was examined.

Keywords— electric field, finite element, Maxwell equations, high voltage insulator, electric potential.

I. INTRODUCTION

Insulators, which are used for the transformation post of transmission lines, constitute one of the most important parts of the transmission lines as flashover Effects in insulators can cause the breakdown of a transmission network. The calculation of the electric field and potential distribution in and around high voltage insulators is a very important factor in the design of the insulators. In addition, the knowledge of the electric field is useful for the detection of defects in insulators

II. METHOD OF CALCULATION OFF POTENTIAL AND ELECTRIC FIELD

The determination of distribution of potential and electric field of any high voltage system is a complex calculation and not by the simplicity of partial differential equations that describe but because of the irregular shape of dielectric, the proximity of metal surfaces with complex forms of transmission lines.

For all these reasons we have interest in using numerical methods to determine accurately the potential and electric field distribution. Among these methods we use the finite element method. This method whose principle and characteristics are based on the resolution of the Laplace equation by imposing the boundary condition suited to the problem.

The equations governing the distribution of potential and electric field in a given environment, derived equations Maxwell. These are formed by four partial differential equations that link the magnetic phenomena characterized by the magnetic field H and magnetic induction B to the electrical phenomena characterized by the electric fields E and electric induction D [2].

The equations are:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho V \quad (2)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (4)$$

Where: ρV is the volume density of charges.

In addition to these four equations, there are constitutive relations that bind D to E and B to H

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} \quad (5)$$

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (6)$$

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (7)$$

For insulating materials, generally used in high voltage appliances, the volume density ρV is null, so we get the equation LAPLACE (8) that governs the potential distribution in an environment:

$$\nabla^2 U = 0 \quad (8)$$

There are several solutions to partial differential equations of Maxwell. The boundary conditions in fact used to determine a unique solution of these equations. These conditions are primarily two types:

The DIRICHLET condition and NEWMAN condition. The condition requires the Dirichlet potential value of such surfaces of conductors, equipotential surfaces. The condition of Newman imposes the value of normal potential as the plans of symmetry or surfaces imposed. These two conditions are called homogeneous imposed if the values are zero; say they are heterogeneous in the case.

III. SIMULATION PROCEDURE

The studied isolator is a post insulator of porcelain which is the basis of a column insulating employed in positions outside processing and high-voltage interconnection. Columns insulation used primarily to isolate the earth with different parts brought to the high voltage, and is therefore subject to a larger electrical stress.

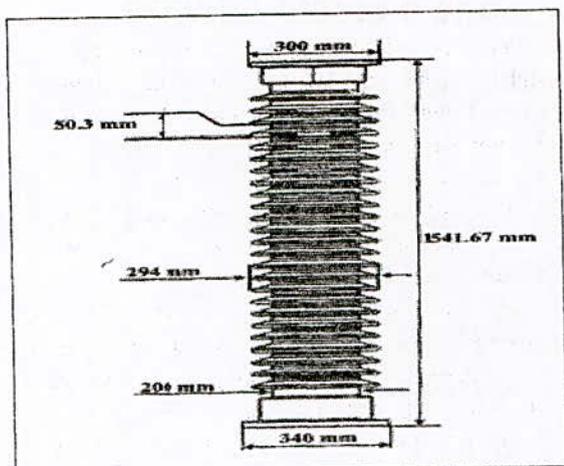


Fig. I. General dimensions of the post insulator post [1].

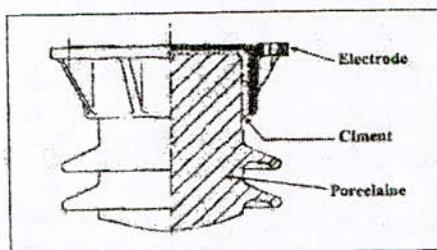


Fig. II. Cup a post insulator [1].

The simulation parameters are given in the following table:

TABLE I
SIMULATION PARAMETERS [1]

	snow	porcelain	air
relative permittivity (ϵ_r)	72.0	6.0	1.0
thickness (mm)	30.0	340	-

The Different models of snow accumulation are given in the following figure

IV. SIMULATION RESULTS

The potential and electric field Distributions are calculated along the reference line in the following figure.

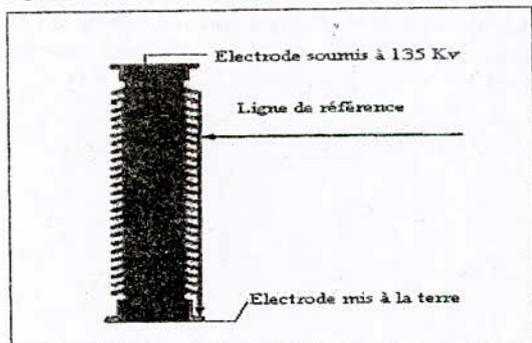


Fig. III. Reference line [1].

A. Own insulator

The calculation time is 40.5 sec on FEMM software (Finite Element method Magnetism). This is a program providing for the distribution of field E and the flux density D in two dimensions:

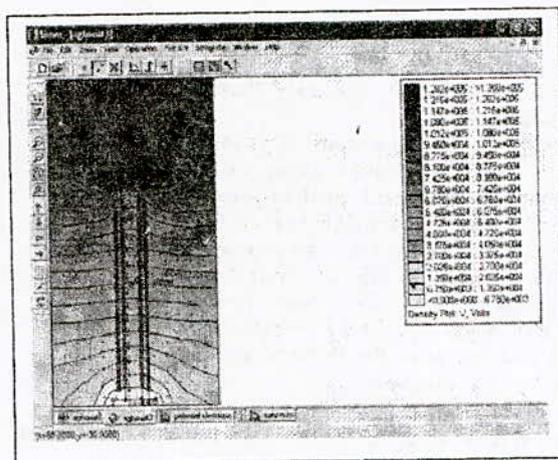


Fig. IV. Distribution of electric potential along the own insulator

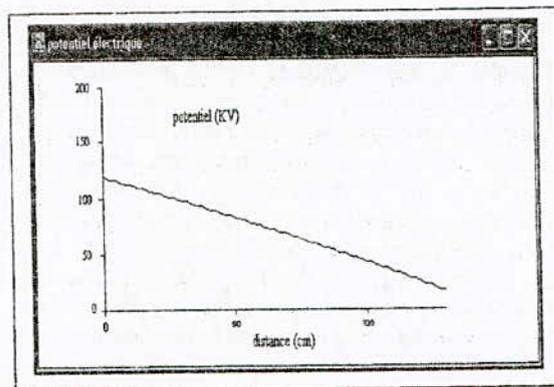


Fig. V. Electrical potential along the reference line

It is noticeable that the electrical potential reaches its maximum value near the high voltage electrode and then begins to decline until its cancellation when approaching the mass electrode.

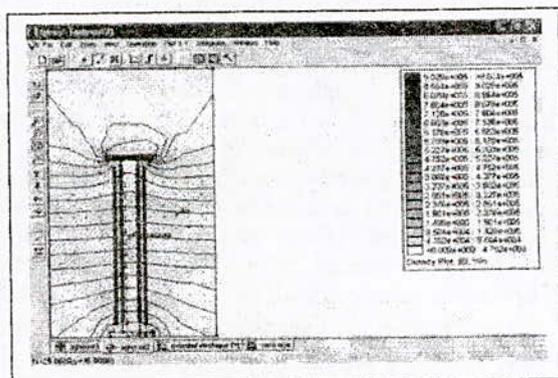


Fig. VI. Distribution of the electric field along the own insulator

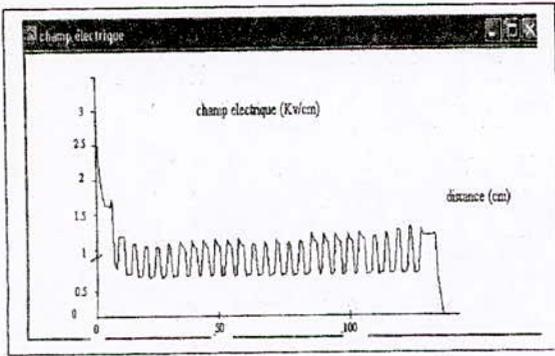


Fig.VII. Electric field along the reference line

We note that an electric field reached its maximum value near the high voltage electrode then remains constant around a mean value to increase near the electrode mass to zero.

On the other hand there are peaks during variation of the field, they correspond to the ends of skirts insulation or thickness is very small.

B. insulator with a snow accumulation with an interval of air in high position

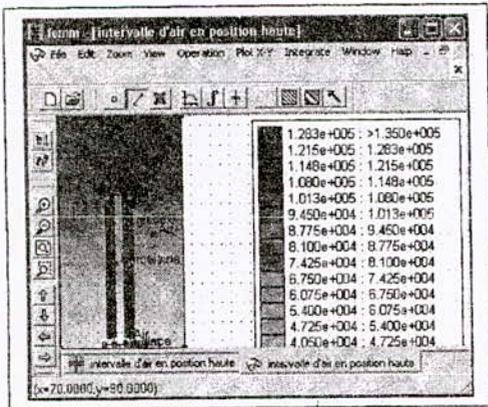


Fig. VIII. Distribution of electric potential for a snow-covered insulator with an interval of air in high position

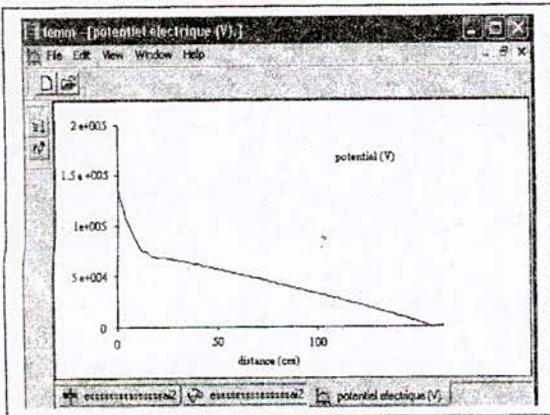


Fig. IX. Electrical potential along the reference line (Interval of air in high position of snow covered insulator)

It is noticed that electric potential has a maximum value meadows of the high voltage electrode then it abruptly decreases meadows of the air interval until it is cancelled on the level of the mass electrode.

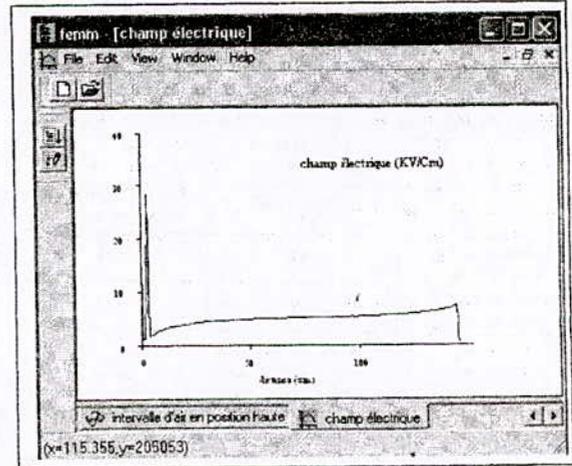


Fig.X. Electric field along the reference line (Interval of air in high position of snow covered insulator)

C. insulator with a snow accumulation with an interval of air in low position

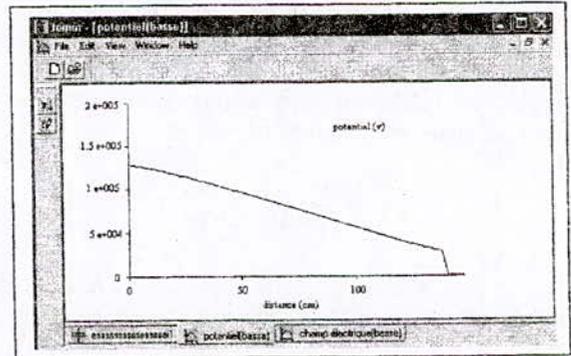


Fig. XI. Electrical potential along the reference line (Interval of air in low position of snow covered insulator)

We can see that the electrical potential decreases sharply at the interval of air and then canceled nearly mass electrode.

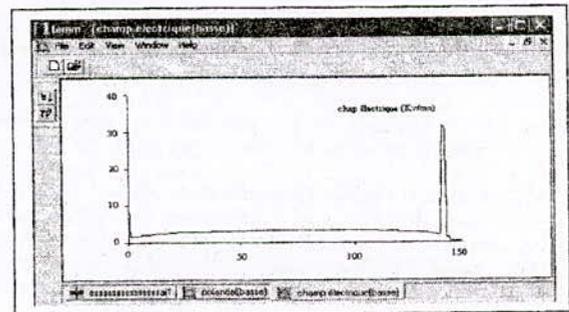


Fig. XII. Electrical field along the reference line (Interval of air in low position of snow covered insulator)

For the electric field there is a pic at the interval of air and then canceled nearly mass electrode. With different distributions of the potential obtained along the reference line, we get a better understanding of what is happening at intervals of air. These distributions so as to calculate the drop voltage to the base of each air interval and the value of the electric

field at the peak. Different values obtained for each model are summarized in the following table:

TABLE II
DROP VOLTAGE ALONG THE REFERENCE LINE AND ELECTRIC FIELD
AT THE PEAK

	Drop voltage (kV)	Electric field at the peak (kV/cm)
Interval of air in low position	≈18	≈28
Interval of air in high position	≈15	≈38

V. CONCLUSION

The insulator is modeled by finite elements method which is considered the two electrodes considered conductors and the perfect body porcelain regarded as a perfect insulator on permittivity equal to 6.

Modeling own insulator is very important before moving on to issues of circumvention or pollution so that we can notice the difference and find solutions.

The values obtained may cause the appearance of a local electric arc in each interval of air.

The 2-D simulations used mainly to support basic three-dimensional simulations.

REFERENCES

- [1] C.Volat, M.Farsaneh, Physical and numerical modeling by the finite element method border distribution potential and electric field along a standard post insulator 735 KV covered with ice, doctoral thesis at the University of UQAC Canada, 2002.
- [2] M.Umé, Three-dimensional modeling of the electric field in the non-linear structures doctoral thesis at the University of Liege 1995.
- [3] V.T. Kontargyri, I.F. Gonos, I.A. Stathopoulos, A.M. Michaelides, Measurement and verification of the voltage distribution on high-voltage insulators, in: Proceedings of the 12th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field. Computation (CEFC 2006), Maimi, FL, April, 2006
- [4] P.Parraud, mesures et calcul comparatifs du champ électrique sur les isolateurs haute tension, Electra n°141, 1992.
- [5] T. Zhao, G. Comber, Calculation of electric field and potential distribution along non-ceramic insulators considering the effects of conductors and transmission towers, IEEE Transactions on Power Delivery 15 (1) (2000) 313–318.
- [6] A.Bossavit, C. Emson numerical method in electromagnétic édition eyrolles, 1991.
- [7] R. Hartings, Electric fields along a post insulator: ACmeasurements and calculations, IEEE Transactions on Power Delivery 9 (2) (1994) 912–918.

Etude Comparative et Contribution au Dimensionnement des Distances Minimales d'Approche lors des Travaux Sous Tension.

S. Belkhir, H. Moulai, Y. Ouchen et L. Kaboul.

Laboratoire des Systèmes Electriques et Industriels, FEI, USTHB, BP 32, Bab Ezzouar, Alger, Algérie
E-mail: belkhir.s@hotmail.com

Résumé—Dans ce travail, on réalise une étude comparative entre les différentes méthodes de dimensionnement des distances minimales d'approche (DMA), lors des travaux sous tension, préconisées par les normes CEI 61-472 et IEEE std 516 ainsi que celles proposées par les principaux auteurs. Ces distances sont appliquées lorsque les outils de travail ont un rayon de courbure r_p supérieur à 6,25 mm. Afin de pouvoir exécuter des travaux avec des outils non normalisés (rayon inférieur à 6.25 mm), nous avons développé une nouvelle approche basée sur les résultats numériques du champ électrique pour aboutir à des relations liant la distance minimale d'approche au rayon de courbure des outils pour différents niveaux de tension. Certains points de ces courbes ont été validés par les distances proposées par les normes en vigueur.

Abstract – In this work, we achieve a comparative survey between the different methods of dimensioning of minimal approach distances (DMA), while performing live works, recommended by IEC 61-472 and IEEE Std 516 standards as well as those proposed by the main authors. These distances are applied when tools of work have a radius of curvature r_p greater than 6.25 mm. In order to be able to execute works with non normalized tools (radius less than 6.25 mm), we developed a new approach based on the numerical results of electric field in order to lead to relations linking the minimal approach distance to the curvature radius of the tool for different voltage levels. Some points of these curves have been validated by distances proposed by in force standards.

Mots clés—Travaux sous tension – distance d'approche – champ électrique

I. INTRODUCTION

De nos jours, l'industrialisation et le développement économique exigent de plus en plus une continuité dans la disponibilité et la qualité de l'énergie électrique. Ainsi, les producteurs et distributeurs d'énergie se sont vus obligés d'effectuer un maximum de travaux d'entretien et de réparation sur les lignes aériennes et postes électriques tout en étant sous tension. Les distances d'approche à respecter doivent être déterminées de la façon la plus rigoureuse afin d'assurer une sécurité totale des opérateurs en charge de ces travaux [1-4]. Les normes et protocoles existants dans ce domaine [5,6] donnent des relations empiriques permettant de fixer, lors des

travaux sur un ouvrage sous tension, la distance minimale d'approche dans l'air représentant l'intervalle entre les parties et/ou les opérateurs à potentiels différents et l'outil de travail qu'un opérateur ne doit pas franchir. Cet intervalle est dimensionné de sorte que le champ électrique doit rester en tout point inférieur au champ disruptif dans l'air (3.6 MV/m pour l'air sec, à pression atmosphérique au niveau de la mer). La tension de décharge électrique est un facteur essentiel pour la détermination de la distance minimale d'approche pendant les travaux sous tension [7]. La connaissance de l'aspect géométrique des équipements présents dans les ouvrages à haute tension joue un rôle important sur la décharge électrique [8]. De plus, la forme de la surtension engendrée sur une ligne à haute tension influe fortement sur la tenue diélectrique des isolations. Ce travail est ainsi orienté vers le dimensionnement des distances d'approche lorsque des outils non conventionnés viennent à être utilisés dans des opérations exceptionnelles de travaux sous tensions

II. NORMES ET PROTOCOLES

Dans les essais expérimentaux et études, parmi les différents intervalles de même écartement d , l'intervalle rod-plan en polarité positive présente la tenue la plus faible et est utilisé comme référence par tous les auteurs [4,7-9].

Pour les travaux sous tension, la distance minimale d'approche est déterminée par rapport à la tension de décharge engendrée par une surtension de manœuvre et est exprimée par :

$D_A = D_U + D_E$ où D_U : Distance électrique (liée à la tension de décharge) et D_E : Distance ergonomique (mouvements involontaires de l'opérateur).

A. Norme CEI 61-472

La norme CEI 61-472 utilisée pour des intervalles rod-plan d'écartement jusqu'à 25 m, avec une surtension à front lent (choc de manœuvre), la tenue diélectrique U_{SORP} est exprimée par la relation empirique (1) suivante [6] :

$$U_{SORP} = 1080 \ln(0.46 D_U + 1) \quad (1)$$

Où U_{50RP} est la tension de choc ayant une probabilité de 50 % de provoquer un claquage dans les conditions normales, en (kV crête); D_u : distance électrique en mètre.

Pour d'autres configurations et pour prendre en compte d'autres influences, on utilise la tension de tenue statistique, U_{90} qui peut être déterminée en appliquant le coefficient K_t comme suit :

$$U_{90} = K_t U_{50RP}$$

U_{90} : surtension pour laquelle l'isolation présente une probabilité de tenue de 90 %.

$$U_{90} = K_t 1080 \ln(0.46 D_u + 1) \quad (2)$$

Où $K_t = K_s * K_g * K_f * K_a * K_i$ (K_s : coefficient de dispersion conventionnelle; K_g : facteur géométrique; K_f : facteur objet flottant; K_a : coefficient d'altitude et K_i le coefficient de chaîne d'isolateurs)

En transformant la relation (2), on détermine la distance électrique D_U

$$D_U = 2.17 [\exp(U_{90} / 1080 K_t) - 1] \quad (3)$$

B. Norme IEEE Std 516

En 1968, le comité IEEE sur les "Recommandations pour la maintenance en sécurité pendant les travaux sous tension" avait publié des relations empiriques qui permettent le dimensionnement des distances électriques, et cela pour diverses gammes de surtension transitoire maximale [5].

B.1. Calcul de la DMA (D_u) phase-terre sans outils dans l'air pour une tension supérieure à 72.5 kV :

La relation générale pour déterminer la DMA en mètres dans une configuration phase-terre à 60 Hz, sous des tensions au-dessus de 72.5kV pour les travaux sous tension sans outils dans l'air, est indiquée dans l'équation (4) [5]:

$$D_u = 0.3048 [(C_1 + a) (U_{e2}) (V_{P-G})] \quad (4)$$

Où :

0.3048 est le facteur de conversion pour convertir les pieds en mètres, D_u : est la distance électrique phase-terre en mètres, C_1 : est utilisé pour obtenir des distances en pieds.

Pour une tension au-dessus de 50 kilovolts, $C_1 = 0,01$ (1,0% de la tension phase-terre en kV) pour 60 Hz.

a : est un facteur de tension de crête de 630kV et plus.

Les valeurs de " a " se calculent selon des données obtenues à partir de matériels de référence. Le facteur de saturation " a " est égal à zéro quand la surtension statistique (U_{e2}) est inférieure à 630 kV.

* Pour une tension statistique de crête entre 630 et 1025 kV, $a = ((U_{e2}) - 630)$ arrondis à $10^{-4} / 140\ 000$

* Pour une tension statistique de crête au-dessus de 1025 kV, $a = ((U_{e2}) - 683)$ arrondis à $10^{-4} / 124\ 440$

Avec: $U_{e2} = V_{p-p} \cdot (2/3)^{1/2} \cdot u_{e2}$

u_{e2} : est la valeur maximale prévue par unité de surtension transitoire.

V_{P-G} : est la tension phase-terre en kilovolts.

B.2. Calcul de la DMA, phase-terre, avec outils dans l'air pour une tension supérieure à 72.5 kV

La formule générale pour déterminer la DMA à 60 Hz, phase-terre, en mètres, au-dessus de 72.5 kV pour les travaux sous tension, avec outils dans l'air, est indiquée dans l'équation (5) [5]:

$$D_u = 0.3048 [(C_1)(C_2) + a] (U_{e2}) (V_{P-G}) \quad (5)$$

C_2 est composé d'une contribution supplémentaire tenant compte de l'effet de la ligne, des outils de travail et des actifs incorporels dans l'intervalle d'air. Ce supplément est variable et peut aller de 2% à 20% en fonction de la structure et la configuration des électrodes. Pour le calcul, une valeur de C_2 égale à 1,1 est utilisée [5].

III. FORMULES DE PARIS & GALEY-LEROY

Plusieurs chercheurs ont démontré que la tension de décharge dans l'air en polarité positive (U_{50}), dans les différentes structures pour des intervalles de 2 à 8 m, suit l'expression suivante [8]:

$$U_{50} = K_1 500 \cdot D_u^{0.6} \quad (6)$$

Où D_u est la distance inter-électrodes en mètres et K_1 : un facteur d'écart relatif à la géométrie des électrodes.

Pour une configuration rod-plan, le facteur $K_1 = 1$. Ainsi, le Facteur K_1 représente un facteur de proportionnalité de U_{50} où: $K_1 = U_{50} / U_{50rod-plan}$

IV. FORMULE DE C. ATLANI [10]

Dans cette méthode, l'expression de la distance minimal d'approche D_A est simplifiée à:

$$D_A = D_U + D_E \quad (7)$$

Avec: $U_n = 200 D_u$

Où: D_u est la distance électrique en mètre et U_n : la valeur nominale de la tension en kV.

La distance D_E en mètres est prise égale à :

- * 0.30m en basse tension.
- * 0.50m en haute tension.

V. VARIATIONS DE LA CARACTERISTIQUE $U_{50} = f(D_u)$

Le calcul analytique réalisé pour différents niveaux de tension et configurations géométriques avec les différentes formules ramenées aux conditions normales a donné les courbes représentées à la figure 1.

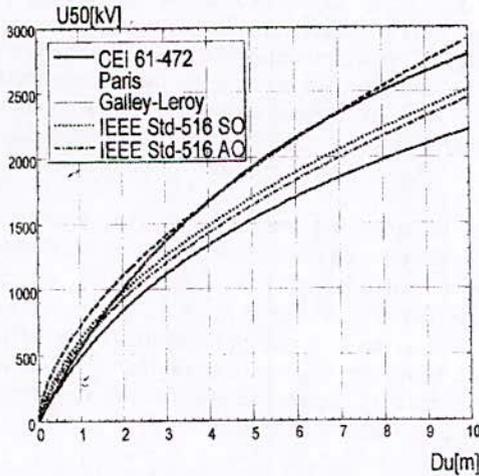


Figure 1. Variations de $U_{50} = f(Du)$ pour les différentes formules (CEI 61-472 ; Paris ; Galley-Leroy ; IEEE Std 516 Avec et Sans Outils).

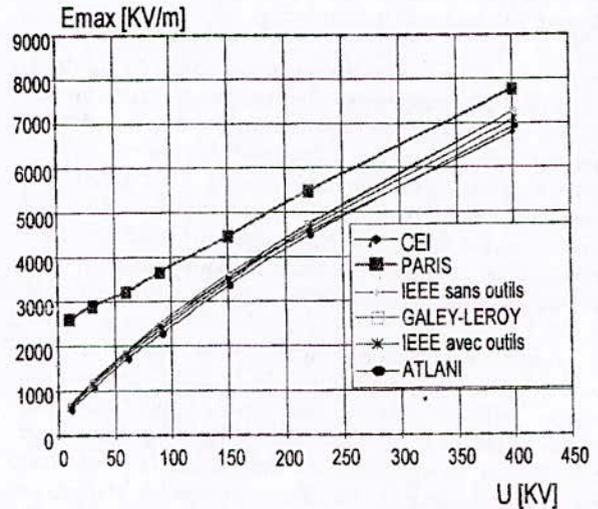


Fig. 2. Variations du champ max en fonction de la tension pour une pointe de rayon normalisé de 6.25 mm, pour différentes normes.

D'après cette figure rassemblant les résultats de l'étude analytique, on remarque que pour le même niveau de tension de décharge U_{50} , la norme CEI 61-472 prévoit une distance électrique (Du) importante par rapport aux autres normes et formules. Par contre, la distance (Du) obtenue par la formule de PARIS est la plus faible. On relève que la norme CEI prend un facteur de sécurité plus élevé [11].

De cette étude, on relève également que la norme CEI prend en compte plusieurs facteurs qui interviennent dans le calcul de la distance électrique (Du), ce qui nous a permis d'avoir une distance importante par rapport aux autres normes.

VI. ETUDE COMPARATIVE ENTRE LES DIFFERENTES NORMES PAR RAPPORT AU CHAMP ELECTRIQUE E_{max} .

La loi de variation du champ électrique de disruption en fonction de la tension et de la distance critique, pour une pointe de rayon normalisé de 6.25 mm, est applicable pour les différentes normes, et les résultats obtenus par le logiciel FEMM en ce qui concerne E_{max} sont proches (Fig. 2) à l'exception de la formule de PARIS qui nous donne des valeurs du champ disruptif importantes. Cela est dû à la distance minimale d'approche calculée par cette formule.

VII. RELATION ENTRE RAYON DE COURBURE r_p ET DISTANCE MINIMALE D'APPROCHE

A. Relation entre le champ électrique et la distance minimale d'approche

Les méthodes de détermination des distances minimales d'approche communément utilisées considèrent des outils ou des corps sous tension de forme arrondie de rayon supérieur ou égal à 6.25mm.

La distance minimale d'approche dépend essentiellement du niveau de tension qui règne dans l'environnement où un travail sous tension devrait être exécuté. Cette dépendance est rapportée dans la figure 3. Sur la même figure, nous avons également présenté les variations du champ électrique max correspondant à chaque distance minimale d'approche en fonction du niveau de tension appliqué pour un système d'électrodes rod-plan. Les deux variables (champ électrique et distance minimale d'approche) évoluent de la même manière lorsque la tension est variée.

Une relation de linéarité lie les variations du champ max par rapport à la distance minimale d'approche.

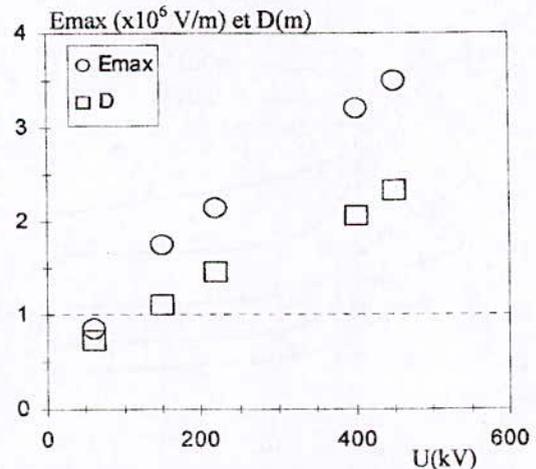


Fig. 3. Variations du champ max et de la distance minimale d'approche (à partir de la norme CEI) en fonction de la tension pour une pointe de rayon normalisé de 6,25 mm

B. Influence du rayon de courbure sur la distance minimale d'approche : Méthode numérique.

Le champ électrique étant dépendant du rayon de courbure des outils utilisés, nous avons déterminé pour chaque niveau de tension, une relation de dépendance qui devrait relier la distance minimale d'approche au rayon de courbure. Suivant les résultats obtenus avec la fig. 3, on fait une variation du rayon de courbure de la pointe rod avec différents niveaux de tension, et en parallèle on agit sur la distance inter-électrodes jusqu'à avoir un champ maximal égal à celui obtenu dans la figure 3. Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 4.

Ainsi, nous avons développé une méthode qui consiste à utiliser les techniques numériques dans le but d'adapter les méthodes empiriques pour l'évaluation des distances minimales d'approche lorsque des outils de travail de dimensions non conventionnelles sont utilisés. Les résultats obtenus montrent que les distances minimales d'approche doivent être d'autant plus importantes que le rayon des outils est petit. Cependant, cette importance devient insignifiante pour les rayons supérieurs à 20mm (figure 4). Dans la même figure, sont également reportées les valeurs des DMA correspondant aux tensions considérées, obtenues par interpolations dans l'équation 1. Un bon accord est trouvé entre ces valeurs, pour les conditions considérées, et celles obtenues selon la CEI 61-472 pour une altitude de 200m et un facteur par unité de surtension transitoire $u_{e2}=2.2$. La déviation la plus importante est de 1.32% (correspondant à 3.1 cm) qui est inférieure à la différence entre les valeurs généralement considérées pour les distances ergonomiques relatives aux mouvements involontaires (30 cm pour la IEEE Std 516 et 50 cm pour la CEI 61-472).

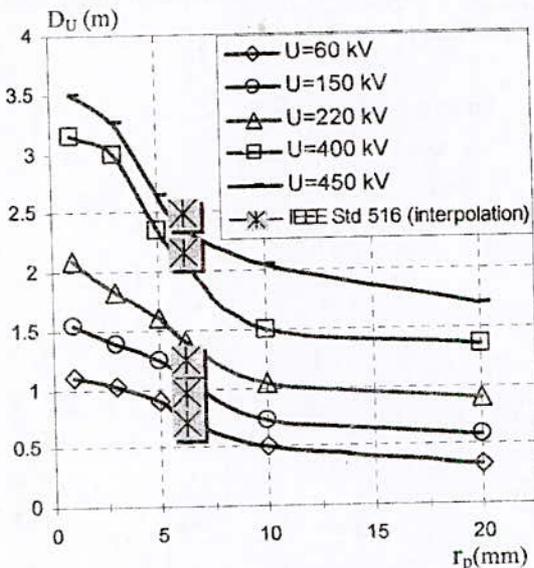


Figure 4. Distance minimale d'approche D_U en fonction du rayon de courbure r_p de la pointe portée à un niveau de tension dans un système d'électrodes rod-plan.

VIII. CONCLUSION

Le niveau de tension appliqué demeure l'élément le plus décisif quand à la grandeur du champ électrique et à la dimension de la distance minimale d'approche à respecter par les opérateurs. De plus, les dimensions des équipements et outils utilisés lors de travaux sous tension jouent un rôle important quand au renforcement local du champ électrique et ainsi sur le dimensionnement des distances minimales d'approche.

Les résultats obtenus par la méthode numérique sont en bon accord avec ceux obtenus par le calcul analytique. Les courbes de la figure 4 nous donnent la distance minimale électrique (D_U), pour un niveau de tension et rayon de courbure fixés. La validation de ces résultats par des mesures expérimentales donnerait de nouvelles relations empiriques. Ainsi est notre contribution dans le dimensionnement des distances de sécurité lors des travaux sous tension.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] G. Gela, Live working and maintenance techniques, CIGRE 2000, P1-03.
- [2] L. Thione, An overview of live working and maintenance techniques, CIGRE 2000, P1-01.
- [3] N. Baljepali, S.S. Venkata, C.W.Jr. Richter, R.D. Christie & V.J. Longo, Distribution system reliability assessment due to lightning storms, IEEE Trans. On Power Delivery, Vol. 20, Issue 3, July 2005, 2153-2159.
- [4] L. Thione, An overview of live line diagnostic techniques, CIGRE 2000, P1-02.
- [5] IEEE Guide for maintenance methods on energized power lines, Std 516, 2003.
- [6] IEC 61-472, Live Working - Minimum Approach Distances – Method of Calculation, 1998, 10-27.
- [7] IEEE Standard Techniques for High Voltage Testing, Std 4-1995.
- [8] E Kuffel, W S Zaengl and J Kuffel, "High voltage engineering fundamentals" Newnes, Butterworth-Heinemann, Second Edition 2000, p.481
- [9] M. Aguet & M. Ianoz, Traité d'électricité – Haute tension, Vol XXII (Lausanne, Switzerland: Publication des presses polytechniques et universitaires romandes, 2001) 391-392.
- [10] C. Atlani, Travaux sous tension, Techniques de l'Ingénieur, D4 140, 1 – 9.
- [11] H. Moulai, S. Belkhir and F. Soukeur, " Electric Field Assessment in High Voltage Systems : Application to Live Working on Overhead Lines.", 5th International conférence on Power and Energy Systems "EUROPES 05", IASTED, 15-17 June 2005, BENALMADENA, MALAGA, SPAIN.

Vertical electric fields in the immediate vicinity of a tower struck by lightning

A. Mimouni, Z. Azzouz, and B. Ghemri

Abstract—In this paper, we present an analysis of the vertical electric fields at very close range from a tower struck by lightning. The computations are obtained using the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) technique, in which the so-called engineering models are incorporated to represent the spatial-temporal distribution of the current along the channel and along the strike object. Simulation results are performed for observation points located at different distances from the base of the tower. Two examples are presented in this study: (i) a lightning strike to a 168-m tall tower, and (ii) a lightning strike to a 553-m tall tower. It is shown that the vertical electric field generated by a lightning return stroke to a tall structure can change polarity at very close distance range. This change in the polarity seems to be a specific signature of the very close vertical electric field. The presence of a tower results in a significant decrease of the vertical electric field in the immediate vicinity of the tower.

Index Terms—Electromagnetic compatibility, FDTD, Lightning electromagnetic field

I. INTRODUCTION

The interaction of lightning with tall strike objects has recently attracted considerable attention among lightning researchers (eg. [1]), mainly because lightning current data are often collected by means of instrumented towers.

The data obtained by Berger and co-workers (eg. [2]) in the 1970's represents still today the most complete statistical characterization of lightning current parameters. More recently, experimental observations on both current and electromagnetic fields have been obtained on tall telecommunication towers (eg. CN Tower in Canada [3], Peissenberg Tower in Germany [4], Gaisberg Tower in Austria [5]).

The obtained experimental data on towers, as well as theoretical analyses (eg. [6-12]) have provided evidence that the presence of a tall strike object can affect the measured lightning return stroke current, as well as the associated return

stroke electromagnetic fields. As a result, some of the return stroke models, namely the engineering models and the electromagnetic or Antenna Theory (AT) models, initially developed for the case of return strokes initiated at ground level, have been extended to take into account the presence of a vertically extended strike object (e.g. [6], [13-14]). In the engineering return stroke models, the spatial and temporal distribution of the channel current is specified in terms of directly observable parameters such as the channel base current and the return stroke speed. The presence of an elevated strike object in such models has been considered by assuming the object as a uniform, lossless transmission line (eg. [13]). In Antenna Theory models (eg. [15-18]), the strike objects and the lightning channel are generally represented using thin wires. The Maxwell's equations are numerically solved using the method of moments (eg. [19]) to find the current distribution along the lightning channel and the strike object, from which the radiated electromagnetic fields can be computed.

In this paper, we present an analysis of the vertical electric fields at very close range from a tower struck by lightning. The computations are obtained using the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) technique, in which the so-called engineering models are incorporated to represent the spatial-temporal distribution of the current along the channel and along the strike object [6], [13]. Simulation results are performed for observation points located at different distances from the base of the tower. Two examples are presented in this study: (i) a lightning strike to a 168-m tall tower, and (ii) a lightning strike to a 553-m tall tower.

II. ELECTROMAGNETIC FIELDS CALCULATION

The electromagnetic fields generated by lightning are computed using the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method [20]. This technique solves Maxwell's time-dependent curl equations directly in the time domain by converting them into finite-difference equations that are then solved in a time matching sequence by alternately calculating the electric and magnetic fields in an interlaced spatial grid. For lightning engineering models, the two-dimensional (2-D) cylindrical coordinates can be adopted [21-23].

When time-domain electromagnetic field equations are solved using finite difference techniques in unbounded space, there must be a method limiting the domain in which the field

A. Mimouni is with the Electrical Engineering Department and the LGP Laboratory, Ibn Khaldoun University of Tiaret, BP 78 Tiaret (e-mail: a_mimouni@mail.univ-tiaret.dz).

Z. Azzouz is with the Automatic Department and the LDEE Laboratory, University of Sciences and technology, USTO Oran (azzazzouz@yahoo.fr).

B. Ghemri is with the Electrical Engineering Department and the LDEE Laboratory, University of Sciences and technology, USTO Oran (ghemrib@gmail.com).

is computed. This is achieved by truncating the mesh and using absorbing boundary conditions (ABC) at its artificial boundaries to simulate the unbounded surroundings. In our calculations, we have adopted the first-order Mur absorbing conditions [24].

III. DISTRIBUTION OF CURRENT ALONG THE TALL STRIKE OBJECT AND ALONG THE LIGHTNING CHANNEL

The current propagation along the channel and along the strike object is illustrated in Figure 1

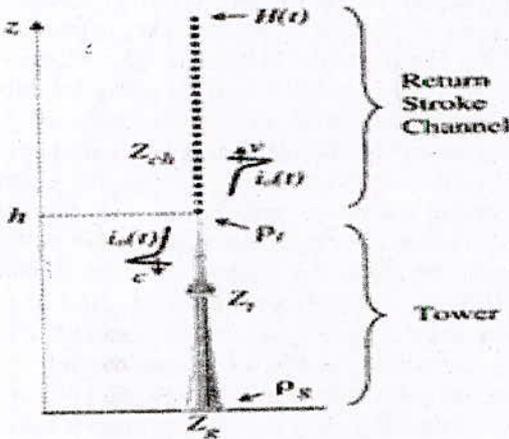


Figure 1: Current propagation along the channel and along the strike object

Rachidi et al. Model

The engineering models, initially proposed for ground-initiated lightning return strokes, have been recently extended to tower-initiated return strokes [13]. In [13], adopting a distributed-source representation of the channel, general equations for the spatial-temporal distribution of the current along the lightning channel ($z \geq h$) and along the strike object ($0 \leq z' \leq h$) have been derived [13]:

$$i(z', t) = (1 - \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\rho_t^n \rho_g^n i_0(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c})}{\rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c})} \right] u(t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c}) \quad \text{for } 0 \leq z' \leq h \quad (1)$$

$$i(z', t) = \left[\frac{P(z'-h) i_0(h, t - \frac{z'-h}{v^*}) - \rho_t i_0(h, t - \frac{z'-h}{c})}{+(1 - \rho_t)(1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_0(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c})} \right] u(t - \frac{z'-h}{v}) \quad \text{for } z' \geq h \quad (2)$$

Equations (1) and (2) are based on the concept of 'undisturbed current' $i_0(t)$, which represents the idealized

current that would be measured at the tower top if the current reflection coefficients at its both extremities were equal to zero.

In (1) and (2), h is the height of the tower, ρ_t and ρ_g are the top and bottom current reflection coefficients for upward and downward propagation waves, respectively, c is the speed of light (wave propagation speed along the strike object), v is the return-stroke front speed, v^* is the current-wave speed, $P(z')$ is a model-dependent attenuation function, $u(t)$ is the Heaviside unit-step function and n is an index representing the successive multiple reflections occurring at the two ends of the strike object.

Expressions for $P(z')$ and v^* for some of the most commonly used return-stroke models are summarized in Table 1, in which λ is the attenuation height for the MTLE model and H is the total height of the lightning channel.

TABLE 1 $P(z')$ AND v^* FOR DIFFERENT RETURN-STROKE MODELS (ADAPTED FROM [25])

Model	$P(z')$	v^*
BG	1	∞
TCS	1	$-c$
TL	1	v
MTLL	$1 - z'/H$	v
MTLE	$\text{Exp}(-z'/\lambda)$	v

Baba and Rakov Model

Baba and Rakov [6] proposed an alternative approach to Rachidi et al.'s distributed source representation [13], using a lumped series voltage source at the junction point between the channel and the strike object. They showed that such a representation is equivalent to the distributed source representation. In their representation, Baba and Rakov expressed the spatial-temporal distribution of the current along the strike object and along the channel in terms of the short-circuit current $i_{sc}(t)$, which is related to the undisturbed current through:

$$i_{sc}(t) = 2i_0(t) \quad (3)$$

The equations for return stroke current $i(z', t)$ along the strike object ($0 \leq z' \leq h$) and along the lightning channel ($z \geq h$) developed by Baba and Rakov [6] are given by:

$$i(z', t) = \frac{1 - \rho_t}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\rho_g^n \rho_t^n i_{sc}(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c})}{+\rho_g^{n+1} \rho_t^n i_{sc}(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c})} \right] \quad \text{for } 0 \leq z' \leq h \quad (4)$$

$$i(z',t) = \frac{1-\rho_t}{2} \left[i_{sc}(h,t - \frac{z'-h}{v}) + \sum_{n=1}^{\infty} \rho_g^n \rho_t^{n-1} (1+\rho_t) i_{sc}(h,t - \frac{z'-h}{v} - \frac{2nh}{c}) \right] \quad \text{for } z' \geq h \quad (5)$$

Equations (4) and (5) show that two current waves of the same magnitude, $(1-\rho_t)i_{sc}(h,t)/2$, are initially injected downward, into the tall object, and upward, into the channel. Note that equation (4) is identical to equation (1).

IV. SIMULATION PARAMETERS AND RESULTS

Considered configurations and channel- base current

Two elevated strike objects are considered in this study: (1) a 168-m tall tower corresponding to the Peissenberg Tower in Germany (Figure 2.a), with reflection coefficients set respectively to $\rho_t = -0.53$ and $\rho_g = 0.7$ [4], and, (2) a 553-m tall tower corresponding to the CN Tower in Canada (Figure 2.b), with reflection coefficients set respectively to $\rho_t = -0.366$ and $\rho_g = 0.8$ [26].

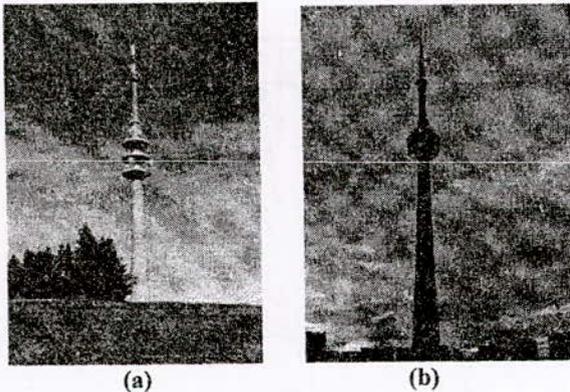


Figure 2: (a) Peissenberg Tower, (b) CN Tower

In our computations, the short-circuit current is represented by a sum of two Heidler's functions [27] and corresponds to typical subsequent return strokes (12 kA peak value and 40 kA/μs maximum steepness), according to the experimental data of Berger et al. [2]. The parameters of the short-circuit current are presented in Table 2. The presented simulations are based on the Baba and Rakov model (equations (4) and (5) above). The use of any other engineering model (equations (1) and (2)) would not change significantly the computed fields waveshape and amplitude.

TABLE 2: PARAMETERS OF THE SHORT-CIRCUIT CURRENT

I_{01} (kA)	τ_{11} (μs)	τ_{12} (μs)	n_1	I_{02} (kA)	τ_{21} (μs)	τ_{22} (μs)	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2	230	2

The value for the return stroke speed is assumed to be 150 m/μs [28].

Simulation results and discussion

In what follows, simulation results for the vertical electric field component will be presented for observation points located at different distances from the base of the tower.

168-m tall tower

Figs. 3 to 6 present vertical electric fields calculated at the horizontal distances of 10 m, 20 m, 30 m and 50 m from the struck tower. The observation point is at ground level.

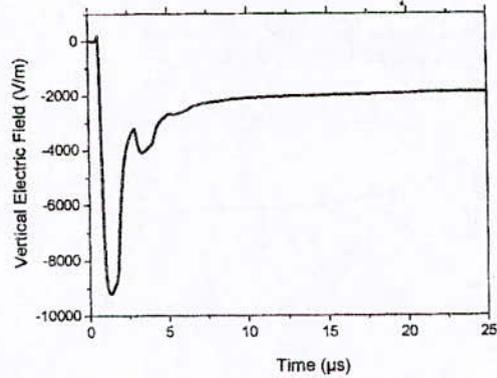


Figure 3: Vertical electric field at a distance of 10 m from the 168-m tall struck tower

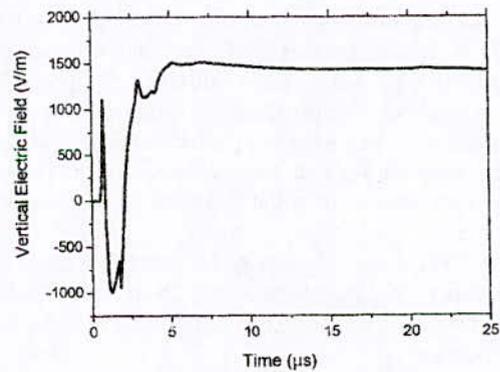


Figure 4: Vertical electric field at a distance of 20 m from the 168-m tall struck tower

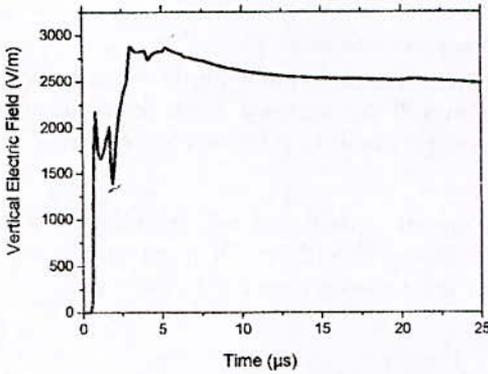


Figure 5: Vertical electric field at a distance of 30 m from the 168-m tall struck tower

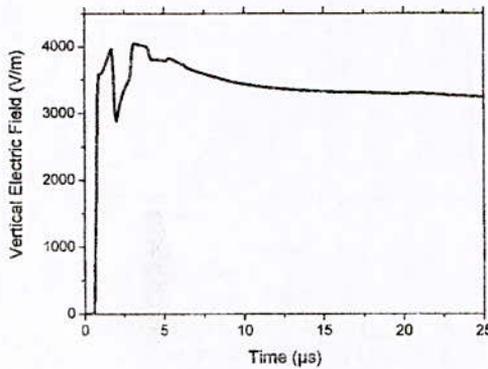


Figure 6: Vertical electric field at a distance of 50 m from the 168-m tall struck tower

It can be seen, interestingly, that the vertical electric field generated by a lightning return stroke to a tall structure can change polarity at very close distance range. This phenomenon has been recently observed based on theoretical simulations and assuming a perfectly-conducting ground [29], where it has been shown that such an inversion of polarity could occur for distances of about one tenth of the height or closer.

The electric field at very close range (within 10 m) exhibits a negative polarity. At the distance of 20 m, the field is characterized by a bipolar waveshape. Beyond 30 m, the field becomes positive.

In addition, it is interesting to observe that the presence of a tower results in a significant decrease of the electric field magnitudes in the immediate vicinity of the tower, due to the so-called shadowing effect (e.g. [8, 14]).

553-m tall tower

Figs. 7 to 10 present similar results for the vertical electric fields calculated at the horizontal distances of 30 m, 40 m, 50 m and 60 m from the struck tower. The observation point is at ground level.

As with the 168-m tall tower, it can be seen from the simulations that the electric field at very close range (this time within 30 m) exhibits a negative polarity. At the distance of about 40 m, the field has a bipolar waveshape. Beyond 50 m, the field becomes positive.

The presence of a tower results in a significant decrease of the vertical electric field in the immediate vicinity of the tower.

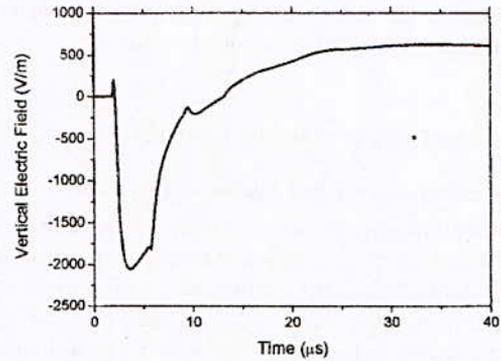


Figure 7: Vertical electric field at a distance of 30 m from the 553-m tall struck tower

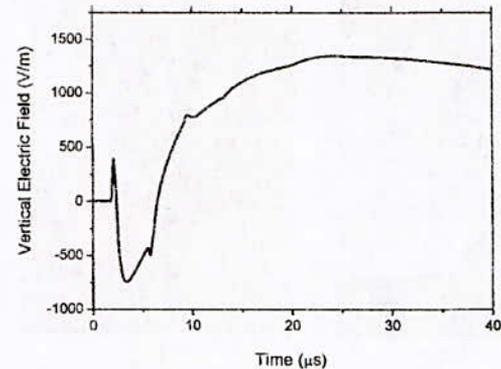


Figure 8: Vertical electric field at a distance of 40 m from the 553-m tall struck tower

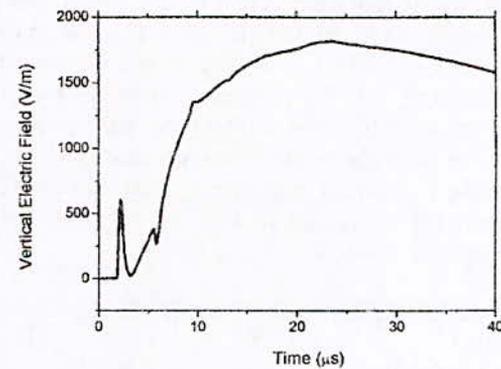


Figure 9: Vertical electric field at a distance of 50 m from the 553-m tall struck tower

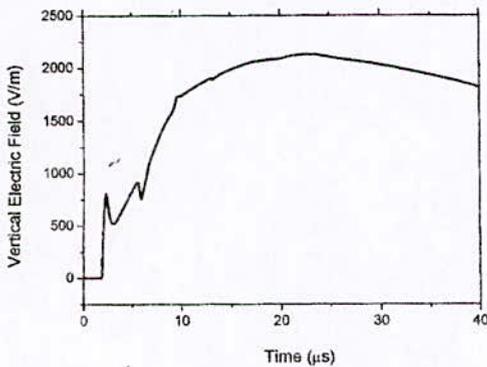


Figure 10: Vertical electric field at a distance of 60 m from the 553-m tall struck tower

V. CONCLUSION

In this paper, we presented an analysis of the vertical electric fields at very close range from a tower struck by lightning. The vertical electric fields are evaluated on the ground surface and for different observation points. The computations are obtained using a Finite-Difference Time-Domain (FDTD) method. Simulation results were performed for two cases, namely (i) a lightning strike to a 168-m tall tower, and (ii) a lightning strike to a 553-m tall tower.

The main conclusions from the analysis presented in this study are as follows:

1. The electric field generated by a lightning return stroke to a tall structure can change polarity at very close distance range, typically at distances of about one tenth the height of the struck object or so. This change in the polarity seems to be a specific signature of very close vertical electric fields.
2. The presence of a tower results in a significant decrease of the above-ground vertical electric field in the immediate vicinity of the tower.
3. Experimental data on electromagnetic fields at very close range to a tower struck by lightning are needed in order to confirm the theoretical finding.

REFERENCES

- [1] A. Banos V.A. Rakov, Transient response of a tall object to lightning, *IEEE Trans. on Electromagn. Compat.*, 43(4) (2001) 654-661.
- [2] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger, Parameters of lightning flashes, *Electra*, 41 (1975) 23-37.
- [3] W. Janischewskyj, A. M. Hussein, and V. Shostak, Propagation of lightning current within the CN Tower, paper presented at CIGRE Study Committee 33 Colloquium, Toronto, Canada (1997).
- [4] F. Heidler, J. Wiesinger, and W. Zischank, Lightning Currents Measured at a Telecommunication Tower from 1992 to 1998, paper presented at 14th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility, Zurich, Switzerland, February 20 - 22, (2001).
- [5] G. Diendorfer, W. Hadrian, F. Hofbauer, M. Mair, and W. Schulz, Evaluation of lightning location data employing measurements of direct strikes to a radio tower, Session 2002 CIGRE, Paris, France (2002).
- [6] Y. Baba, and V. A. Rakov, On the use of lumped sources in lightning return stroke models, *J. Geophys. Res.* 110 (D03101) (2005).
- [7] Y. Baba, and V. A. Rakov, Lightning electromagnetic environment in the presence of a tall grounded strike object, *J. Geophys. Res.* 110 (D09108) (2005).
- [8] S. Miyazaki, and M. Ishii, Influence of elevated stricken object on lightning return-stroke current and associated fields, Presented at ICLP (International Conference on Lightning Protection), Avignon, France, (2004).
- [9] D. Pavanello, F. Rachidi, M. Rubinstein, N. Theethayi, and R. Thottappillil, Electromagnetic environment in the immediate vicinity of a tower struck by lightning, paper presented at EUROEM'2004, Magdeburg, Germany, (2004).
- [10] J. L. Bermudez, F. Rachidi, W. Janischewskyj, V. Shostak, M. Rubinstein, D. Pavanello, A. M. Hussein, J. S. Chang, C. A. Nucci, and M. Paolone, Far-field-current relationship based on the TL model for lightning return strokes to elevated strike objects, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 47(1) (2005) 146-159.
- [11] F. Rachidi, W. Janischewskyj, A. M. Hussein, C. A. Nucci, S. Guerrieri, B. Kordi, and J. S. Chang, Current and electromagnetic field associated with lightning return strokes to tall towers, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 43 (2001) 356-366.
- [12] D. Pavanello, F. Rachidi, V. A. Rakov, C. A. Nucci, and J. L. Bermudez, Return stroke current profiles and electromagnetic fields associated with lightning strikes to tall towers: Comparison of engineering models, *J. Electrostat.*, 65 (2007) 316-321.
- [13] F. Rachidi, V. A. Rakov, C. A. Nucci, and J.L. Bermudez, Effect of vertically-extended strike object on the distribution of current along the lightning channel, *J. Geophys. Res.*, 107 (D23) (2002) 4699.
- [14] F. Rachidi, "Modeling Lightning Return Strokes to Tall Structures: A Review", *Journal of Lightning Research*, Vol. 1, pp. 16-31, 2007.
- [15] F. Heidler, and T. Zundl, Influence of tall towers on the return stroke current, in *Aerospace and Ground Conference on Lightning and Static Electricity*, Williamsburg, USA (1995).
- [16] Y. Baba, and M. Ishii, Numerical electromagnetic field analysis of lightning current in tall structures, *IEEE Trans. Power Delivery*, 16(2) (2001) 324-328.
- [17] B. Kordi, et al., Application of antenna theory model to a tall tower struck by lightning, *J. Geophys. Res.* 108 (D17) (2003).
- [18] E. Petrache, F. Rachidi, D. Pavanello, W. Janischewskyj, A. M. Hussein, M. Rubinstein, V. Shostak, W. A. Chisholm, and J. S. Chang, Lightning Strikes to Elevated Structures: Influence of Grounding Conditions on Currents and Electromagnetic Fields, presented at IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Chicago, 2005.
- [19] R. F. Harrington, *Field computation by Moment Methods*, New York: IEEE & Wiley (1993).
- [20] K. S. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, *IEEE Trans. Antennas Propagat.* 14 (1966) 302-307.
- [21] C. Yang, and B. Zhou, Calculation methods of electromagnetic fields very close to lightning, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 46 (1) (2004) 133-141.
- [22] A. Mimouni, F. Rachidi and Z. Azzouz, Electromagnetic environment in the immediate vicinity of a lightning return stroke, *Journal Of Lightning Research*, Vol.2, (2007) 64-75.
- [23] A. Mimouni, F. Rachidi and Z. Azzouz, A finite difference time domain approach for the evaluation of electromagnetic fields radiated by lightning strikes to tall structures, *Journal Of Electrostatics*, 66 (2008), 504-513.
- [24] G. Mur, Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 23 (4) (1981) 377-382.
- [25] V. A. Rakov, M. A. Uman, Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 40(4) (1998) 403-426.
- [26] W. Janischewskyj, V. Shostak, J. Barratt, A. M. Hussein, I. Rusan, and J. S. Chang, Collection and use of lightning return stroke parameters taking into account characteristics of the struck object, presented at the 23rd ICLP (International Conference on Lightning Protection), Florence, Italy (1996).
- [27] F. Heidler "Analytic lightning current functions for LEMP calculations", 18th International Conference on Lightning Protection (ICLP), VDE Verlag, Berlin, West Germany, 453, 1985.

- [28] V. A. Rakov, Lightning return stroke speed: A review of experimental data, presented at the 27th ICLP (International Conference on Lightning Protection), Soc. De l'Electr., de l'Electron., et des Technol. De l'Inf. Et de la Commun., Avignon, France, (2004).
- [29] A. Mosaddeghi, D. Pavanello, F. Rachidi, M. Rubinstein, "On the Inversion of Polarity of the Electric Field at Very Close Range from a Tower Struck by Lightning", *Journal of Geophysical Research*, 112, D19113, doi:10.1029/2006JD008350, 2007.

Etude des courants d'absorption et de résorption Dans le papier d'isolation pour transformateurs

M. Megherbi, H. Djoudi, F. Bitam-Megherbi

Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou

Laboratoire des Technologies Avancées du Génie Electrique (LATAGE)

CP. 44, 15010, Tizi-Ouzou, Algérie

Résumé

Nous nous intéressons dans le présent travail à l'étude expérimentale des courants d'absorption et de résorption dans le papier d'isolation pour transformateurs. Les investigations ont été faites sur des spécimens ayant des taux d'humidité différents. L'étude est menée en fonction du taux d'humidité du papier. Pour chaque teneur en eau, des séquences alternées de charge/décharge ont été effectuées. La forme ainsi que la valeur des courants d'absorption et de résorption sont très influencées par la teneur en eau et pourraient se révéler utiles comme outil de diagnostic.

Mots clés – Papier isolant - courants d'absorption - Courants de résorption - Effet de l'humidité

1 INTRODUCTION

Le vieillissement du système d'isolation huile/papier dans un transformateur est fortement influencé par les contraintes thermiques, électromécaniques et chimiques. La contrainte thermique est réputée être celle qui conduit à la dégradation de l'isolation dans un transformateur [1]. Cette dégradation génère une production d'eau au sein même du papier. L'eau ainsi produite pourrait mener à long terme au claquage de l'isolation. Ainsi, la rigidité diélectrique d'une isolation huile/papier diminue avec l'augmentation de la teneur en eau du papier. Plusieurs méthodes de diagnostic de la teneur en eau de l'isolation d'un transformateur ont été élaborées. Parmi les méthodes conventionnelles nous citons l'analyse des gaz dissous (DGA) dans l'huile [2]. Parmi les nouvelles méthodes, nous citons la méthode RVM (Recovery Voltage Method) [2-7] et la méthode PDC (Polarization and Depolarization Currents) [8-13]. Ces deux méthodes sont toutes les deux basées sur l'application d'un échelon de tension U_C pendant un temps T_C à un système d'électrodes plan-plan contenant l'échantillon à tester. Ce dernier est ensuite mis en court-circuit pendant un certain temps. La tension résiduelle est recueillie après l'ouverture du court-circuit pour la première méthode. Le courant de charge (courant de polarisation) ainsi que le courant de décharge (courant de résorption ou dépolarisation) sont mesurés pour la deuxième méthode. L'objectif du présent travail est d'étudier les courants d'absorption et de résorption dans le cas du papier utilisé dans l'isolation des transformateurs pour essayer ensuite de les corrélés à la teneur en eau présente dans le papier. Un échelon de tension

est appliqué à l'échantillon et plusieurs séquences de charge/décharge sont effectuées.

2 PRINCIPE DE LA METHODE PDC

Les courants d'absorption et de résorption dans un diélectrique résultent essentiellement de la polarisation dipolaire et de la polarisation interfaciale de type Maxwell-Wagner dans le cas de substances non homogènes. Sous l'action d'un champ électrique, un dipôle s'oriente et crée un déplacement de charge. Ce déplacement local s'étend à tout le volume du diélectrique et crée un courant du point de vue extérieur. En tension continue, les dipôles vont s'orienter et atteindre une position d'équilibre qui correspond à l'annulation du courant de polarisation. Une fois la tension éliminée, les dipôles vont se redistribuer grâce à l'énergie thermique. Cette redistribution est à l'origine du courant de dépolarisation ou résorption. L'allure classique du courant d'absorption et de résorption est donnée sur la figure 1.

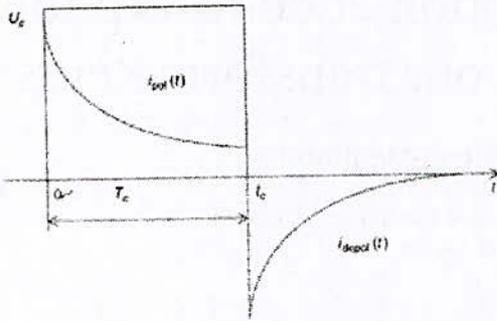


Figure 1 : Courant d'absorption et de résorption suite à l'application d'un échelon de tension suivi d'un court-circuit sur un diélectrique [2,14].

3 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les échantillons testés proviennent de la firme Electro-Industries sise à Azazga et proviennent de lots destinés à la construction des transformateurs. Le diamètre des échantillons est de 80 mm et leur épaisseur de 1 mm. Le dispositif expérimental est le même que celui décrit dans nos précédents travaux [15]. Il est constitué d'un système d'électrodes plan-plan. Le plan relié à la terre est doté d'un anneau de garde. La source de tension et l'électromètre sont combinés dans un même appareil. Les valeurs des courants donnés par l'électromètre sont transférées via une interface GPIB (General Purpose Interface Bus) et un logiciel approprié à un micro-ordinateur. La teneur en eau est obtenue par chauffage dans un four dont la température peut aller jusqu'à 300 °C. La tension d'essai appliquée aux différents échantillons est de 500 V DC. La durée de chacune des séquences de charge et de décharge est de 180 secondes. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 2.

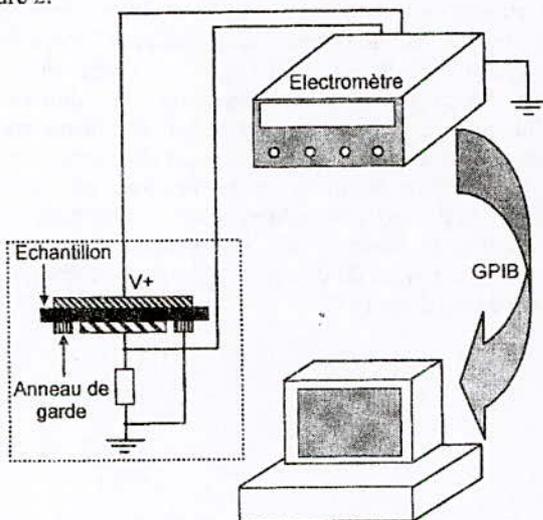


Figure 2. Schéma synoptique du dispositif expérimental.

3 RESULTATS EXPERIMENTAUX

3.1 SEQUENCES DE CHARGES/DECHARGES

Les courants d'absorption et de résorption sont représentés sur les figures 3 à 6 pour des teneurs en eau respectives de 8.4%, 6.8%, 3.5% et 1%. L'allure des courbes varie quand on passe d'une teneur en eau de 8.4% à 1%.

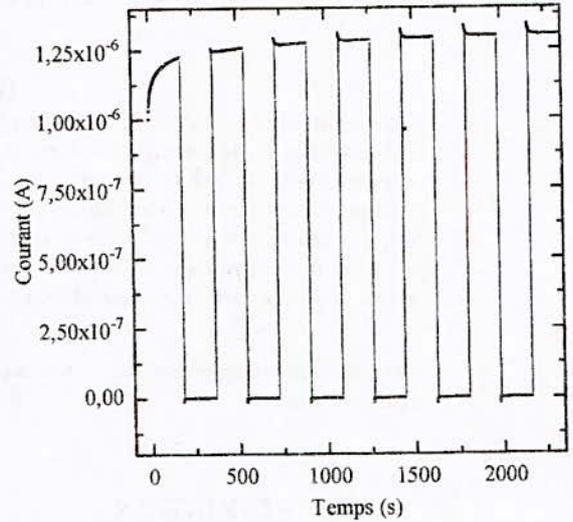


Figure 3. Courant d'absorption et de résorption d'un papier avec une teneur en eau de 8.4%

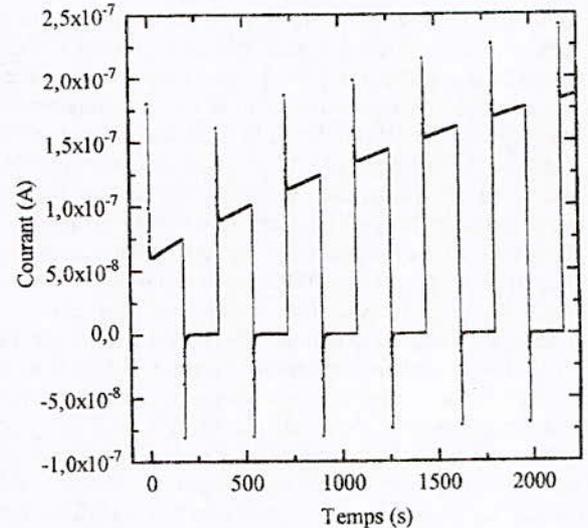


Figure 4. Courant d'absorption et de résorption d'un papier avec une teneur en eau de 6.8%

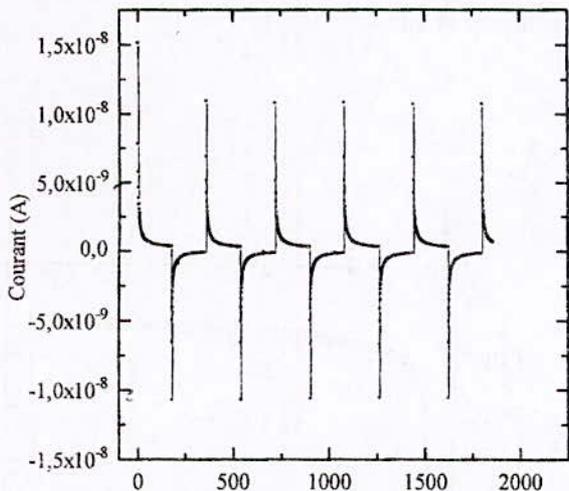


Figure 5. Courant d'absorption et de désorption d'un papier avec une teneur en eau de 3.5%:

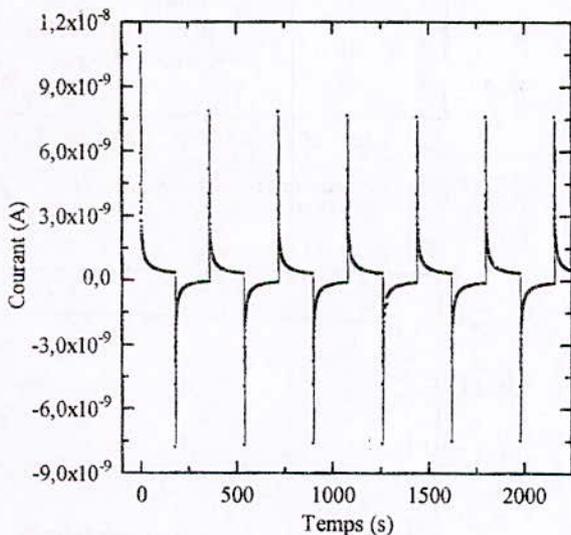
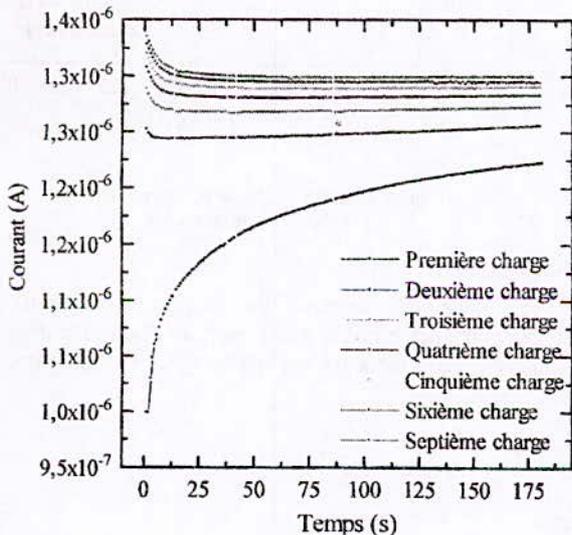


Figure 6. Courant d'absorption et de désorption d'un papier avec une teneur en eau de 1%:



En vue d'examiner la différence entre les différents courants, nous avons tracé séparément les séquences de charge et de décharge pour chaque échantillon.

3.2 SEQUENCES DE CHARGES

Les différentes séquences de charge sont représentées sur les figures 7 à 10.

Figure 7. Séquences de charge pour une teneur en eau de 8.4%.

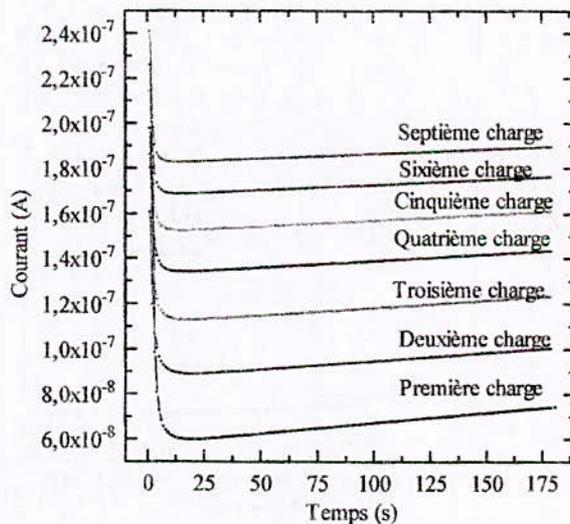


Figure 8. Séquences de charge pour une teneur en eau de 6.8%.

Pendant le première charge avec une teneur en eau de 8.4% et 6.8%, nous remarquons une augmentation du courant qui pourrait être liée à un phénomène de dissociation électrolytique. L'augmentation du courant de charge avec le nombre d'applications/suppressions de la

tension pour une même teneur en eau pourrait trouver son explication dans un résidu de charges après le court-circuit.

Les différents courants de résorption sont représentés sur les figures 11 à 14.

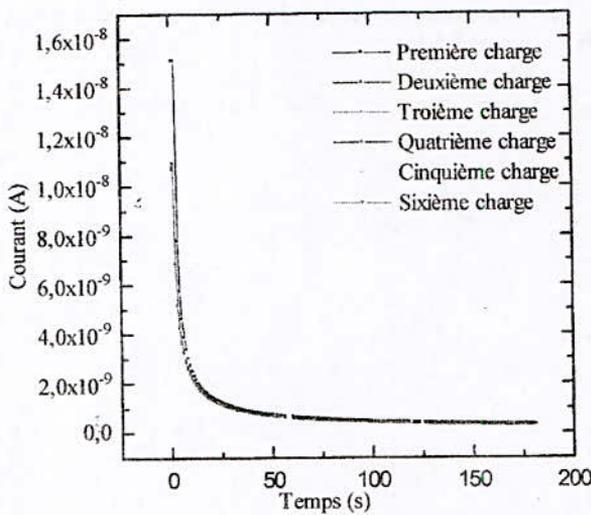


Figure 9. Séquences de charge pour une teneur en eau de 3.5%.

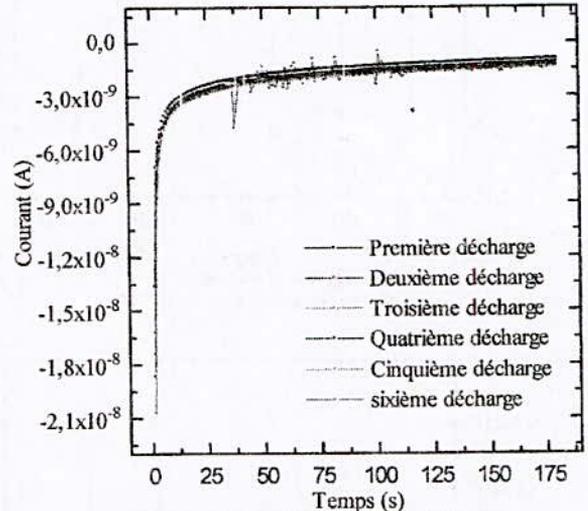


Figure 11. Séquences de décharge pour une teneur en eau de 8.4%.

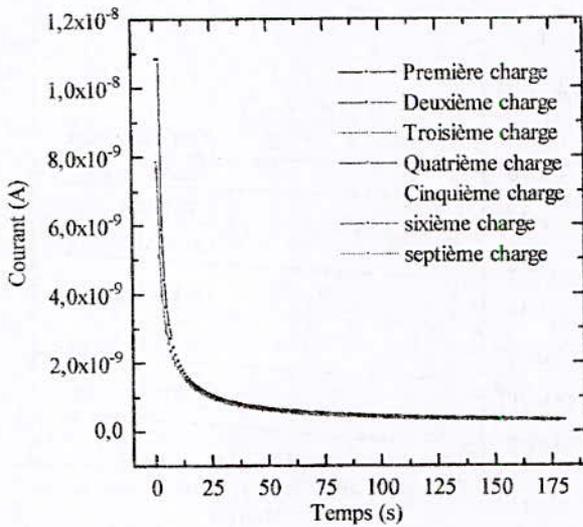


Figure 10. Séquences de charge pour une teneur en eau de 1%.

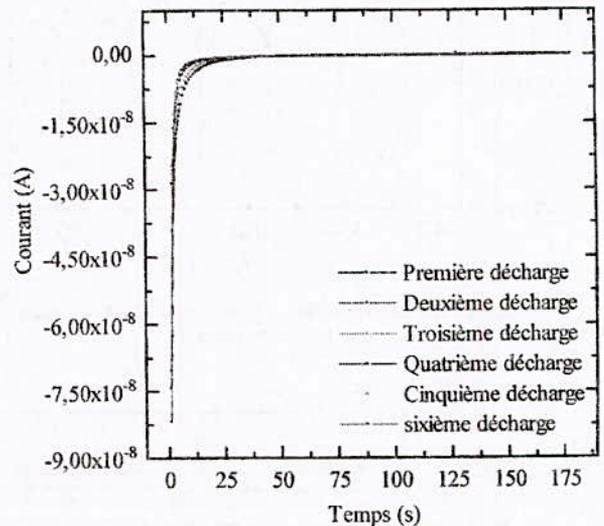


Figure 12. Séquences de décharge pour une teneur en eau de 6.8%.

3.3 SEQUENCES DE DECHARGES

Si pour les courants de charge nous avons une correspondance entre la diminution de l'humidité avec leur intensité, cette tendance est quelque peu modifiée pour les

courants de décharge. C'est ainsi que nous remarquons un écart à cette tendance pour la teneur de 6.8%. Il est à noter que pour cette teneur, même la forme diffère quelque peu. En revanche, les courants de résorption ne changent pas d'une décharge à une autre pour une même teneur en eau. Pour la teneur en eau de 8.4%, le courant de résorption est légèrement supérieur lors de la première décharge. Le courant correspondant à la dernière décharge présentes quelques fluctuations.

4 CONCLUSION

Les courants d'absorption et de résorption pourraient être utilisés pour caractériser un isolant électrique. En effet les courants d'absorption et de résorption représentent des courants transitoires. Ces derniers donnent une image de l'évolution temporelle de la polarisation depuis un état initial jusqu'à un état final. L'application d'un échelon de tension modifie la position des charges présentes dans l'échantillon vers un nouvel état d'équilibre. Dans ce cas le courant total qui traverse l'échantillon est appelé courant de polarisation qui englobe le courant d'absorption et le courant stationnaire qui persistera en régime permanent, appelé courant de conduction. Dans le cas de notre étude, le courant d'absorption est confondu avec le courant de polarisation étant donné que le régime permanent n'est pas encore atteint au bout de 180 secondes de charge. Lorsque le court-circuit est établi et que l'échelon de tension est supprimé, la courant de dépolarisation qui n'est rien d'autre que le courant de résorption traverse le matériau. C'est de ce courant qu'il faut tenir compte pour caractériser un isolant étant donné qu'en court-circuit, les courants de conduction sont nuls. Il est donc nécessaire de faire cette étude pour plusieurs autres teneurs en eau en vue de corréler la forme des courants d'absorption et de résorption avec des plages de teneur en eau.

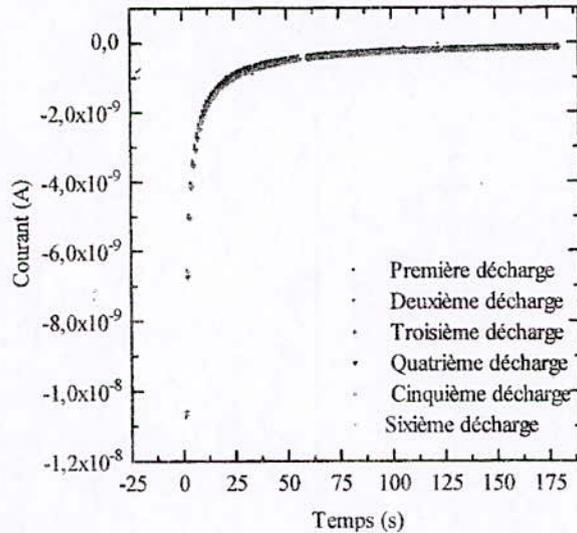


Figure 13. Séquences de décharge pour une teneur en eau de 3.5%

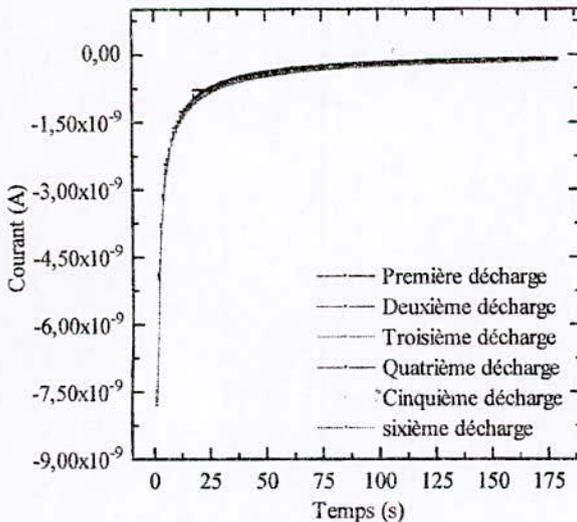


Figure 14. Séquences de décharge pour une teneur en eau de 1%.

REFERENCES

- [1] T. K. Saha, P. Purkait, "Investigation of polarization and depolarization current measurements for the assessment of oil-paper insulation of aged transformers", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 11, pp. 144-155, 2004.
- [2] E. Kuffel, W.S. Zaengl, J. Kuffel, "High Voltage Engineering, Fundamentals", Second edition, published by Butterworth-Heinemann, 2000.
- [3] S. M. Islam, P. R. S. Jota, M. Stace, "Detection of oil-paper equilibrium moisture content in power transformers using hybrid intelligent interpretation of polarisation spectrums from recovery voltage measurements", Conference Record of the 1998 IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Arlington, Virginia, USA, pp. 16-19, June 7-10, 1998.
- [4] A. A. Paithankar, C. T. Pinto, "Transformer insulation diagnosis: recovery voltage measurement and dc absorption test", IEEE Electrical Insulation Conference and Electrical Manufacturing & Coil Winding Conference, pp. 597-600, 16-18 Octobre, 2001.
- [5] V. Aschenbrenner, T. Ucik, "Using of parameters of RVM measurement for qualitative appreciation of power transformers insulation state ", Transmission and Distribution Conference and Exhibition: Asia Pacific, IEEE/PES, Vol. 3, pp. 1829-1833, 6-10 October, 2002.
- [6] Y. C. Kuang, G. Chen, P. Jarman, "A new model of recovery voltage of oil-paper insulation system", IEEE International Conference on Solid Dielectrics, Toulouse, France, July 5-9, 2004.
- [7] A. Helgeson, K. T. Hogskolan, U. Gafvert, "Calculation of the Dielectric Response Function from Recovery Voltage measurements", IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp. 97-101, 22-25 October, 1995.
- [8] M. Koch, S. Tenbohlen, "Diagnostics of Oil-Paper-Insulations Using Relaxation Currents", Proceedings of the XIVth International Symposium on High Voltage Engineering, China, August 25-29, 2005.

- [9] Q. Li, T. Zhao, "Definition and digital algorithms of dielectric loss factor for condition monitoring of high voltage equipment with harmonics emphasis", IEEE Power Systems Conference and Exposition, pp. 1171-1175, Vol. 2, 10-13 October, 2004.
- [10] T. Leibfried, A. J. Kachler, "Insulation Diagnostics on Power Transformers using the Polarisation and Depolarisation Current (PDC) Analysis", IEEE International Symposium on Electrical Insulation, pp. 170-173, Boston, MA, USA, 7-10 April, 2002.
- [11] G. Frimpong, U. Gäfvert, J. Fuhr, "Measurement and modelling of dielectric response of composite oil/paper insulation", 5th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials, pp. 86-89, Seoul, Korea, 1997.
- [12] D. Linhjell, L. Lundgaard, "Dielectric response on mineral oil impregnated cellulose and the impact of aging", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, pp. 156-169, Vol. 14, N° 1, February, 2007.
- [13] V. D. Hovhannessian, W. S. Zaengl, "Time domain measurements of dielectric response in oil-paper insulation systems", IEEE International Symposium on Electrical Insulation, pp. 47-52, Montreal, Canada, June, 16-19, 1996.
- [14] C. Dutriez, "Correlations entre les propriétés diélectriques et mécaniques des polymères ; Influence de la température", Doctorat en Génie des Matériaux, Ecole Centrale de Lyon & Ecole Doctorale des Matériaux de Lyon, Octobre 2004.
- [15] F. Bitam-Megherbi, M. Megherbi, "Time Evolution of Current through Insulating Paper under DC Voltage Stress", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Volume 14, Issue 3, pp. 656-662, June, 2007.

Interaction Chimique de l'Impureté H₂O, des Vapeurs Cu, du Carbone avec un Plasma d'Arc du SF₆ dans les Disjoncteurs à Haute Tension.

B. saghi et B. Rahmani

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie

Abstract: the separation of contacts of a high-voltage circuit breaker induces an electrical arc. The gas filling this circuit breaker is the SF₆, which is contains always a certain low proportion of water. The warmer regions reach a temperature of several thousand Kelvin, which led to the injection in the plasma of metal vapors, and carbon from the erosion of electrodes and ablation of walls breaker formed mainly organic insulating materials. During the cooling, new compounds appear at low temperature, which are undesirable to humans and equipment. To quantify these chemical species, we calculated composition at the chemical and thermal equilibrium in the temperature range between 300 K – 12000 K, with a kinetic model taking into account 62 species linked together by a set of 216 chemical reactions. To resolve conservation equations density of species, we used direct rates of reactions cited in the literature and the reverse reaction rates using the laws of equilibrium (Saha and Guldberg-Waage). Our results of the chemical composition clearly show recombination of SF₆ original, but also new compounds at low temperature, S₂F₁₀, HF, CuF₂, CF₄, SO₂F₂ that have toxic properties to humans and corrosive to materials.

Résumé : la séparation des contacts d'un disjoncteur à haute tension induit l'apparition d'un arc électrique. Le gaz de remplissage de ce disjoncteur est bien le SF₆, qui se trouve toujours avec une certaine proportion faible du l'eau. Les régions les plus chaudes atteignent une température de plusieurs milliers de Kelvin, qui conduisent à l'injection dans le milieu plasma des vapeurs métalliques issues de l'érosion des électrodes, ainsi du carbone par ablation des parois du disjoncteur formées essentiellement en matériaux isolants organique. Lors du refroidissement, de nouveaux composés apparaissent à basse température, qui s'avèrent indésirables pour l'humain et le matériel. Pour quantifier ces espèces chimiques, nous avons calculé la composition à l'équilibre chimique et thermique dans la gamme de température comprise entre 300K - 12000K, avec un modèle cinétique tenant en compte 62 espèces liées entre eux par un jeu de 216 réactions chimiques. Pour résoudre des équations de conservation de densités

des espèces, nous avons utilisé des taux direct de réactions cités dans la littérature et aussi des taux inverses de réactions en employant des lois d'équilibre (Saha et Guldberg-Waage). Nos résultats de la composition chimique montrent clairement la recombinaison du SF₆ initial, mais aussi de nouveaux composés à basse température, S₂F₁₀, HF, CuF₂, CF₄, SO₂F₂ qui possèdent des propriétés toxiques pour l'humain et corrosives pour le matériel.

Introduction

L'utilisation de l'hexafluorure de soufre (SF₆) dans les appareils de coupure des circuits à haute tension dans les réseaux de distribution de l'électricité a considérablement augmenté. Dans ce type d'appareils appelé disjoncteur, la séparation des contacts induit l'apparition d'un arc électrique qu'il faut rapidement disparaître lorsque le courant passe par zéro.

Le SF₆ présente des propriétés physico-chimiques qui rendent son utilisation très favorable. Sa haute rigidité, et sa faible toxicité. Il présente une bonne conductivité thermique autour de 2000 K, ce qui permet un refroidissement rapide durant l'extinction de l'arc. Il est très électronégatif ainsi que ses produits de décomposition, ce qui favorise la disparition des électrons. Enfin, quand le SF₆ est dissocié, ses produits de décomposition tendent à se recombinaison rapidement pour reformer le SF₆ initial.

On s'intéresse dans ce travail aux produits chimiques qui se forment lors du refroidissement. Ces produits sont formés car le SF₆ n'est jamais pur. Outre la vapeur d'eau qui est toujours présente dans le gaz initial, l'interaction de l'arc avec les contacts métalliques et avec les parois, conduit à une injection de vapeurs de cuivre et de carbone dans le milieu gazeux. Lors du refroidissement du plasma, les atomes, les ions et les électrons se recombinaison pour former majoritairement en fin de chaînes réactives, des molécules SF₆. Toutefois, la présence d'impuretés entraîne de nouvelles réactions chimiques qui conduisent à la formation de produits qui peuvent s'avérer indésirable.

Dans la littérature, Il existe quelques travaux expérimentaux, développés en vue de déterminer les produits minoritaires mais éventuellement toxiques, tels que ceux [1] et [2]. Les travaux théoriques les plus importants sont ceux [3], ensuite ceux [4]

étendus aux impuretés issues des parois à nature isolants solide organique. Nous avons exploité ce dernier travail qui présente une liste assez riche des réactions chimiques les plus probable, ainsi que leurs taux de réactions directs. Notre but dans cette étude est de quantifier pour chaque mélange de SF₆ avec impurété, les espèces formées à basse température qui sont S₂F₁₀, HF, CF₄, SO₂F₂ possédant des Propriétés toxiques et corrosives indésirables pour l'humain et le matériel.

Pour cela on a pris en compte d'autant d'espèces pour chaque mélange de SF₆ avec impurété, en ajoutant des espèces Cu₂, CuS, C₃, SOF₄ n'ont pas pris dans [3].

Pour ce faire, Les bases de notre modèle du calcul ont été déjà décrit dans le travail [5], en ajoutant à cela des lois relatives de la proportion de l'impurété dans le mélange du SF₆, ainsi que la stoechiométrie de l'impurété considérée.

MODELE NUMERIQUE

Hypothèses

- Les fonctions de distributions en énergie de toutes les espèces sont maxwelliennes.
- Le milieu est homogène.
- Le milieu évolue à pression constante
- Le milieu se comporte comme un gaz parfait.
- Ils n'existent pas de forces extérieures.
- Les taux de réactions chimiques sont fonctions de la température.
- Pour chaque espèce, on considère seulement l'état fondamental.

Pour calculer la composition des mélanges séparés du plasma SF₆ avec des proportions de Cu, H₂O, C dans la gamme de température 300 K – 12000 K. on considère 62 espèces qui sont réparties selon leurs catégories comme suivant:

Espèces monoatomiques : S, S⁻, S⁺, F, F⁻, F⁺, Cu, Cu⁺, O, H, O⁻, O⁺, H⁺, H⁻, C, C⁺.

Espèces diatomiques: S₂, S₂⁺, F₂, F₂⁺, SF, SF⁻, SF⁺, Cu₂, CuF, CuS, O₂, H₂, OH, OF, HF, SO, SH, O₂⁺, O₂⁻, H₂⁺, OH⁺, OH⁻, C₂, CF, CS.

Espèces polyatomiques: SF₂, SF₃⁻, SF₄, SF₅, SF₆, S₂F₁₀, CuF₂, H₂O, SO₂, SO₃, S₂O, H₂S, SOF₂, SO₂F₂, SOF₄, C₃, CF₂, CF₃, CF₄, C₂F₄, CS₂.

Equations

La densité des espèces *i* est régit par l'équation de conservation (1), où *C_{ai}* et *D_{ai}* sont des taux de création et disparition des espèces *i* :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \cdot \vec{v}) = C_{ai} - n_i D_{ai} \tag{1}$$

Dans les conditions de l'équilibre chimique et les hypothèses précédentes, l'équation de conservation se réduit à l'équation (2).

$$C_{ai} - n_i D_{ai} = 0 \tag{2}$$

Ces équations ne sont pas indépendantes, pour cela les densités des espèces doivent satisfaire, la loi des gaz parfait, la Neutralité électrique et l'équilibre stoechiométrique entre l'espèce S et F dans le plasma, la loi de proportion de l'impurété dans le mélange, ainsi que la loi de la stoechiométrie du H₂O.

Les taux globaux de création et disparition de toutes les espèces *i* (*C_{ai}* et *D_{ai}*) sont fonctions des taux direct et inverses de toutes les réactions faisant intervenir l'espèce *i*.

Equation (3) donne la formulation générale de l'une de nos 216 réactions chimiques [5].

Soit la réaction p, *K_d* et *K_i* leurs taux direct et inverse, l'équilibre chimique est exprimé par l'équation (4).



$$n_A n_B \cdot K_d = n_C n_D \cdot K_i \tag{4}$$

Les expressions des taux direct *K_d* proviennent de la littérature, tandis que celles des taux inverses *K_i* sont calculés en utilisant des lois de micro-réversibilité: Guldberg-Waage (5) et Saha (6).

$$\left(\frac{n_A n_B}{n_{AB}} \right) = \frac{Z_A Z_B}{Z_{AB}} \left(\frac{2\pi\mu_{AB} K_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{D_{AB}}{K_B T} \right) \tag{5}$$

$$\left(\frac{n_e n_{A^+}}{n_A} \right) = 2 \frac{Z_{A^+}}{Z_A} \left(\frac{2\pi m_e K_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_i}{K_B T} \right) \tag{6}$$

Cependant ces lois nécessitent le calcul des fonctions de partitions internes de toutes les espèces *Z*, dont leurs expressions sont bien détaillées dans [5], en s'appuyant sur des données spectroscopiques extraites des tables de JAN AF [6] pour des espèces atomiques et polyatomiques, et par des tables de Herzberg [7] pour des espèces diatomiques.

Résultats et Discussions

Cas du SF₆ pur

Sur la figure 1, on présente les variations des densités des espèces d'un plasma du gaz SF₆ pur, pour une

pression 0.1 MPa de 12000 K – 300 K.

De 12000 K jusqu'à 4500 K, les électrons constituent l'espèce chargée dominante. En dessous de cette température et jusqu'à 2500, ce sont S_2^+ et F^- qui sont des espèces chargées majoritaires. On remarque à basse température la recombinaison des espèces polyatomiques. La recombinaison du SF_6 se manifeste au dessous de 2000 K, qui est approximativement sa température de dissociation. Le maximum de la densité S_2F_{10} se situe vers 1700 K, mais reste très faible avec un rapport de 10^9 par rapport au SF_6 .

Cas du mélange SF_6 -Cu

La figure 2 montre la composition d'équilibre à haute température d'un mélange de $SF_6 + 10^{-3}$ Cu. Pour plus de clarté, nous n'avons pas représenté l'évolution des densités des espèces SF_2 , SF_3 , SF_4 , SF_5 , SF_6 , car leurs évolutions restent inchangées par rapport au SF_6 pur. Dans cette gamme de température, la présence de cuivre se traduit par la présence d'atomes Cu et d'ions Cu^+ . La formation d'espèces moléculaires contenant du cuivre CuF_2 intervient à partir de 6000 K, tandis que CuF intervient dès 12000 K. au dessous de 4000 K, le cuivre tend à se recombinaison en molécules CuF et surtout en CuF_2 .

Sur la figure 3, on présente la composition du plasma à basse température $300 \leq T \leq 2000$. le plus remarquable est qu'en dessous de 1300 K environ, il y a trois espèces majoritaires : le SF_6 bien sur ; le CuF_2 qui provient de la réaction chimique entre le fluor et le cuivre ; et SF_4 . la présence de cette molécule s'explique par le fait que les molécules CuF_2 sont formées, et un certain nombre de molécules SF_6 ne pourront se reformer par manque de molécules F_2 ce qui conduira à la formation du SF_4 . Le deuxième point important, c'est qu'au dessous de 400 K, le SF_4 tend à disparaître pour être remplacé par une densité importante du S_2F_{10} semblable au CuF_2 .

Cas du mélange SF_6 - H_2O

Dans la présentation des résultats sur la figure 4, on se limite à ceux les plus significatifs renfermant des atomes de O ou H, à la pression 0.1 MPa, pour une proportion de H_2O de 10^{-3} . dans cette gamme de haute température, les espèces les plus nombreuses sont O et H. par contre à basse température, l'hydrogène se retrouve essentiellement dans la molécule HF et l'oxygène dans SOF_2 . La densité de SO_2F_2 reste très faible dans cette gamme de température. A 2000 K, sa densité est 10^5 fois plus faible que celle de SOF_2 .

Sur la figure 5, on a tracé les variations des densités des espèces les plus importantes à basse température (F , SF_4 , SF_6) auxquelles on a associé la densité de HF qui englobe essentiellement tout l'hydrogène disponible.

La densité de l'espèce S_2F_{10} est peu affectée par la présence de vapeur d'eau, elle atteint un maximum de l'ordre 10^{10} à environ 1700 K.

Le comportement des molécules SOF_2 et SO_2F_2 est plus remarquable. Alors qu'à 2000 K, la densité de SOF_2 est nettement plus grande que celle de SO_2F_2 , le contraire se produit à basse température. Ceci s'explique par le fait que la molécule SOF_2 se recombine avec l'oxygène pour donner la molécule SO_2F_2 selon la réaction de dissociation suivante :



Les densités des espèces pour une autre proportion du H_2O se déduisent facilement, lorsqu'elle passe à 10^{-2} , les espèces de la figure 4 sont multiplié 10 sauf ceux à deux atomes O, sont sensiblement multipliés par 100.

Cas du mélange SF_6 – Carbone

Lors d'une décharge, l'arc entre en contact avec les isolants qui sont principalement constitués de carbone.

Nous avons choisi une concentration de C égale à 10^{-4} qui correspond bien aux travaux expérimentaux dans [1].

Les énergies d'ionisation du soufre et du carbone étant voisines, nous avons introduit l'espèce C^+ en considérant la réaction $e + C \longrightarrow e + e + C^+$, par analogie avec la réaction $e + S \longrightarrow e + e + S^+$. Les coefficients d'ionisation et de recombinaison du carbone ont donc été pris égaux à ceux du soufre.

Sur la figure 6, on présente la composition partielle du mélange $SF_6 - 10^{-4}$ C dans la gamme de température 2000 K – 12000 K, on remarque la recombinaison du CF_4 , qui devient majoritaire à partir de 2700 K. Les molécules diatomiques CS et CF atteignent des maximums à des températures respectives 3500, 4500. Pour ensuite se dissocier en atomes qui vont se recombinaison à nouveau pour former le CF_2 et ainsi de ça.

Sur la figure 7, à basse température, le SF_4 se trouve dans le milieu en quantité suffisante pour se combiner avec SF_6 et donner S_2F_{10} selon la réaction : $SF_4 + SF_6 \longrightarrow S_2F_{10}$, ce qui explique ensuite la chute de la densité du SF_4 au dessous de 400 K. l'augmentation du S_2F_{10} est donc imputable à la présence du CF_4 de même que nous avons noté dans le mélange SF_6 - Cu, que ce même comportement était due à la formation du CuF_2 .

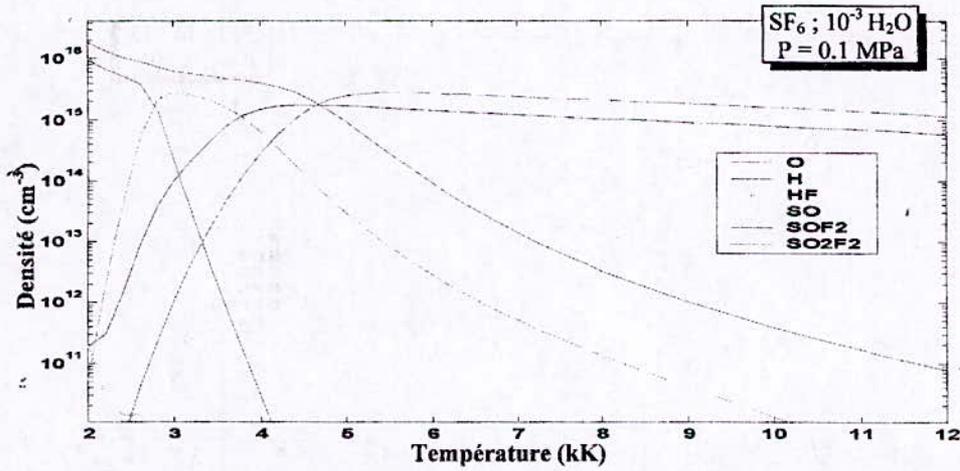


Figure 4: évolution des densités des espèces du mélange $SF_6 + 10^{-3} H_2O$ à haute température ($2000 K < T < 12000 K$)

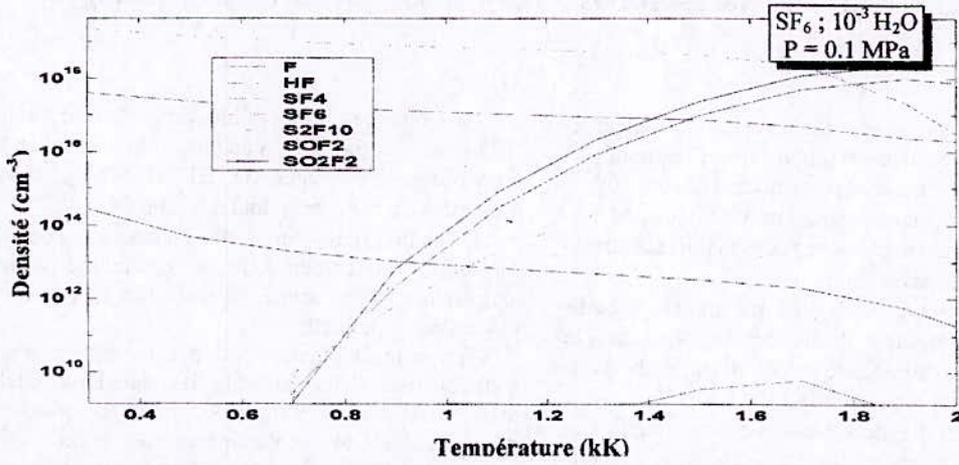


Figure 5: évolution des densités des espèces du mélange $SF_6 + 10^{-3} H_2O$ à basse température ($300 K < T < 2000 K$)

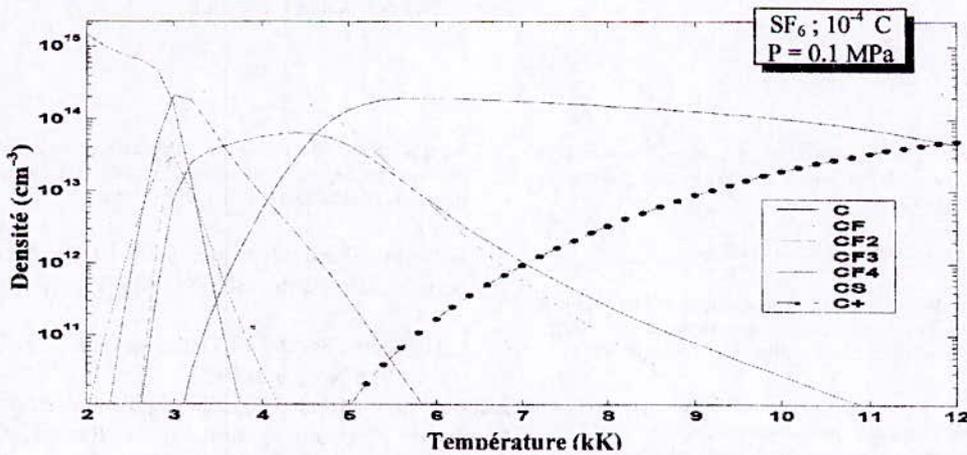


Figure 6: évolution des densités des espèces du mélange $SF_6 + 10^{-4} C$ à haute température ($2000 K < T < 12000 K$)

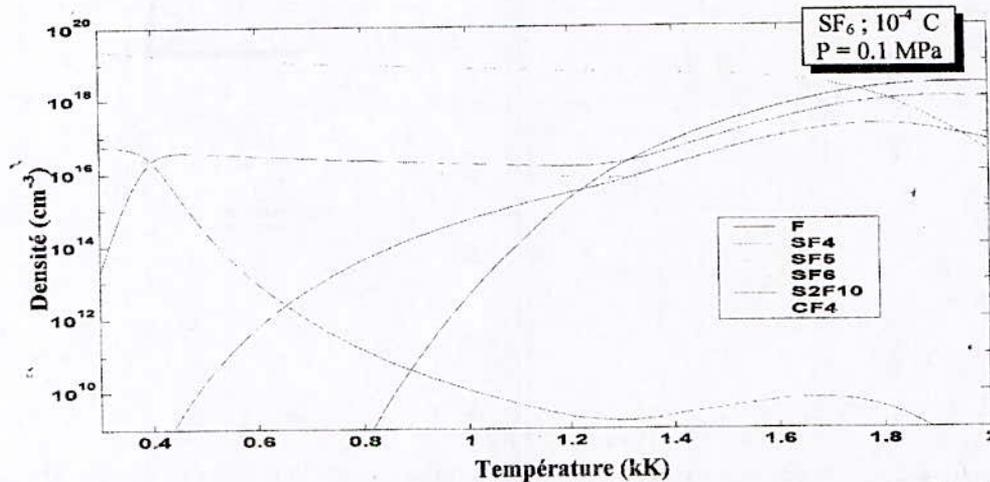


Figure 7 : évolution des densités des espèces du mélange $\text{SF}_6 + 10^{-4} \text{C}$ à basse température ($300 \text{ K} < T < 12000 \text{ K}$)

Conclusion

La composition d'un plasma d'arc a été calculée pour le gaz SF_6 pur, et avec diverses proportions d'impuretés Cu , H_2O et carbone qui sont respectivement 10^{-3} , 10^{-3} , 10^{-4} pour des températures variant de 12000 jusqu'à 300K, en tenant en compte 66 espèces tout liées entre eux par divers processus chimiques.

Pour le SF_6 pur, le SF_6 se recombine à basse température pour occuper l'isolation électrique dans le disjoncteur, et se forme une faible quantité de S_2F_{10} dont son maximum est autour de 1700 k.

L'évaporation des électrodes en cuivre conduit à la formation des molécules de CuF_2 et S_2F_{10} à basse température avec des proportions semblables et importantes.

La présence d'une faible proportion d'humidité H_2O dans le gaz SF_6 conduit à la formation des proportions importantes du HF et SO_2F_2 , mais la proportion du S_2F_{10} reste tout à fait faible.

L'ablation des parois du disjoncteur conduit à l'injection du carbone, il se recombine à basse température pour former la molécule CF_4 avec une proportion importante.

Toutes les impuretés n'ont pas une influence sur la recombinaison de la molécule SF_6 dans le disjoncteur, mais des nouveaux composés formés appartiennent à des familles de contaminants de types sulfure métalliques, fluorure hydrolysables et acides qui ont des propriétés à la fois toxiques et corrosives, qu'on doit leur prêter beaucoup d'attention.

Références

- [1] B. Belmadani : 'Décomposition du SF_6 dans un arc de puissance'. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, n° 572, (1989).
- [2] J.T. Herron : Int, J, Chem, Kinetics, 19 (1987).
- [3] E. Borge : 'Modélisation de la cinétique chimique d'un plasma d'arc d'hexafluorure de soufre (SF_6) en présence d'impuretés'. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, n°2051, (1995).
- [4] I. Coll : 'Modélisation numérique et validation expérimentale de la cinétique chimique de plasmas de SF_6 , $\text{SF}_6 + \text{CF}_4$ et $\text{SF}_6 + \text{N}_2$ en extinction, en présence d'un isolant solide organique, de cuivre, d'oxygène et d'eau'. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, n° 3416 (1999).
- [5] B.Saghi : 'Simulation numérique d'un arc électrique dans le gaz SF_6 pur en régime stationnaire'. Mémoire de Magistère, Université Hassiba Ben Bouali, Chlef, (2005).
- [6] JANAF: Thermodynamic tables (US National bureau of standards NSRDS) 1985.
- [7] G.Herzberg: Spectra of Diatomic molecules (New York : Von Nostrand) 1950.

Adresse de l'auteur : B.Saghi, étudiant doctorant en Matériaux Electrotechniques de la Faculté Génie Electrique à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie.

Modélisation expérimentale par MPE du comportement dynamique de la lampe à décharge à mercure haute pression Hg/HP

M. ZIANE¹, N. BENRAMDANE¹, K MEDLES¹, TILMATINE¹, H. HAMDAOUI¹,
G. ZISSIS² & J. J. DAMELINCOURT²

¹ Equipe Electrostatique et HT, Laboratoire IRECOM, Université Pr D. LIABES Sidi Bel Abbes Algérie

² LAPLACE – Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie UMR 5213 INPT-UPS-CNRS Toulouse France

Résumé — L'objectif visé par cette étude c'est la représentation des variables de sorties d'une lampe à décharge mercure haute pression « Hg/HP », par des modèles simples, facilement exploitables. Différentes approches, toutes basées sur les paramètres de constructions de la lampe, sont utilisées pour la représenter. On peut citer parmi celles-ci, l'approximation polynomiale de la variation de sa conductance ou bien l'approximation de sa colonne positive par un « canal » chaud, vérifiant l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local. Dans ce qui suit, il est fait appel uniquement aux paramètres de son alimentation, associés à la Méthode des Plans d'Expériences « MPE ». L'intérêt est donc porté sur l'influence des conditions d'alimentation sur le comportement des variables de sorties (tension et courant d'arc, résistance de la lampe, flux, etc.), de la lampe.

I — Introduction

Les applications à décharge lumineuse, avec un nombre se comptant en milliards d'unités, occupe une place de premier choix, dans le domaine des procédés à décharge. Le comportement singulier de la lampe décharge, vis à vis du réseau de distribution électrique, fait d'elle un élément de charge non linéaire. Cette particularité constituant une préoccupation continue des exploitants des réseaux, exige une meilleure connaissance de son fonctionnement et des effets engendrés, telle la génération de pollution harmonique.

Dans ce cadre, l'étude de l'influence des conditions d'alimentation sur le comportement de la décharge reste toujours un sujet d'actualité. L'objectif étant de déterminer la solution la plus appropriée, capable d'engendrer le meilleur rendement au sens qualitatif du terme. Le ratio, toujours croissant, de la consommation énergétique de l'éclairage, nécessite sa meilleure prise en charge dans les calculs de dimensionnement du réseau. Ceci sous entend d'avoir à disposition des modèles de lampe, simples et d'utilisation facile, qui rendent compte des variations de ses caractéristiques. [1], [2], [3], [4], [5]

Une telle approche peut être obtenue par l'application la méthode des plans d'expériences, visant la modélisation expérimentale de la variation de différentes variables de sorties (tension et courant d'arc, résistance de la lampe, flux, etc.), en fonction des paramètres d'alimentation. Cette approximation est appliquée à la décharge mercure haute pression.

II — Méthodologie des plans d'expériences

La Méthodologie des Plans d'Expériences, est un ensemble de techniques complémentaires, basées sur des données statistiques et algébriques, ayant pour but l'optimisation du choix des essais et de celui de leur enchaînement au cours de l'expérimentation. Elle comprend la technique d'étude préliminaire (*screening*) et la méthodologie des surfaces de réponse (*Réponses Surfaces Méthodologie*). Elle permet ainsi de :

- Prévoir le nombre d'expériences à accomplir en fonction d'un objectif bien défini ;
- Etudier plusieurs facteurs simultanément et réduire la dispersion liée à la mesure ;
- Apprécier les effets de couplage entre facteurs et évaluer l'influence respective des facteurs et leurs interactions.

La technique de *screening* consiste, lors d'une étude d'influence paramétrée sur des sorties variables, à faire le tri en vue de sélectionner les facteurs les plus influents. Ces derniers sont utilisés pour la représentation du phénomène étudié par un modèle expérimental du premier degré. Des tests sur les qualités descriptive et prédictive, sont alors accomplis pour juger de la validité du modèle.

Selon les objectifs assignés à l'étude, cette technique peut s'avérer suffisante ou seulement préparer les conditions préalables à une étude plus approfondie. Dans ce dernier cas, la poursuite de l'étude est du ressort de la méthodologie des surfaces de réponse. Celle-ci nécessite la poursuite de l'expérimentation, en utilisant les plans d'expériences appropriés. Les résultats ainsi obtenus permettent le passage à un modèle de représentation de degré plus élevé. Celui du second degré se révèle suffisant dans la plupart des cas.

Un outil non moins important de la méthodologie des plans d'expériences, est celui de l'analyse statistique des résultats ou ANOVA « analyse de la variance ». [6], [7], [8]

La méthodologie des plans d'expériences a déjà fait l'objet d'application pour l'étude de dispositifs en Electrotechnique, tels que le réglage des paramètres de correcteurs flous dans le domaine de la commande ou celui de l'optimisation de la modélisation par éléments finis. Néanmoins, nous n'avons pas recensé dans la bibliographie, son application dans le domaine des applications de la décharge d'arc. Nous tentons dans ce qui suit, d'introduire la Méthode des Plans d'Expériences dans le domaine, à travers une de ces applications lumineuses, celle de la lampe mercure à haute pression. [9], [10], [11]

III — Etude de l'influence des paramètres de l'alimentation « pris un facteur à la fois »

Lors d'une investigation multifactorielle, le plan "un facteur à la fois" peut se révéler utile. En effet son application nous a permis d'obtenir une première évaluation sur le degré d'influence des quatre facteurs d'entrée considérés et de délimiter, pour chacun d'eux, les limites du domaine expérimental. Les sorties considérées sont respectivement, le flux lumineux (par la mesure de l'éclairement) et les caractéristiques électriques de la lampe, à savoir, la tension (V_{arc}), le courant (I_{arc}), la puissance (P_{arc}) et le facteur de puissance (FP).

III —1 Résultats des mesures

Avant d'entamer l'étude de l'influence du facteur « tension d'alimentation », nous avons d'abord ajusté les composants du ballast (R, L & C) à des valeurs communément utilisées en industrie. Une première série de mesure, nous a permis de constater, que seule une plage réduite de la tension, pouvait satisfaire aux conditions de l'étude envisagée. Il s'agit de l'intervalle défini par : $190 V < U_s \leq 250 V$. En dehors de cet intervalle, on est en présence, soit d'un fonctionnement instable avec extinction de la lampe, pour une tension $U_s \leq 180 V$ ou celui d'un vieillissement accéléré, voire destructif, pour $U_s > 250 V$. Les résultats obtenus sont reportés ci après dans le tableau 1.

Tableau 1 : Etude de l'influence de la tension d'alimentation

N°	Paramètres d'entrées		Variables de sorties			
	Facteurs constants	Tens alim U_s [V]	Cour. d'arc I_L [A]	Tens. d'arc V_L [V]	Puiss d'arc P_L [W]	Eclairement E_x [Lux]
01	L = 160	190	1,37	137,3	162	1020
02	[mH]	200	1,55	136,7	186	1150
03	R = 4.80	210	1,78	136,2	214	1280
04	[Ω]	220	1,95	136,4	235	1400
05	C = 20	230	2,1	136,7	257	1500
06	[μF]	240	2,28	136,1	279	1620

La même procédure a été reprise pour l'étude de l'influence des trois autres facteurs d'impédance du ballast (inductance, résistance et condensateur).

III —2 Courbes de variation des réponses

Les résultats des réponses ainsi obtenus pour chaque facteur étudié, nous ont permis de représenter ci après, les variations que peut subir une réponse donnée, en fonction de chacun des quatre facteurs étudiés.

❖ Réponse « Tension de lampe » V_{arc}

Discussion : C'est une quasi-constance qui est observée dans la variation de la tension de la lampe, pour les quatre variables d'entrées considérées. Ce résultat est conforme aux divers travaux publiés sur le sujet. En effet, pour un régime stationnaire de fonctionnement, il est montré que la tension de la lampe, composée de celle de la colonne positive (V_{Larc}) et de la chute de tension des zones proches des électrodes ($\Delta V_{Electrodes}$), est sensiblement constante. Les deux tensions respectives sont dans un rapport de l'ordre ($\Delta V_{Electrodes} = 1/6 V_{Larc}$). La tension d'arc dépend de la nature du gaz de remplissage du brûleur et des vapeurs métalliques associées. C'est ce qui explique donc, la similitude entre les variations de la puissance électrique et du flux lumineux, toutes les deux directement liées à celle du courant de la lampe.

❖ Réponse « Eclairement » E_x

C'est le flux lumineux émis par la lampe, obtenu par le produit de l'éclairement par la surface éclairée, qui est considéré comme sortie. Pour rappel nous disons que les conditions matérielles des mesures faites pour l'éclairement, militent plutôt en faveur de leur aspect qualitatif. Aussi les valeurs expérimentales obtenues pour cette réponse doivent être prises avec une grande précaution. Les allures de variation du flux sont illustrées sur la figure 1 et celles de la tension de la lampe sur la figure 2.

Discussion :

Le flux lumineux émis par la lampe est pris comme sortie. Pour rappel nous disons que les conditions matérielles des mesures faites pour l'éclairement, militent plutôt en faveur de leur aspect qualitatif. Aussi les valeurs expérimentales obtenues pour cette réponse doivent être prises avec une grande précaution. Néanmoins, il est a remarqué que les facteurs peuvent être classé suivant l'importance de leur influence. Nous avons alors, respectivement :

- Pour la tension d'alimentation une variation représentée par une droite ascendant ; le flux émis lui est donc quasi-proportionnel.
- Pour l'inductance, une variation représentée également par une droite mais de pente négative ; elle a plutôt un effet inverse.

- Pour la résistance, une faible variation de pente négative est observée ; aussi, à une augmentation de celle-ci correspond une diminution du flux lumineux émis par la lampe.
- Enfin, la variable capacité est pratiquement sans influence sur la sortie.

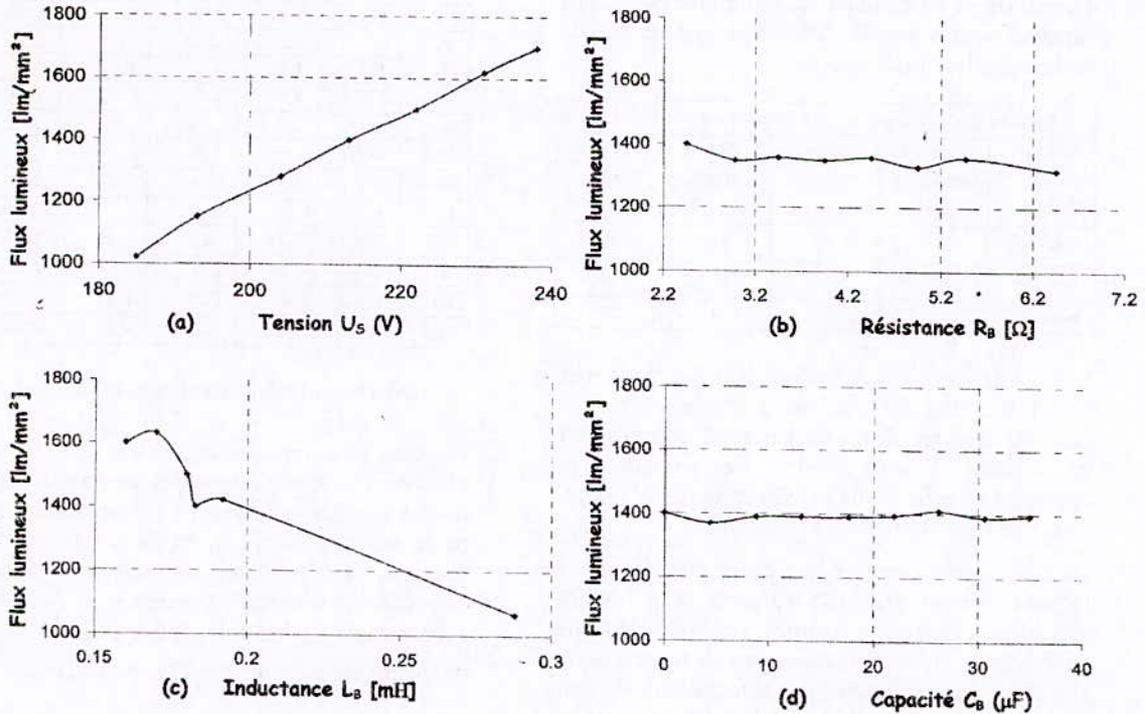


Figure 1 : Variation de l'éclairement E_x en fonction des paramètres de l'alimentation Lampe à mercure haute pression 250W

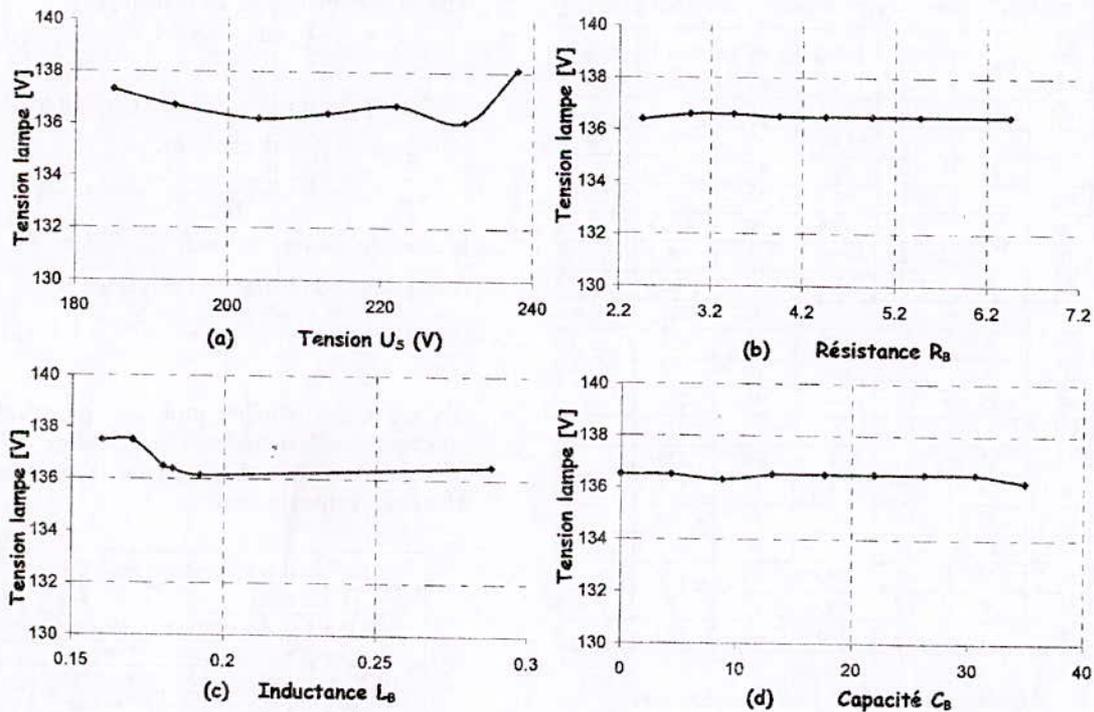


Figure 2 : Variation de la tension V_L en fonction des paramètres de l'alimentation Lampe à mercure haute pression 250W

III — Etude de l'influence des paramètres de l'alimentation « pris de façon simultanée »

❖ **Plan factoriel complet et matrice d'expérience**

L'étude préliminaire des paramètres d'entrées, par le plan « un facteur à la fois » a permis la détermination du domaine de définition de chaque variable. Les niveaux de variation de chaque facteur sont portés dans le tableau 2.

Tableau 2 : Domaine expérimentale d'étude

Facteurs & Niveaux	Facteur 1 Tension U _s [V]	Facteur 2 Résist R _b [Ω]	Facteur 3 Capacit C _b [μF]	Facteur 4 Induct L _b [mH]
Bas -1	210	4.86	10	160
Moy +0	220	5.43	20	190
Haut +1	230	6	30	220

L'étude de *screening* des effets, pour les facteurs et leur interaction est réalisée à l'aide d'un plan factoriel complet 2⁴, à 4 facteurs à 2 niveaux, soit un nombre d'essais N=16. Ce nombre sera augmenté de trois essais supplémentaires au centre, pour l'analyse ultérieure de la variance.

La matrice d'expérience est confectionnée par le logiciel expert « MODDES » à partir de la liste des variables (entrée et sortie) et du domaine expérimental. L'identification des essais et l'ordre chronologique *aléatoire* de leur exécution sont également fixés par le logiciel. Pour ce premier plan « PFC 2⁴ » à 4 facteurs de 2 niveaux, la matrice d'expérience est donnée au tableau 3.

Tableau 3 : Matrice d'expériences PFC 2⁴ à 4 fact & 2 niv

Essais	Ordre	Fact1 U _s	Fact 2 R _b	Fact 3 C _b	Fact 4 L _b	Répo nse
N1	13	210	4.86	10	160	y ₁₁
N2	2	230	4.86	10	160	y ₁₂
N3	10	210	6	10	160	y ₁₃
N4	3	230	6	10	160	y ₁₄
N5	1	210	4.86	30	160	y ₁₅
N6	12	230	4.86	30	160	y ₁₆
N7	8	210	6	30	160	y ₁₇
N8	18	230	6	30	160	y ₁₈
N9	5	210	4.86	10	220	y ₁₉
N10	16	230	4.86	10	220	y ₁₁₀
N11	19	210	6	10	220	y ₁₁₁
N12	6	230	6	10	220	y ₁₁₂
N13	15	210	4.86	30	220	y ₁₁₃
N14	14	230	4.86	30	220	y ₁₁₄
N15	11	210	6	30	220	y ₁₁₅
N16	17	230	6	30	220	y ₁₁₆
N17	7	220	5.43	20	190	y ₁₁₇
N18	4	220	5.43	20	190	y ₁₁₈
N19	9	220	5.43	20	190	y ₁₁₉

❖ **Résultats de mesure pour les réponses**

Les résultats de mesures obtenus pour les sorties considérées, à savoir, le courant, la tension et la

puissance d'arc ainsi que l'éclairement de la lampe à décharge mercure haute pression (250W OSRAM) sont consignés dans le tableau 4.

Tableau 4 : Résultats des expériences du plan PFC 2⁴

N°	V _{arc}	I _{arc}	P _{arc}	FP	Eclair.
N1	135,5	1,94	231	0,88	1130
N2	137,2	2,26	277	0,89	1350
N...
N9	136,4	1,46	173	0,87	840
N10	136,3	1,74	211	0,89	1020
N...
N13	137,7	1,45	175	0,87	835
N14	136,2	1,75	214	0,89	930
N...
N16	136,4	1,76	212	0,89	1025
N17	136,2	1,84	221	0,88	1055
N18	136,1	1,85	222	0,89	1055
N19	136,5	1,82	220	0,89	1050

❖ **Coefficients des effets et des interactions**

La détermination des coefficients du polynôme, consiste à faire une estimation ponctuelle des effets de chacune des variables. Ils seront calculés à partir de la matrice de calcul, en faisant la somme des produits, ligne par ligne, de la colonne de réponse avec celle de la variable concernée.

La constante a₀ du polynôme est égale à la valeur moyenne des mesures des 19 expériences :

$$a_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (P_{arc})_i = + 221 .632$$

L'effet du facteur E1, ou coefficient (a_{U_s}) de la tension d'alimentation, est obtenu par :

$$a_{U_s} = \frac{-Y_1 + Y_2 - \dots + Y_{16}}{16} = 22.125$$

L'effet du facteur E2, ou coefficient (a_{R_b}) de la résistance du ballast, est donné par :

$$a_{R_b} = \frac{-Y_1 - Y_2 + \dots + Y_{16}}{16} = + 1.875$$

L'effet du facteur E3, ou coefficient (a_{C_b}) du condensateur du ballast, est donné par :

$$a_{C_b} = \frac{-Y_1 - Y_2 - \dots + Y_{16}}{16} = + 1.125$$

En appliquant la même procédure de calcul, nous obtenons les coefficients des autres effets et interactions. L'estimation ponctuelle de chacun des effets est portée sur le tableau 5.

Tableau 5 : Coefficients des effets & interactions

Les effets		Les interactions	
Variables	coefficient	Variable	coefficient
Constante (Cte)	221,632	Ten*Rés	-0,25
Tension (U _s)	22,125	Ten*Cap	0,75
Résistance (R _b)	-1,875	Ten*Ind	-2,75
Capacité (C _b)	1,125	Res*Cap	0,5
Inductance (L _b)	-29,125	Res*Ind	1,25
		Cap*Ind	-0,25

VI — Modélisation expérimentale des sorties

❖ **Le modèle mathématique a priori**

Le modèle mathématique adopté a priori est un polynôme prenant en compte la valeur moyenne, les effets de chaque facteur et toutes les interactions entre les facteurs pris deux à deux. Les interactions d'ordre supérieur, de faible valeur, ne sont pas prises en compte. Si l'on ne tient pas compte des erreurs expérimentales, chaque sortie étudiée, sera représentée par un modèle de la forme :

$$\hat{y} = a_0 + \sum_{i=1}^n (a_i x_i) + \sum_{i=1}^n (a_{ij} x_i x_j)$$

Où \hat{y} est la valeur théorique estimée de la variable de sortie et (a_i, a_{ij}) sont les coefficients du modèle.

Dans une première étape, sans se préoccuper de la validité du modèle, nous donnons ci-après pour la variable de sortie « puissance de la lampe » une représentation par un polynôme du premier ordre. L'exemple de la puissance est considéré également pour la suite des calculs.

❖ **Modèle de la puissance de la lampe**

$$Y_{p_{lam}} = 221.64 + \begin{cases} 22.125 * U_s - 1.875 * R_b + 1.125 * C_b - 29.125 * L_b \\ - 0.25 * U_s * R_b - 0.75 * U_s * C_b - 2.75 * U_s * L_b \\ + 0.50 * R_b * C_b + 1.25 * R_b * L_b - 0.25 * C_b * L_b \end{cases}$$

Les relations ainsi obtenues peuvent être utilisées pour prédire l'évolution des variables de sortie ou réponses de la lampe, une fois fixés les paramètres du ballast et la tension d'alimentation. Pour chacun de ces modèles, la représentation graphique des effets se fait simplement à partir du tableau des réponses moyennes aux différents niveaux des facteurs. Il reste entendu que ces modèles, ne peuvent être validés sans qu'il soit procédé préalablement, à une analyse statistique des résultats de mesure. Si le résultat de l'analyse s'avèrera positif, il serait alors utile, d'envisager une simplification éventuelle du modèle.

VI — Analyse statistique des résultats

Une fois la première forme du modèle mathématique obtenu, il reste à déterminer le rapport « degré » d'influence de chaque effet ; autrement dit, quels sont parmi les coefficients du modèle, ceux qui sont significatifs. La réponse à cette question est subordonnée à une analyse statistique préalable.

❖ **Calcul de la valeur estimée, des écarts et des résidus**

Les paramètres statistiques, à savoir la somme des carrés, des écarts de liaison (SCER), des résidus (SCER) et totale (SCET), sont calculés pour chaque

essai réalisé. En effet Il s'agit de calculer, en tenant compte des pondérations affectées aux effets et interactions, la valeur estimée de la sortie et la comparer avec la valeur mesurée pour en déduire l'écart et le résidu correspondants.

❖ **Test statistique « t » de Student**

Il faut d'abord calculer la valeur « t », pour chaque coefficient du polynôme. On détermine au préalable à partir de l'estimation des écarts et des résidus (tableau 4.13), les valeurs de la variance totale et individuelle sur les effets. La même valeur de la variance individuelle est attribuée à tous les effets. On utilise à cet effet, les relations suivantes :

$$\begin{cases} S_y^2 = \frac{1}{(n-p)} \sum_{i=1}^{19} e_i^2 = \frac{1}{v_2} \sum_{i=1}^{19} SCER_i \\ \text{avec } s_i^2 = \frac{1}{n} S_y^2 \\ \text{et } t_i = \frac{|a_i|}{s_i} \end{cases}$$

La valeur de « t_i » ainsi obtenue est comparée à une valeur critique « t_{crit} », lue sur la table de Student, pour un degré de liberté donné et un facteur de risque α préalablement choisi. Le coefficient considéré sera significatif avec un risque de 5% s'il vérifie la condition qui suit :

$$t_{ai} \geq t_{crit} (\alpha ; v)$$

Soit par exemple, le coefficient a₁ = +22,125 associé à la variable d'entrée U_s. Pour une variance totale S_y² = 4,303 et une variance individuelle S_i² = 0,226, sa valeur t_i = 46,481. Pour un degré de liberté relatif aux résidus, v₂ = (n-p) = 8 avec n=19 et p=11, respectivement nombres d'essais réalisés et de coefficients du modèle, si on choisi un taux de risque d'erreur égal à 5%, la valeur critique de « t_i » donnée par la table de Student est t_{crit} (8 ; 5%) = 2,306.

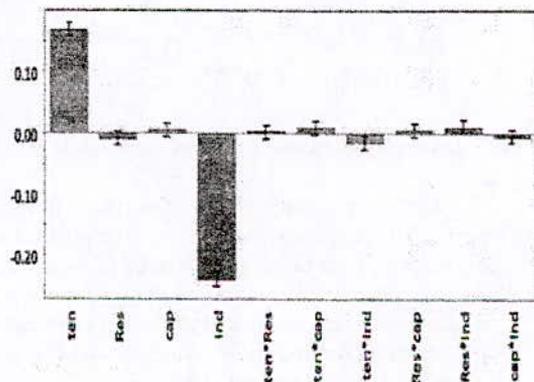


Figure 3 : Représentation géométrique des effets et des interactions (MODDE5)

La condition de test étant vérifiée, le coefficient a_1 , associé à la tension d'alimentation U_s , sera considéré comme significatif avec un risque de se tromper de 5%. La même procédure de calcul, nous donne l'ensemble des coefficients du modèle pour la réponse « Puissance lampe ». Le degré d'influence des facteurs se vérifie aisément sur la représentation géométrique de la figure 5.10, obtenue à partir du logiciel expert MODDE5 et illustrant les histogrammes des effets et des interactions.

Discussion :

Les résultats du test de Student montrent que, hormis la constante a_0 , parmi les dix coefficients du modèle représentant la puissance de la lampe, quatre sont jugés significatifs autrement dit influents, quatre sont à exclure (non influents) et les deux autres sont plutôt significatifs (limite). Du point de vue des facteurs étudiés, seules la tension d'alimentation, l'inductance et leurs interactions sont significativement influents. Ce résultat est en accord avec l'analyse faite précédemment pour les courbes de variations des sorties en fonctions des variables d'entrée.

❖ **Simplification du modèle**

L'intérêt d'une éventuelle simplification du modèle retenu, réside dans la facilité de son exploitation. Il s'agit en fait d'éliminer les coefficients jugés non significatifs. En se référant aux résultats du test de Student, relatif à la signification des coefficients, nous remarquons qu'il y a quatre coefficients qui sont jugés non significatifs. Ces derniers sont liés à deux variables d'entrée, la résistance et la capacité, ainsi qu'à leurs interactions. Comme l'a déjà montré l'étude du plan « un facteur à la fois », ces deux paramètres du ballast n'ont pratiquement pas d'influence, du moins positive, sur le « rendement » de la lampe. Nous allons donc les procéder à leur élimination du modèle. La représentation polynômiale du modèle simplifié est donnée par la relation:

$$\begin{cases} Y_{P_{ave}} = 221.64 + 22.125 * U_s - 1.875 * R_b \\ + 1.125 * C_b - 29.125 * L_b - 2.75 * U_s * L_b \end{cases}$$

❖ **Intervalle de confiance des du modèle**

Il s'agit maintenant de déterminer pour les coefficients jugés significatifs, un intervalle dit « de confiance », pour un risque d'erreur pris égal à 5%. Les bornes de l'intervalle sont obtenues en additionnant et en soustrayant à la valeur du coefficient a_i , le produit de son estimateur S_i par la valeur t_{crit} de t_i . On obtient alors :

$$[a_i - t_{crit}(\nu, \alpha)S_i, a_i + t_{crit}(\nu, \alpha)S_i]$$

❖ **Validation du modèle linéaire simplifié**

a-Variance, test « F » de Fischer

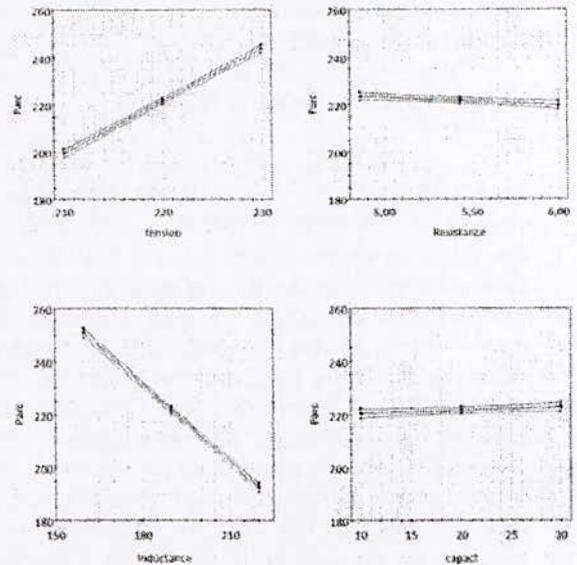
Le test « F » de Fischer $\ll F_{Obs} > F_{Crit} \gg$ est vérifié, donc l'hypothèse H_1 du carré moyen tel que $\ll CML > CMR \gg$ peut être acceptée avec une confiance de 95%. La régression linéaire est significative.

b-Coefficients des critères de qualité

Les coefficients de qualité, définissant les critères descriptif et prédictif, du modèle simplifié de la puissance de la lampe, ont pour valeurs respectives :

- $R^2\% = 99,129\%$
- $R^2_{ajusté}\% = 98,693\%$
- $Q^2\% = 98,065\%$ pour $PREST = 47,966$

Nous donnons ci-après, les courbes de prédiction d'influence des quatre facteurs pris comme variables d'entrées, obtenues à partir du modèle par le logiciel expert MODDE5.



❖ **Comparaison des modèles initial et simplifié**

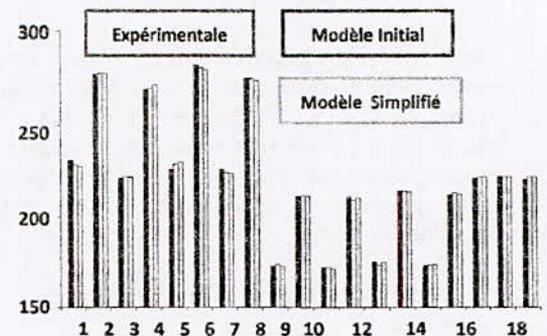


Figure 4: Histogramme de comparaison entre valeurs expérimentales et modélisées de la Réponse (Puissance électrique de la lampe mercure Hg/Hp 250W)

Le modèle simplifié présente pratiquement les mêmes valeurs du tableau d'analyse de la variance que le modèle initial. En conséquence il vérifie le test de *Fischer*. Les valeurs des facteurs de qualités restent très de l'unité.

Au vu de ces valeurs, nous pouvons conclure en disant que le polynôme du premier degré est suffisant pour représenter le modèle de la puissance de la lampe mercure à haute pression, dans les limites du domaine expérimental d'étude.

IV.5 Conclusion

Dans cette étude, nous avons d'abord réalisé un diagnostic, du fonctionnement en régime établi de la lampe à décharge, en utilisant la méthode traditionnelle dite « d'un facteur à la fois ». Ceci nous a permis de caractériser l'influence de chacun des facteurs d'entrées sur les principales variables de sorties de la lampe. Une seconde série d'expériences, basée sur la méthodologie des plans d'expériences « MPE », a confirmé les résultats obtenus.

Dans les deux cas, nous avons pu vérifier qu'indépendamment des facteurs considérés, au-delà de la période de préchauffage (allumage), on observe une quasi constance de la tension d'arc. Toujours en régime établi, et pour des paramètres d'entrée donnés, le courant d'arc est également sensiblement constant. Autrement dit l'inverse de la conductance de la lampe, « sa résistance », est constante. Parmi les quatre facteurs d'entrée étudiés, nous avons pu mettre en évidence que, seuls la tension d'alimentation et la valeur de l'inductance du ballast, ont une influence réellement significative sur les variables de sorties de la lampe.

Le second volet de notre travail s'est intéressé à la modélisation expérimentale, du fonctionnement de la lampe, en régime permanent. Une analyse des résultats, obtenus par la méthodologie des plans d'expériences, nous a permis de pondérer l'influence des quatre facteurs et de leur interaction mutuelle, sur le comportement de la lampe. Il s'en est suivi le développement, d'un modèle représentatif de chaque variable de sortie ou réponse. Après simplification, ces modèles ont fait l'objet d'une étude de validation, basée sur l'analyse statistique de la variance « ANOVA ». Celle-ci a montré que les modèles permettent une représentation satisfaisante des réponses étudiées, avec un taux de confiance, relatif à leurs qualités descriptives et prédictives, très proche de l'unité.

Les modèles simplifiés, obtenus sous forme de régressions polynomiales du premier ordre, fonction uniquement des paramètres d'alimentation, sont jugés suffisants pour représenter globalement et dans les limites du domaine expérimental d'étude, les variables de sortie de la lampe.

VI — Références

- [01] G. Zissis, "Etat de l'art de la science et technologie des Systèmes d'éclairage: Economies d'énergie et Développement Durable", JEEA, 2007.
- [02] Mohammad ZIANE¹ et al, "Modelling the Dynamic Interaction «Power System – Lamp». Application to High Pressure Mercury Gas-Discharge Lamps", Advances in Electrical and Computer Engineering Volume 7 (14), Number 2 (28), 2007
- [03] G. Zissis et al, "Modelling discharge lamps for electronic circuit designers: A Review of the existing methods", IEEE Conference, 2001,
- [04] R.J. Zollweg, «The modelling of modern high pressure arc lamps », National bureau of standard special publication 561 Issued, October 1979.
- [05] J.J. Damelincourt, M. Bordas et D. Karabourmiotis, « Décharges à basses et hautes pressions », R.G.E 86, pp. 116 ; 1977.
- [06] GOUPY (J.). – La méthode des plans d'expériences. Dunod, Paris, 303 pages (1988).
- [07] GOUPY (J.). – Methods for experimental design. Principles and applications for physicists and chemists. Elsevier. Amsterdam. 449 pages (1993).
- [08] Michel G. VIGIER, "Pratiques des plans d'expériences_ Méthodologie Taguchi", Ed. Les Editions d'Organisation – 1988
- [09] S. Vivier, "Stratégies d'optimisation par la méthode des plans d'expériences et applications aux dispositifs électrotechniques modélisés par éléments finis", Thèse de Doctorat, Université de Lille, France, juillet 2002.
- [10] J. Faucher, "Les plans d'expériences pour le réglage de commandes à base de logique floue", Thèse de Doctorat, INP de Toulouse, France, Sep 2006.
- [11] F. Gillon, "Modélisation et Optimisation par Plans d'Expériences d'un Moteur à Commutations Electroniques", Thèse de Doctorat, Université de Lille, France, Dec 1997.

Etude des Modèles Hybrides d'Arc Electrique dans les Disjoncteurs de Haute Tension

A. Ziani, H. Moulai

USTHB, Laboratoire des Systèmes Electriques et Industriels, FEI, BP 32, Bab Ezzouar, Alger.

e-mail : moulaih@yahoo.fr

Résumé—Les approches théoriques utilisées jusqu'à présent s'appuient seulement sur les échanges thermiques de convection ou de conduction et ne donnent une bonne approximation que dans les régions froides du plasma. Dans ce travail, nous avons développé un modèle hybride 0D d'un arc de SF6 en extinction dans un disjoncteur haute tension (HT). Il intègre le rayonnement thermique du plasma et permet de simuler l'évolution de la conductance et de la température. Nous montrons aussi que les pics de surtensions dues à la transition entre les modèles Cassie et Mayr diminuent quand on utilise des gaz à faible constante d'ionisation. La résolution numérique des équations de modélisation est basée sur la programmation directe de la méthode de Runge- Kutta pour un courant de défaut à 90% du pouvoir de coupure dans un disjoncteur 245/50kA/50Hz au SF6.

Abstract—Until now, the used theoretical approaches are only based on thermal exchanges by convection or conduction and yield good approximations only in the cold regions of the plasma. In this work, we developed a 0D hybrid model for the arc quenching in a high voltage (HV) SF6 circuit breaker. It integrates the thermal radiation of the plasma and enables to simulate the evolution of conductance and temperature. We also show that the overvoltage peaks due to the transition between the models of Cassie and Mayr decrease when one uses gases of weak ionization constant. The numerical solving of the model equations is based on the direct programming of the Runge - Kutta's method for default currents of about 90% of the breaking capacity in an SF6 circuit breaker (245kV/50kA/50Hz).

Mots clés—Disjoncteur HT, arc électrique, modèle hybride, rayonnement thermique.

I. INTRODUCTION

L'utilisation de l'hexafluorure de soufre dans les disjoncteurs haute tension (SF6) a permis la coupure des courants de défaut allant jusqu'à 63kA [8]. Pour interpréter les phénomènes physico-chimiques très complexes qui interviennent dans ces types de disjoncteurs, plusieurs auteurs [7,8] proposent des modèles hybrides issus de combinaisons des modèles classiques de Cassie et Mayr.

Depuis quelques années, les constructeurs de gros matériels électriques, les constructeurs de disjoncteurs en particuliers sont capables de réaliser des appareils dont le pouvoir de coupure dépasse les 50kA [8]. Ces grandes performances sont dues en grande partie à l'utilisation du SF6 dans les disjoncteurs HT. En plus, ce type de développement nécessite la mise au point d'outils de modélisation de l'arc électrique, adaptés aussi bien aux fortes intensités qu'aux faibles courants afin de pouvoir simuler les divers phénomènes

physiques intervenant lors de la coupure. La modélisation de ces phénomènes reste assez compliquée compte tenu surtout des variations très importantes des propriétés physico-chimiques du plasma thermique au cours de l'extinction de l'arc. A ce titre, plusieurs modèles [6; 7, 8] ont été élaborés.

Pour les disjoncteurs HT, les premiers modèles de base qui ont permis d'obtenir une représentation macroscopique des arcs sont ceux de Cassie 1939 [2] et Mayr 1943 [3].

Mathématiquement, pour ces deux modèles, les équations expriment les variations du logarithme de la conductance g en fonction du temps t et des paramètres de l'arc :

$$\frac{d \ln g}{dt} = f(t, u, i, p) \quad (1)$$

Avec g : la conductance, t : le temps, u : la tension d'arc, i : le courant et p : la puissance perdue par l'arc. Le modèle de Cassie donne de bons résultats pour des courants supérieures à 100 A et le modèle de Mayr est plutôt utilisable pour les faibles courants, autour du courant zéro [4].

Parmi les phénomènes énergétiques survenant au cours de la phase d'ouverture du disjoncteur, le rayonnement thermique demeure l'un des plus difficiles à modéliser compte tenu des différents aspects qui rentrent en jeu. Cependant, il demeure prépondérant et diverses approches simplificatrices ont été proposées [8]. Ainsi, pour mettre en évidence ce phénomène qui apparaît à l'ouverture des disjoncteurs HT, nous avons développé un nouveau modèle 0D de l'extinction d'un arc de SF6 qui prend en compte cet effet radiatif du plasma. Un couplage de ce modèle avec l'équation de Mayr a permis le développement d'un nouveau modèle hybride 0D permettant de suivre l'évolution de la conductance et de la température. Les simulations ont été faites sur un disjoncteur de ligne 245/50kA/50Hz au SF6 pour lequel nous disposons des données expérimentales.

II. MODELES DE L'ARC DANS LES DISJONCTEURS AU SF6

A. Modèles classiques

En MT et HT, la coupure dans le SF6 est pratiquement la seule technique mise en œuvre dans les disjoncteurs. Dans ces gammes de tensions, on trouve principalement les deux modèles de base qui décrivent l'évolution de la conductance du SF6 en fonction du temps.

Le modèle de A. M. Cassie qui décrit l'évolution du logarithme de la conductance g en fonction de la tension d'arc u et des paramètres qui définissent les propriétés de

l'arc, notamment la constante de temps τ_c et la tension d'arc u_c

$$\frac{d \ln g_C}{dt} = \frac{1}{\tau_c} \left(\frac{u^2}{u_c} - 1 \right) \quad (2)$$

Le deuxième modèle de base est celui de Mayr qui repose sur un nombre limité d'hypothèses simples et physiquement acceptables. Il constitue le prototype de toute une famille de modèles dits de conductance parce qu'ils s'efforcent d'explicitier l'évolution de cette dernière en fonction des principaux paramètres qui définissent l'arc.

$$\frac{d \ln g_M}{dt} = \frac{1}{\tau_m} \left(\frac{ui}{p} - 1 \right) \quad (3)$$

g : La conductance de l'arc.

u : La tension d'arc.

i : Le courant d'arc.

τ_m : La constante de temps.

p : La puissance de refroidissement.

B. Modèles hybrides

Pour représenter l'évolution des propriétés physico-chimiques à l'extinction d'un arc de disjoncteur sur un domaine de courant plus large, quelques auteurs ont, dans une première étape, apporté des modifications aux modèles de bases existants [4, 10]. A titre d'exemple, pour simuler la coupure des arcs de grandes intensités, le groupe KEMA [4] développe un modèle dynamique de la conductance g issu de l'équation de Mayr :

$$\frac{dg}{gdt} = \frac{1}{\tau} \left(\frac{ui}{\max(u_0i, p_0 + p_1ui)} - 1 \right) \quad (4)$$

Avec τ la constante du temps, u_0 la tension de l'arc et p_0 et

p_1 les puissances de refroidissement.

Moller [9] modélise aussi la conductance en utilisant l'équation de Mayr, mais en supposant que la constante de désionisation et la puissance de refroidissement ne sont plus des constantes.

$$\frac{d \ln g}{dt} = \frac{1}{\tau(g)} \left(\frac{ui}{p(g)} - 1 \right) \quad (5)$$

La deuxième étape a été marquée par des modèles hybrides issus des combinaisons des modèles classiques. Principalement, deux approches sont utilisées dans cette étape pour l'élaboration de modèles hybrides. La première approche issue de Habedank [6] suggère que la résistance équivalente du plasma d'arc est la somme de deux résistances : l'une décrite par le modèle de Mayr et l'autre par le modèle de Cassie. La seconde approche dite de Tseng et al [7] propose par contre un modèle à conductances séparées débutant par l'équation de Cassie et se terminant par Mayr, mais sans donner d'explications sur les effets des surtensions observées lors de la transition entre les deux modèles.

Afin d'étudier l'influence de la constante de désionisation sur les pics des surtensions induites au cours de la transition Cassie-Mayr, deux modèles d'arcs hybrides à 4 paramètres (u_c, τ_c, P, τ_m) sont proposés dans cet article. Le premier s'inspire du modèle de Tseng :

$$g(t) = g_C \text{ pour } i \geq 100A \text{ et } g(t) = g_M \text{ pour } i \leq 100A$$

g_C et g_M sont respectivement les conductances déduites du modèle de Cassie et de Mayr.

Le deuxième modèle étudié s'inspire du modèle de Habedank et exprime la conductance équivalente du plasma sous la forme :

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{g_C} + \frac{1}{g_M} \quad (6)$$

Trois valeurs de la constante de temps de désionisation du SF6, déduites des travaux expérimentaux de Ushio [9], seront utilisées dans cet article : $\tau = 0.27\mu s$, $\tau = 0.54 \mu s$ et $\tau = 1.2\mu s$.

III. PRINCIPE DE COUPLAGE DES MODELES CASSIE-MAYR

On fixe d'abord la conductance initiale du plasma g_0 à $10^4 Sm^{-1}$ qui est une valeur correspondant à un état conducteur et qui va nous permettre de confronter nos résultats avec ceux de Schavmecker [4].

Les principales étapes de l'algorithme de simulation de l'équation de l'Arc $\frac{dg}{dt} = f(t, g)$ sont les suivantes :

a) Introduction des données : courant de court circuit à 90 % du pouvoir de coupure (PDC), τ , P (pour le modèle de Mayr) et tension de cassie U_c (pour le modèle de Cassie). L'intervalle de coupure est fixé entre $-90\mu s$ et $0 \mu s$.

b) Fixer la valeur du pas de discrétisation h de RK45.

c) Calcul des paramètres de Runge-Kutta pour les deux modèles :

$$K_1 = h \cdot f(t_i, g_i) ; \quad K_2 = h \cdot f\left(t_i + \frac{h}{2}, g_i + \frac{K_1}{2}\right)$$

$$K_3 = h \cdot f\left(t_i + \frac{h}{2}, g_i + \frac{K_2}{2}\right) \quad K_4 = h \cdot f(t_i + h, g_i + K_3)$$

d) Calcul de la conductance à l'état $i+1$ pour les deux modèles :

$$g_{i+1} = g_i + \frac{1}{6}(K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4)$$

e) Calcul de la conductance équivalente du SF6 :

$$g_E = \frac{g_C \cdot g_M}{g_C + g_M} \quad (7)$$

f) Calcul du courant d'arc i pour chaque point de l'intervalle de simulation.

g) Détermination de la tension d'arc $u_a = i/g$

IV. MODELE HYBRIDE PROPOSE

Les modèles hybrides Cassie-Mayr prévoient une diminution de la conductance dynamique de l'arc mais ne donnent aucune information sur l'évolution de la température dans le plasma thermique au cours de la coupure [5].

De plus, la plupart des modèles d'arc existants modélisent l'extinction seulement suivant les modes de transfert par conduction ou par convection [5]. Un échange thermique par rayonnement va être introduit dans nos calculs pour modéliser la coupure et établir une nouvelle équation d'arc permettant de suivre le comportement de la conductance et de la température pour des valeurs de courant très élevées. Du fait que l'arc se crée dans un plasma porté à une température très élevée (de 10000 à 100000 K [1]), une certaine puissance thermique de rayonnement électromagnétique P_{Ray} sera émise lors de sa formation. Ainsi, la puissance électrique totale fournie à l'arc peut s'écrire :

$$P = ui = P_p + \frac{dQ}{dt} + P_{Ray} \quad (8)$$

Où P est la puissance totale fournie à l'arc, $u(t)$ la tension d'arc, $i(t)$ le courant, P_p la puissance perdue par convection

thermique et $\frac{dQ}{dt}$ la puissance nécessaire à la création de l'arc.

Les résultats obtenus ont été validés [1] par comparaison aux résultats obtenus par le modèle et les résultats expérimentaux obtenus au laboratoire de puissance KEMA par P. Schavemaker et al [4] (figure 1).

$$\frac{d \ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left(\frac{u^2}{u_a^2} - 1 - \frac{P_{Ray}}{P_p} \right) \quad (9)$$

L'équation de la chaleur permet de comptabiliser toutes les puissances mises en jeu au cours du refroidissement du plasma thermique.

$$\text{div}(-K_T \cdot \text{grad}(T)) + P_{Ray} + \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = P + h(T_{ex} - T) \quad (10)$$

Où K_T est la conductivité thermique, T la température, r la masse volumique, c_p la chaleur massique à pression constante et h le coefficient d'échange thermique.

P_{Ray} représente la puissance perdue par rayonnement. Elle est donnée par l'équation de Stéfan Boltzman

$P_{Ray} = \varepsilon \sigma (T^4 - T_0^4)$, où ε est l'émissivité du plasma et σ le coefficient de Stéfan Boltzman.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d \ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left(\frac{u^2}{u_a^2} - 1 - \frac{\sigma \varepsilon_R (T^4 - T_0^4)}{g u_a^2} \right) \\ -90 \mu s \leq t \leq -60 \mu s \\ \rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (K_T \cdot \nabla(T)) = h(T_0 - T) + \frac{i^2}{g} - \sigma \varepsilon_R (T^4 - T_0^4) \\ -90 \mu s \leq t \leq -60 \mu s \\ \frac{d \ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left(\frac{u \cdot i}{P} - 1 \right) \quad -60 \mu s \leq t \leq 0 \end{array} \right.$$

Ce modèle, couplé au modèle de Mayr, permet l'élaboration d'un modèle hybride 0D qui prend en compte les propriétés thermodynamiques du SF6 et simuler l'évolution de la température et de la conductance à travers une gamme de courant plus large [1] allant jusqu'à 90% du PDC d'un disjoncteur HT.

L'instant qui fixe la transition entre le nouveau modèle et l'équation de Mayr a été pris égal à -60 μs .

V. RESULTATS ET INTERPRETATIONS

La conduction par l'arc électrique se fait dans un plasma constitué d'électrons et d'ions positifs et négatifs formés par les atomes provenant du milieu de coupure et des vapeurs métalliques des électrodes [8]. Le courant total dans une colonne d'arc est la somme de trois courants :

- Le courant de conduction qui résulte du mouvement des électrons et des ions dans le champ électrique présent dans la colonne d'arc.
- Le courant de déplacement qui est applicable lorsque le champ électrique est variable dans le temps.
- Le courant de diffusion qui résulte du gradient de la concentration de particules chargées. Il obéit à la loi de Fick.

Le courant total est :

$$I = \iint (\vec{j}_{con} + \vec{j}_{dep} + \vec{j}_{diff}) d\vec{s} \quad (11)$$

Dans un plasma d'arc, le courant total est dû aux électrons émis par la cathode et aux ions reçus par celle-ci (couche double de Langmuir).

A l'ouverture d'un disjoncteur à haute tension, ce sont les électrons qui génèrent le plus de courant dans l'espace inter électrode ; le courant ionique I_i est minoritaire [8]. Le courant total s'écrit donc : $I = I_e$ où I_e est le courant électronique.

La simulation des modèles hybrides de type Tseng et de type Habedank a été faite sur un disjoncteur de ligne 245/50kA/50Hz au SF6 par une programmation directe sous *Matlab* de la méthode numérique de Runge-Kutta.

Les normes définissent pour les disjoncteurs 245kV/50kA/50Hz une tension transitoire de rétablissement (TRR) à partir de 132 μs [8]. De plus, H. Schavemaker et L. Sluis [4] et J. L. Guardado et al. [5] modélisent ce même disjoncteur entre les instants 0 et 90 μs . A cet effet, nous avons étudié le comportement de la tension d'arc entre -90 μs (début d'ouverture des contacts) et 0 μs (extinction de l'arc). Ce choix va éviter l'échec thermique et diélectrique de la coupure après extinction de l'arc.

Les courbes 2, 3, 4 et 5 illustrent l'évolution de la tension d'arc dans le disjoncteur HT. La tension d'arc atteint des valeurs assez faibles, de l'ordre de 1.1kV, caractérisant ainsi l'effet non limiteur de courant. Les figures 2, 3 et 4 permettent de mettre en évidence l'influence de la constante de désionisation sur les pics de surtension à la transition Cassie-Mayr. On passe d'une surtension proche de 500V pour $\tau = 1.2 \mu s$ à une valeur proche de 100V pour $\tau = 0.27 \mu s$. La figure 5 montre, pour différentes valeurs de τ , des pointes de surtension uniquement à l'approche du courant zéro.

L'influence des 3 températures pratiques choisies : 20000K, 15000K, et 10000K sur l'évolution de la conductance du plasma (figure 6) est mise en évidence par le nouveau modèle

développé. Nous retrouvons également 3 comportements différents pour chaque température initiale (figure 7) imposant des conditions thermiques différentes pour chaque extinction.

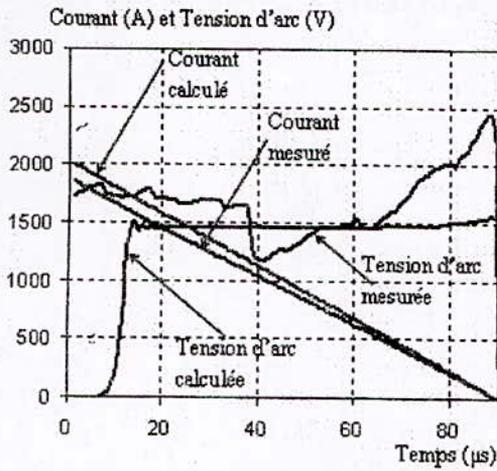


Figure 1 : Courbes Calculées [1] et expérimentale [3] de la tension et du courant d'arc.

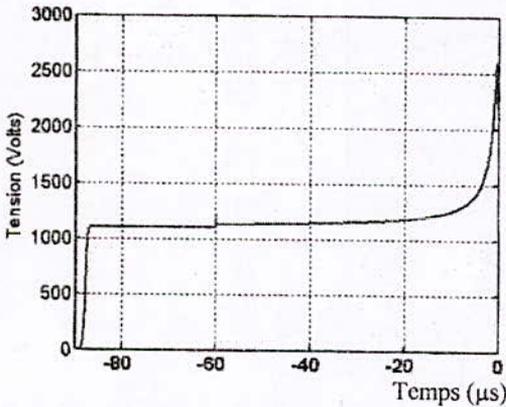


Figure 2: Evolution de la tension de l'arc de type Tseng pour τ 0.27 microsecondes

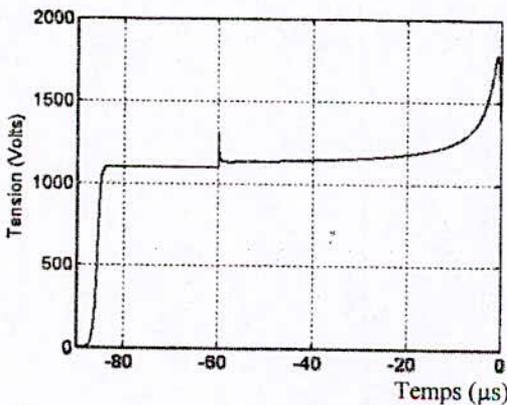


Figure 3 : Evolution de la tension d'arc de type Tseng pour $\tau = 0.54 \mu s$

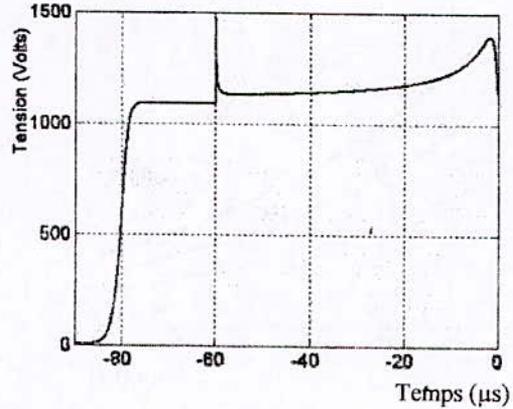


Figure 4 : Evolution de la tension d'arc de type Tseng pour $\tau = 1.2 \mu s$

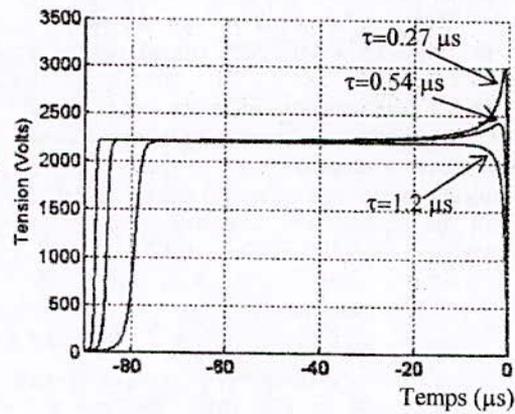


Figure 5 : Evolution des tensions de type Hadedank pour diverses valeurs de τ .

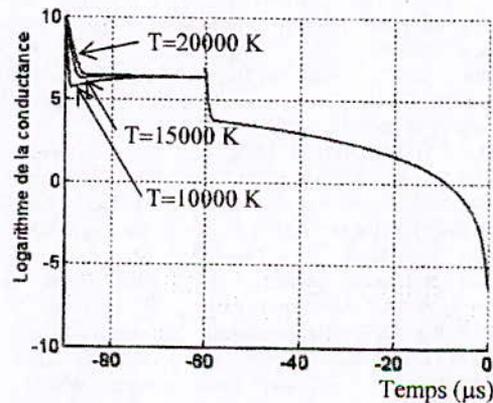


Figure 6 : Evolution de la conductance pour différentes températures du plasma.

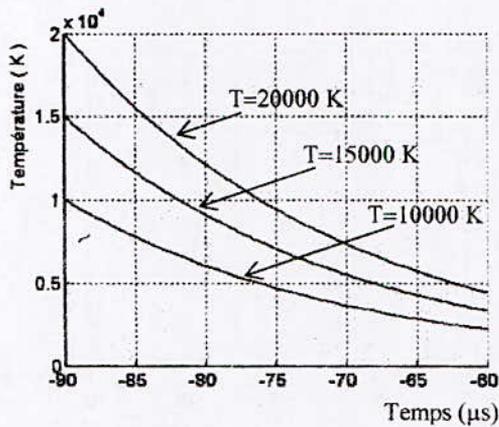


Figure 7 : Températures du plasma thermique au cours de l'extinction

VI. CONCLUSION

La simulation de l'extinction des arcs par des modèles hybrides de types Tseng et Habedank montre des pics de surtensions qui peuvent être réduits par l'emploi de gaz à faible constante d'ionisation.

Le modèle hybride 0D développé conduit à des températures et des conductances présentant un accord raisonnable avec celles déterminées expérimentalement.

Par contre, ce modèle présente une lacune principale qui est la prise en compte de toutes les longueurs d'onde du rayonnement thermique lors de l'extinction du plasma.

REFERENCES

- [1] A. Ziani, H. Moulai "Thermal radiation effect on the extinction properties of electric arcs in HV circuit breakers" 2nd International Conference on Electrical Systems Design & Technologies, Hammamet, Tunisia, Nov. 8-10, 2008, paper EEMMA25.
- [2] A. Cassie "Théorie Nouvelle des Arcs de Rupture et de la Rigidité des Circuits" Cigre Report 102, 1939.
- [3] O. Mayr "Beiträge zur theorie des statischen und des dynamischen lichtbogens", Archiv. Fur Elektrotechnik, Vol 37, No 12, 1943, pp. 588-608.
- [4] P. Schavemaker and L. Sluis, "An Improved Mayr-Type Arc Model Based on Current-Zero Measurements", *IEEE Trans. Power delivery*, Vol. 15 No 2, 2000, pp.580-584.
- [5] J. L. Guardado, S. G. Maximov, E. Melgoza, J. L. Naredo and P. Morena, "An Improved Arc Model Before Current Zero Based on the Combined Mayr and Cassie Arc Models". *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol. 20, No. 1, January 2005.
- [6] U.Habedank, "Application of a New Arc Model for the Evaluation of Short-circuit Breaking Tests". *IEEE Trans. on Power Delivery*, Vol. 8, No. 4, October 1993.
- [7] K.J.Tseng, Y.Wang, D.M.Vilathgamuwua, "An experimentally verified hybrid Cassie-Mayr electric arc model for power electronics simulations," *IEEE Trans. Power Electron.*, Vol. 12, May1997, pp. 429-436.
- [8] S. Vacquié, "L'arc électrique", Eyrolles collection, « Sciences et technique de l'ingénieur », 2000.

- [9] T. Ushio and T. Ito "The behavior of air blastcircuit breakers around current zero" Mitsubishi Denki Laboratory Reports, April 1961, pp. 121-142.
- [10] Cigre Working Group 13.01 "Applications of Black Box Modeling to Circuit Breakers", *Electra*, No. 149, August 1993.

Répartition du potentiel sur le revêtement semi conducteur des enroulements des alternateurs à haute tension.

A. Yousfi, H. Benzemamouche, A. Besra, Y. Benlalli, A. Gasmî
 Département d'électromécanique, Faculté des sciences de l'ingénieur
 Université Badji Mokhtar Annaba, BP 12 Annaba 23000
 Email: yousfiali51@yahoo.fr

Résumé- Notre sujet consiste essentiellement à étudier la répartition du potentiel sur le revêtement semi conducteur qui couvre les barres des alternateurs à haute tension. En utilisant le logiciel MATLAB, nous avons mis au point un programme pour déterminer la répartition du potentiel sur le revêtement semi conducteur pour différentes valeurs de la résistance de revêtement semi conducteur et différentes valeurs de la capacité d'isolation principale puis nous avons déterminé l'épaisseur de l'isolation principale qu'il faut appliquer sur les barres.

Mot clé- revêtement semi-conducteur, isolation principale, potentiel

I. Introduction :

Cet article consiste à étudier la répartition du potentiel sur le revêtement semi conducteur qui couvre les barres des alternateurs à haute tension.

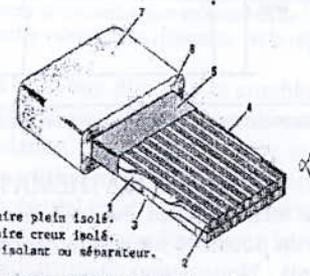
En utilisant le logiciel MATLAB, nous avons mis au point un programme pour déterminer la répartition du potentiel sur le revêtement semi conducteur pour différentes valeurs de la résistance de revêtement semi conducteur et différentes valeurs de la capacité d'isolation principale puis nous avons déterminé l'épaisseur de l'isolation principale qu'il faut appliquer sur les barres.

II. ELEMENT DE LA MACHINE CONCERNEE

A. Barre

Les enroulements sont généralement constitués, soit de bobines pour les petites et moyennes machines, soit de barres pour les grands alternateurs hydrauliques et thermiques.

La barre, conducteur non fermé sur lui-même, formé d'un ou plusieurs brins rectangulaires, comprend une partie droite logée dans une encoche et une partie extérieure en forme de développante de cercle comme le montre la figure 1 [1,2,3].



- 1 - Brin élémentaire plein isolé.
- 2 - Brin élémentaire creux isolé.
- 3 - Intercalatre isolant ou séparateur.
- 4 - Remplissage.
- 5 - Revêtement au même potentiel que le cuivre.
- 6 - Isolation principale.
- 7 - Revêtement semi-conducteur.

Fig. 1. Barre ROEBEL

B. Encoche

Pour les grandes machines, l'encoche est généralement de type ouvert. Deux barres ROEBEL se trouvent dans une même encoche et sont séparées par une plaque isolante appelée « entremise », le tout est maintenu en place par une cale de fermeture d'encoche comme le montre la figure 2.

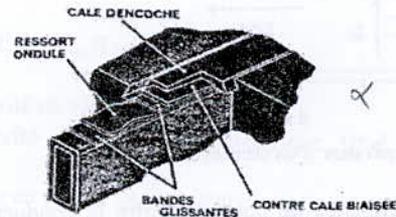


Fig.2: système de calage d'une barre d'alternateur hydraulique

III. REVETEMENT SEMI-CONDUCTEUR

La différence de potentiel entre le conducteur et l'armature ferromagnétique à la masse est à l'origine de décharges partielles à l'intérieur de l'isolation (figure 3-a), mais également entre la surface de l'isolation et le noyau ferromagnétique.

Dans la figure 3-b, en raison des lames d'air dues au jeu de montage qui créent une multitude de vacuoles le long de la barre, ces décharges partielles peuvent être éliminées par un revêtement semi-conducteur. Ce dernier, au même potentiel que le fer, est constitué d'une couche de peinture appliquée sur la surface extérieure des barres [4,5].

Les courbes du potentiel du revêtement en fonction de la longueur de la barre pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'isolation principale sont données sur la figure 8.

progressive du point maximal du potentiel du revêtement semi-conducteur.

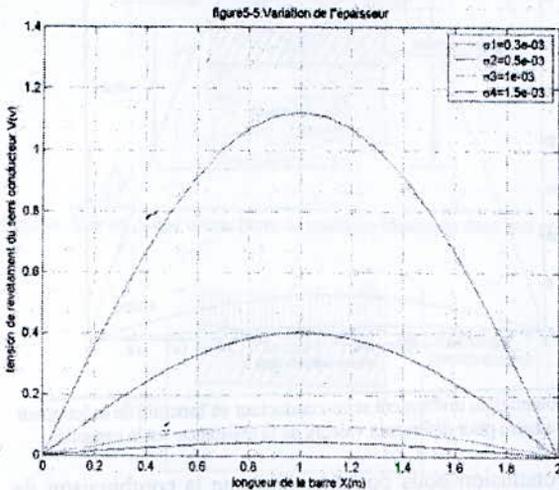


Fig.8 : potentiel du revêtement semi-conducteur en fonction de la longueur de la bar pour différentes de l'épaisseur de l'isolation principale

la figure 8 montre l'augmentation de l'épaisseur d'isolation principale accompagné d'une diminution progressive de la capacité d'isolation principale, ce qui entraîne la diminution

VI. CONCLUSION

Nos résultats montrent que la répartition de potentiel du revêtement semi-conducteur dépend de la résistance du revêtement et l'épaisseur de l'isolation principale c'est-à-dire de la capacité, ce qui impose un choix judicieux de ces paramètres.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. De fursac, "bobinage des machines tournantes," technique de l'ingénieur D-438 et D439 1978
- [2] G. Neidhofer, "enroulement à barre ROBEL pour les grosses machines synchrones," revues B.B.C.n :1-1970-p.4 à 14.
- [3] P.Marti,R.Schuler, "fabrication et essai des barre ROBEL," revues B.B.C.n :1-1970-p.25 à 31.
- [4] R.Bartinikas, "A commentary on partial discharge measurements and detection," IEEE. Trans.electr. insul. Vol.22.n:5.pp629-653.1987.
- [5] D.A.natras, "partial discharge measurements and interpretation," IEEE. Trans.electr. insul. Vol.4.n:3.pp10-23.1988.
- [6] A.Veverka, "koronaschutz in nuten elektrischer maschinen," acta technical n:6-1979-p.459 a 473.
- [7] M.Nemamcha, "claquage des isolants," Editions OPU 2001.

Influence de la Température sur les Propriétés Diélectriques de l'Éthylène-Propylène-Diène Monomère (EPDM)

D. Bouguedad^A, A. Mekhaldi^B et O. Jbara^C

Résumé— Dans cet article, nous présentons le comportement diélectrique de l'Éthylène-Propylène-Diène Monomère (EPDM) utilisé dans l'isolation des câbles électriques de moyenne et de basse tension. Des essais diélectriques ont été effectués sur des échantillons non vieillis et vieillis thermiquement à deux températures : 80°C et 120°C. Nous mesurons la variation de la résistivité transversale, la constante diélectrique et le facteur de pertes diélectriques en fonction de la température. Les résultats obtenus ont révélé que ces propriétés sont beaucoup plus affectées dans le cas des températures d'essai les plus élevées. Cette dégradation est due au processus de scission de chaînes qui augmente la mobilité de ces dernières et le temps de relaxation, induisant ainsi une diminution du taux de réticulation.

Mots clés—la résistivité transversale, la constante diélectrique, le facteur de pertes diélectrique, la température.

I. INTRODUCTION

L'EPDM appartient à la famille des caoutchouc élastomères [1], il est caractérisé principalement par une haute inertie vis-à-vis des produits chimiques et par une remarquable résistance à de nombreux facteurs tels que : intempéries, ozone, humidité, décharges électriques et température. Cependant, et comme tous les autres polymères, les qualités de l'EPDM peuvent diminuer au cours du temps sous l'action séparée ou combinée de ces facteurs.

Des chercheurs [2], [3] ont étudié la dégradation de l'EPDM et ses mélanges sous une variété de conditions, y compris la photo-oxydation, l'oxydation radio-chimique, la thermo-oxydation, l'irradiation ultra-violette et les agents oxydants. L'influence des facteurs sur la dégradation de l'EPDM, tels que les antioxydants, les oxydes métalliques et les noirs de carbone ont été également étudiés. A cet effet, plusieurs méthodes ont été utilisées dont les méthodes conventionnelles et les méthodes d'analyses physico-chimiques [3]- [12].

Article reçu le 31 Octobre 2008.

D. Bouguedad est à l' Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie.

A. Mekhaldi est à l' École Nationale Polytechnique, El Harrach, Alger.

O. Jbara est à l'Université de Reims, France.

: dbouguedad@yahoo.fr

Dans l'état actuel des connaissances, l'évaluation de l'endurance thermique des matériaux isolants solides s'effectue grâce à des essais accélérés à des températures supérieures à celle prévue en service [13], [14]. 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.

Cependant, rares sont les travaux qui ont traité le vieillissement à long terme de l'EPDM sous l'action de la température. Cette étude est donc consacrée à l'influence de la température sur les propriétés électriques de l'EPDM utilisé dans l'isolation des câbles électriques. Nous soumettons aux essais des échantillons non vieillis et des échantillons vieillis à deux températures : 80°C et 120°C pendant respectivement 5700 h et 2700 h et nous mesurons la variation des propriétés électriques en fonction de la température.

II. TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES

A. Préparation des échantillons

Les différents constituants entrant dans la formulation du mélange sont :

- Nordel 2744 (granulés d'EPDM) fabriqué par Du Pont Dow Elastomers S. A. (Suisse).
- craie EV (carbonate de calcium) et craie Whitetex (silicate d'alumine anhydre), utilisés comme charges.
- Torada S22 (huile minérale), comme plastifiant.
- la paraffine (cire blanche composée d'un mélange d'hydrocarbures saturés), utilisée comme lubrifiant.
- le vinyl silane (béta méthoxy ethoxy), comme agent de pentage entre charges et élastomère.
- Perkadox comme agent de vulcanisation et le TAC (triallylcianurate) comme co-agent de réticulation ou activateur.
- le flectol H ou permanax TQ (trimethyldihydroquinoleine polymérisé) et le vulcanox ZMB (sel du zinc du mercaptobenzimidazole), comme agents anti-oxydants.

Les matières premières (élastomère, charges, plastifiants et les agents de mise en œuvre) sont mélangés à l'aide d'un mélangeur à cylindres à 80°C pendant une demi-heure. Après avoir obtenu le mélange homogène sous forme d'un manchon, nous introduisons les agents de réticulation. Le mélange retiré du cylindre est laissé se refroidir sur une surface propre. Il est ensuite acheminé à la presse à vulcaniser, préalablement réglée à 180°C, où s'effectuent simultanément en 10 minutes la mise en forme et la vulcanisation à une pression constante de 300 kN.

Les plaques obtenues ont une surface de 25 cm x 25 cm et une épaisseur de 2 mm environ. Elles sont découpées en éprouvettes de forme circulaire de 78 mm de diamètre, conformément à la norme CEI 60811.1.1[15].

B. Dispositifs expérimentaux

Pour faire vieillir l'isolant, nous exposons plusieurs éprouvettes dans des étuves à circulation d'air à deux températures : 80°C et 120°C.

La constante diélectrique et le facteur de pertes diélectriques sont mesurés à l'aide d'un pont de Schering. L'appareil utilisé est du type Tettex AG Instruments. Ce dernier est équipé d'un condensateur muni d'un anneau de garde. Les électrodes utilisées sont en acier inoxydable de forme circulaire avec une surface de 20 cm². La cellule de mesure comprend deux plaques chauffantes, permettant d'élever la température jusqu'à 150°C. Cette dernière peut-être ajustée grâce à un régulateur par l'intermédiaire d'un potentiomètre. Le niveau de tension appliquée est de 500V, 50Hz.

La résistivité transversale est mesurée à l'aide d'un mégohmmètre du type Multi-Mégohm-Meter MOM. Les essais sont effectués sous une tension continue de 500V. La durée d'application de la tension est de 1mn.

Les essais sont réalisés sur cinq échantillons. Nous calculons ensuite la valeur moyenne des résultats obtenus conformément à la norme CEI 60493-1[16].

III. RÉSULTATS ET INTERPRÉTATIONS

A. Résistivité transversale

Avant vieillissement, la résistivité transversale croît de 4,8.10¹³ Ω.cm à 5,2.10¹³ Ω.cm et puis décroît rapidement en fonction de la température (figure 1). Nous pouvons expliquer l'augmentation de la résistivité transversale par une diminution de l'humidité dans le matériau. Les mêmes résultats ont été trouvés par d'autres chercheurs [17]-[19] sur d'autres isolants : le PVC et le PRC. Quant à la décroissance de la résistivité transversale qui suit la loi d'Arrhenius [6], elle serait probablement due à la conduction ionique, ainsi que l'injection de porteurs de charges par les électrodes [19].

Après vieillissement, l'allure des courbes est la même que celle obtenue avant vieillissement, avec des valeurs inférieures et ce jusqu'à la température d'essai de 110°C. Au delà de cette température, toutes les courbes se rejoignent et la valeur de la

résistivité transversale devient inférieure à 10¹² Ω.cm. Notre isolant répond parfaitement aux recommandations de la norme CEI 60502 [20] qui fixe la valeur de la résistivité transversale à la température maximale assignée de service à 10¹² Ω.cm.

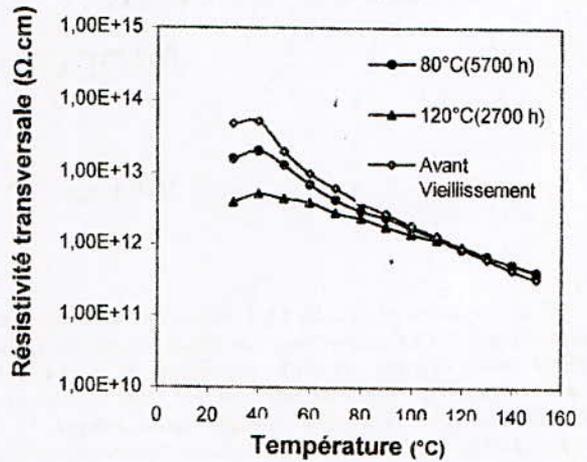


Fig. 1. Variation de la résistivité transversale en fonction de la température

B. Constante diélectrique

Avant vieillissement, ε_r diminue de 3,25 jusqu'à 2,99 (figure 2). Les mêmes résultats ont été trouvés sur un autre isolant : le PRC [21]. La diminution de ε_r est peut-être due à la réduction de la densité du matériau quand la température augmente.

Après 5700 h de vieillissement à 80°C, ε_r décroît de 3,16 à 2,89, puis augmente. La constante diélectrique atteint un minimum à la température d'essai de 130°C. Les mêmes résultats ont été trouvés pour l'EPR (Ethylène Propylène Réticulé) par un autre auteur [22]. Nous pensons que le minimum observé serait probablement dû à la résonance de chaînes ou segments de chaînes de macromolécules du polymère. Nous remarquons aussi que les valeurs de ε_r sont inférieures à celles obtenues avant vieillissement.

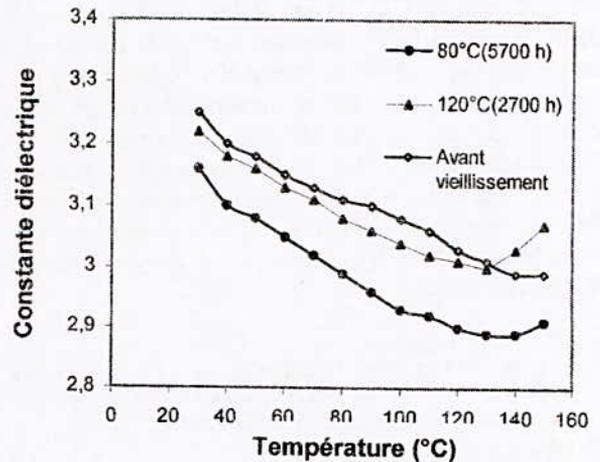


Fig. 2. Variation de la constante diélectrique en fonction de la température.

Dans le cas du vieillissement à 120°C pendant 2700 h, l'allure de la caractéristique est la même que celle obtenue à 80°C. Au début, avant le minimum qui se situe à 130°C, les valeurs trouvées sont comprises entre celles obtenues avant vieillissement et celles obtenues à 80°C. Au delà de ce minimum, les valeurs de ϵ_r dépassent celles obtenues avant vieillissement.

C. Facteur de pertes diélectriques

Avant vieillissement, $\text{tg } \delta$ diminue et ensuite augmente à partir de 40°C (figure 3). Les mêmes résultats ont été trouvés pour l'EPR (Ethylène Propylène Réticulé) par un autre auteur [22]. Cette augmentation peut être attribuée à l'accroissement de la mobilité des charges, aux pertes dues aux charges d'espace, au phénomène d'oxydation et au phénomène de relaxation des dipôles [22].

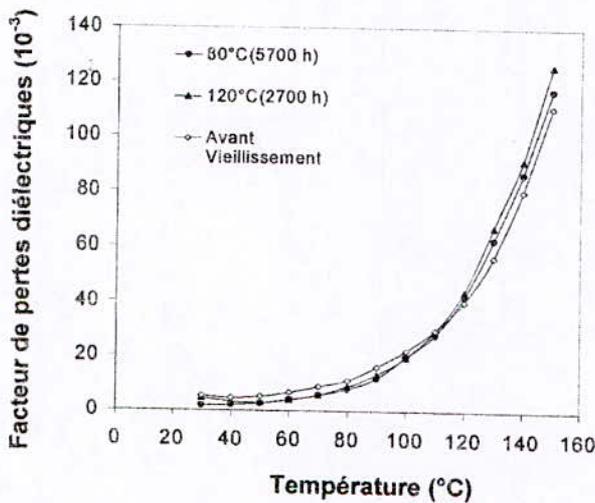


Fig. 3. Variation du facteur de pertes diélectriques en fonction de la température.

Après 5700 h et 2700 h de vieillissement respectivement à 80°C et 120°C, le facteur de pertes diélectriques reste inférieur à celui trouvé avant vieillissement, et ce jusqu'à la température d'essai de 110°C. Nous pouvons dire que le vieillissement à ces températures a été bénéfique pour le matériau, puisqu'il y a eu une amélioration de la qualité de l'isolant. Nous pouvons expliquer cette amélioration par l'augmentation de la compacité du réseau macromoléculaire (vieillissement physique) [23]. A partir de la température d'essai de 110°C, $\text{tg } \delta$ devient supérieur à celui trouvé avant vieillissement. Cette élévation peut s'expliquer par la diminution de la viscosité du polymère, donc à une grande mobilité des porteurs de charges.

Nous constatons aussi que d'après les résultats obtenus, les valeurs du facteur de pertes diélectriques répondent aux

recommandations de la norme CEI 60502[20], qui fixe une valeur maximale à la température ambiante égale à $20 \cdot 10^{-3}$ et une valeur maximale à température assignée maximale de service (90°C) égale à $40 \cdot 10^{-3}$.

IV. CONCLUSION

La présente étude concerne l'influence de la température sur le comportement des propriétés électriques essentielles de l'EPDM utilisé dans l'isolation des câbles électriques de basse et de moyenne tension. Les résultats obtenus montrent que la température affecte effectivement ces propriétés, que ce soit pour les échantillons non vieillis ou vieillis sous l'action de la chaleur. En effet, la résistivité transversale commence à chuter en suivant la loi d'Arrhenius et passe en dessous de $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ (valeur limite inférieure recommandée par la CEI 60502) à partir de la température d'essai de 110°C.

La constante diélectrique décroît jusqu'à un certain minimum et puis commence ensuite à croître au delà de ce minimum. La décroissance de cette caractéristique est due à la réduction de la densité du matériau (changements à l'intérieur du réseau moléculaire). Au delà de ce minimum observé, situé à 130°C, le matériau commence à se rétrécir et par conséquent sa capacité augmente, d'où l'élévation de la valeur de la constante diélectrique.

L'influence de la température a été très importante sur le facteur de pertes diélectriques. Ce facteur augmente rapidement, le phénomène de conduction s'installe et l'isolant perd ses performances à partir de la température d'essai de 115°C environ. En effet, à partir de cette température, la valeur du facteur de pertes diélectriques dépasse $40 \cdot 10^{-3}$, valeur minimale recommandée par la norme CEI 60502.

REFERENCES

- [1] S. De Nançay, "Câbles électriques à isolants synthétiques", Journées internationales sur les câbles à isolants synthétiques, Versailles, Mars 1984.
- [2] T. Zaharescu, C. Wurm, C. Podina, "Thermal strength of ethylene-propylene rubbers", *Polymer testing*, vol. 17, pp. 25-34, 1998.
- [3] C. D. Gamlin, N. K. Dutta, N. R. Choudhury, "Mechanism and kinetics of the isothermal thermo degradation of ethylene-propylene-diene (EPDM) elastomers", *Polymer Degradation and Stability*, vol. 80, pp. 525-531, 2003.
- [4] F. Delor, G. Teissedre, M. Baba, J. Lacoste, "Ageing of EPDM. Role of hydroperoxides in photo-and thermo-oxidation", *Polymer Degradation and Stability*, vol. 60, pp. 321-331, 1998.
- [5] M. G. Markovic, N. R. Choudhury, M. Dimopoulos, D. R. G. Williams, J. Matisous, "Characterization of elastomers compounds by thermal analysis", *Thermochimica Acta*, vol. 316, pp. 87-95, 1998.
- [6] P. Palmas, L. Le Campion, C. Bourgeoisat, L. Martel, "Curing and thermal ageing of elastomers as studied by ^1H broadband and ^{13}C high-resolution solid-state NMR", *Polymer*, vol. 42, pp. 7675-7683, 2001.
- [7] M. M. Abdel-Aziz, A. A. Basfar, "Evaluation of some antioxidants in radiation vulcanized ethylene-propylene diene (EPDM) rubber", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 185, 2001, pp. 346-350.
- [8] R. A. Assink, K. T. Gillen, B. Sanderson, "Monitoring the degradation of a thermally aged EPDM terpolymer by ^1H NMR relaxation measurements of solvent swelled samples", *Polymer*, vol. 43, pp. 1349-1355, 2002.

- [9] W. Wang, B. Qu, "Photo-and thermo-oxidative degradation of photocrosslinked ethylene-propylene-diene terpolymer", *Polymer Degradation and Stability*, vol. 81, pp. 531-537, 2003.
- [10] A. Kumar, S. Commereuc, V. Verney, "Ageing of elastomers: a molecular approach based on rheological characterization", *Polymer Degradation and Stability*, vol. 85, pp. 751-757, 2004.
- [11] M. Montoya, J. P. Tomba, J. M. Carella, M. I. Gobernado-Mitre, "Physical characterization of commercial polyolefinic thermoplastic elastomers", *European Polymer Journal*, vol. 40, pp. 2757-2766, 2004.
- [12] M. Alagar, S. M. Abdul Majeed, A. Selvaganapathi, P. Gnanasundaram, "Studies on thermal, thermal ageing and morphological characteristics of EPDM-g-VTES/LLDPE", *European Polymer Journal*, vol. 42, pp. 336-347, 2006.
- [13] R. A. Dixon, "Thermal aging predictions from an Arrhenius plot with only one data point", *IEEE Trans. on. Elect. Ins.*, Vol. EI-15, n°4, pp. 331-334, August 1980.
- [14] P. Paloniemi, "Theory of equalization of thermal ageing processes of electrical insulation materials in thermal endurance tests. 1: Review of theoretical basis of test methods and chemical and physical aspects of ageing", *IEEE Trans. on. Elect. Ins.*, Vol. EI-16, n°1, pp.1-5, February 1981.
- [15] CEI 60811.1.1, "Méthodes d'essais communes pour les matériaux d'isolation et de gainage des câbles électriques. 1^{ère} partie : méthodes d'application générale. Section 1 : mesure des épaisseurs et des dimensions extérieures. Détermination des propriétés mécaniques", 1993.
- [16] CEI 493-1, "Guide pour l'analyse statistique des données d'essais de vieillissement. 1^{ère} partie : Méthodes basées sur les valeurs moyennes de résultats d'essais normalement distribués", 1974.
- [17] M. Nedjar, A. Beroual, A. Boubakeur, "Influence of thermal ageing on the electrical properties of PVC", *Journal of Applied Polymer Science*, Vol. 102, pp. 4728-4733, VVC2006 Wiley Periodicals, Inc (2006).
- [18] L. Boukezzi, M. Nedjar, L. Mokhnache, M. Lallouani, A. Boubakeur, "Thermal aging of Cross-linked Polyethylene", *Annales de chimie, Sci. Mat.*, Vol. 31, n°5, pp. 561-569, 2006.
- [19] A. Boubakeur, A. Medjdoub, M. Boumerzoug, "Influence of thermal ageing of Cross linked Polyethylene used as electrical insulation of medium voltage cables", 10th International Symposium on High Voltage (ISH), Montreal, Canada, 1997.
- [20] CEI 60502, "Câbles d'énergie à isolant extrudé et leurs accessoires pour des tensions assignées de 1KV ($U_n = 1,2$ kV) à 30 kV ($U_n = 36$ kV)", 2005.
- [21] Y. Mecheri, A. Medjdoub, A. Boubakeur, M. Boumerzoug, "Influence du mode de vieillissement thermique sur les propriétés du PRC", *Ann. Chim. Sci. Mat.*, Vol. 31, n°5, pp.571-582, 2006.
- [22] R. Bartnikas, "Performance characteristics of dielectrics in the presence of space charge", *IEEE Trans. on Diel. and Elect. Ins.*, Vol. 4, n°5, pp. 544-557, October 1997.
- [23] J. Verdu, "Vieillessement des plastiques", Afnor technique, Edition Eyrolles, Paris 1984.

Amélioration de la maintenance prédictive des lignes électriques par thermographie infrarouge

F. Boussaadia, fboussadia@hotmail.com et S. Belkhat, Belsa_set@yahoo.fr
 Université Ferhat Abbas Sétif, Département d'électrotechnique
 Laboratoire LEPCI.

Abstract— Infra-red thermography became one of the unavoidable diagnostic tools for electrical supply networks predictive maintenance. On one hand, its decisive advantage allows equipment quality and life cycle assessment in normal service condition of installation. On the other hand, it permits the prevention against operational irregularities just before effective breakdowns. This is the main aim of the conditional based maintenance; which is the reduction of maintenance costs and electrical components availability enhancement. This article presents thermographic technique competences and its role in electrical transmission overhead lines maintenance improvement.

Résumé — La thermographie infrarouge est devenue un des outils de diagnostic incontournables de la maintenance prédictive dans les réseaux électriques. Son avantage décisif est de permettre l'estimation de la qualité d'un équipement ou d'une installation en exploitation normale, et de prévenir les irrégularités de fonctionnement bien avant les pannes effectives. Ceci dans le but de réduire encore plus les coûts liés à la maintenance, et d'augmenter la disponibilité des équipements électriques. L'article présente les compétences du thermographe et son rôle dans l'action de maintenance des lignes électriques de transport de l'électricité.

Mots clés — ligne électrique, points chauds, énergie non distribuée, thermographie infrarouge, maintenance prédictive.

I. INTRODUCTION

Les lignes électriques de transport de l'électricité occupent une place importante dans les systèmes électriques par leurs fonctions et par leurs poids. Leur rôle consiste à acheminer l'électricité des centrales de production vers les réseaux de distribution. L'indisponibilité d'une ligne électrique a généralement de lourdes conséquences financières pour les exploitants des réseaux électriques. Jusqu'à ce jour, pour pallier ce problème, les exploitants ont recours à la maintenance préventive à intervalles de temps réguliers. Il est vrai que cette pratique permet d'éviter un bon nombre de défaillances, mais elle reste chère et nécessite souvent des arrêts de l'installation électrique. Aujourd'hui il est de plus en plus question de la maintenance prédictive basée sur la connaissance continue de l'état du système [1].

La thermographie est l'une des techniques utilisée dans la maintenance prédictive des réseaux électriques. À l'aide de cette technique, les exploitants des réseaux électriques sont en mesure de détecter la plupart des anomalies typiques de lignes électriques dès les premiers signes. Ceci conduit à une meilleure disponibilité et sécurité des installations ainsi qu'à une baisse des dérangements d'exploitation [1].

II. EVALUATION DE L'ENERGIE NON DISTRIBUEE

La qualité de service des réseaux électriques de transport de l'électricité est mesurée au moyen d'indicateurs tels que : le taux de pertes ; énergie non distribuée (END), indisponibilité des transformateurs de puissance, Mauvais fonctionnement protections, Mauvais fonctionnement disjoncteurs.

L'indicateur le plus utilisé pour évaluer la qualité de service des lignes électriques de transport est l'énergie non distribuée. C'est l'énergie électrique non fournie suite à des coupures non programmées ou suite à des défauts ou courts-circuits sur les lignes électriques.

Nous analysons ici la qualité de service des lignes électriques de la région de transport de l'électricité de Sétif pour la période de 2000 à 2006 en utilisant l'indicateur de l'énergie non distribuée. es résultats sont donnés dans le tableau suivants.

TABLEAU I
 REPARTITION DE L'ENERGIE NON DISTRIBUEE PAR CAUSES DE
 DEFAILLANCE

Année	00	01	02	03	04	05	06	Taux par cause 00-06
Points chauds	6,7	26,4	136	-	-	737	14,3	66%
Vibrations	-	90	27,53	-	-	-	--	8%
Cigognes	28,7	2,2	18	-	12,23	8,67	19,94	6%
Intempérie	3,6	2,2	19,7	46	29,82	18,1	35,42	11%
Pollution	6,8	-	-	-	2,25	5,13	17,32	2%
Autres	-	17,8	8,7	31,7	-	-	19,4	5%
TOTAL	45,8	138,6	210	78	50,3	770,2	106,4	100%

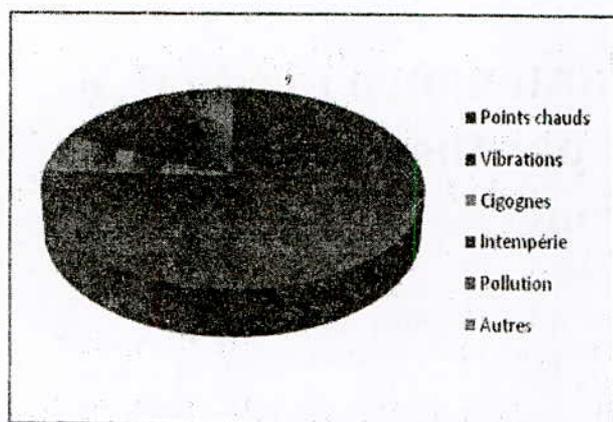


Fig. 1. Énergie non distribuée par cause de défaillance.

Les résultats enregistrés montrent que la cause qui conduit à une grande quantité de l'énergie non distribuée est celle des points chauds sur les lignes électriques, soit 66% de l'énergie totale non distribuée.

Dans ce qui suit nous allons procéder à une analyse détaillée du phénomène de la présence des points chauds sur les lignes électriques.

III. ORIGINES DES POINTS CHAUDS

Les points chauds trouvent généralement leur origine suite à la variation de la résistance de passage du courant. Ils identifient des défauts de raccordements ou dégradations locales des connexions électriques.

Les défauts de raccordements regroupent le mauvais serrage des connexions des accessoires de la ligne électrique et les mauvaises connexions dues à une visserie qui n'est pas adaptée. Un défaut de raccordement contribue à augmenter la résistance électrique de la connexion qui entraîne des échauffements locaux par effet joule au passage du courant électrique. Ces échauffements conduisent généralement à la rupture des connexions et provoquent le déclenchement des lignes électriques [6].

Les environnements humides favorisent l'oxydation des parties métalliques de la ligne. Les environnements poussiéreux ou corrosifs attaquent les contacts électriques. Cela entraîne également l'augmentation de la résistance électrique des contacts pollués.

Les surcharges de courant des lignes électriques peuvent conduire à l'apparition des points chauds. Les vibrations sur les lignes électriques et l'effet couronne favorisent également la détérioration de la qualité des contacts électriques et conduisent à l'apparition des points chauds.

Nous intéressons dans ce qui suit aux contacts électriques, compte tenu du fait qu'ils représentent la partie de la ligne la plus susceptible d'être à l'origine d'un défaut. Nous présenterons, d'abord, dans un cadre théorique les contacts électriques avec les principaux paramètres qui les caractérisent. Ensuite, nous nous attarderons sur la détection de la

dégradation des contacts électriques par la thermographie infrarouge.

IV. GENERALITES SUR LES CONTACTS ELECTRIQUES

Les contacts électriques permettent de lier électriquement deux éléments conducteurs. Ces éléments peuvent être des conducteurs, des câbles ou des appareillages. Un contact électrique dans sa forme la plus simple est la mise en contact de deux surfaces métalliques conductrices de courant électrique. Lorsqu'on met en contact deux surfaces métalliques, le contact entre ces deux surfaces n'est jamais parfait. C'est-à-dire que l'interface du contact n'est pas une zone lisse constituée d'un nombre infini de points, où tous les points en regard se toucheraient. En réalité la surface à l'interface d'un contact est constituée d'un nombre fini de points de contacts appelés « contacts élémentaires » (Figure 2) [2].

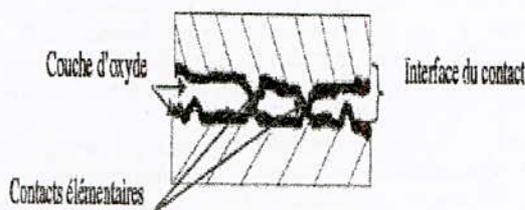


Fig. 2. Apparence réelle de l'interface d'un contact électrique agrandi au Microscope.

Le nombre et la taille des contacts élémentaires sont fonction de nombreux paramètres dont les plus significatifs sont : i) la dureté du matériau, ii) la force de pression au contact, iii) la planéité de la surface de contact.

Des impuretés comme la poussière, les copeaux de tous genres, peuvent s'insérer à l'interface du contact, et favorisent la création d'une discontinuité à l'interface du contact. Cette discontinuité est non seulement, à l'origine d'une résistance supplémentaire au passage du courant (résistance électrique) mais aussi d'une résistance au passage du flux thermique (résistance thermique) [2].

V. FLUX THERMIQUE A L'INTERFACE D'UN CONTACT ELECTRIQUE

Toute connexion démontable est le siège de phénomènes physico-chimiques de surface, conduisant à une résistance de contact non nulle et parfois supérieure à la résistance des conducteurs aboutissant à ces connexions. Les surfaces s'oxydent, les connexions se desserrent par vibration ou efforts électrodynamiques, les résistances de contact augmentent et les connexions s'échauffent. La réparation consiste soit en un resserrage des connexions et vérification, soit en dépôt, nettoyage, repose et vérification, soit, en cas d'usure forte, en un remplacement des éléments de connexion.

Le transfert thermique à l'interface du contact entre deux parties métalliques est complexe et s'explique par plusieurs phénomènes dont le plus prépondérant est la conduction par les points de contacts élémentaires [3].

Dans la conduction par les points de contacts élémentaires, les lignes de flux thermique subissent un resserrement à l'interface du contact entre les deux parties métalliques.

La courbure de ces lignes de flux thermique due à leur passage préférentiel aux points de contacts élémentaires, entraîne une augmentation supplémentaire de la résistance thermique [2].

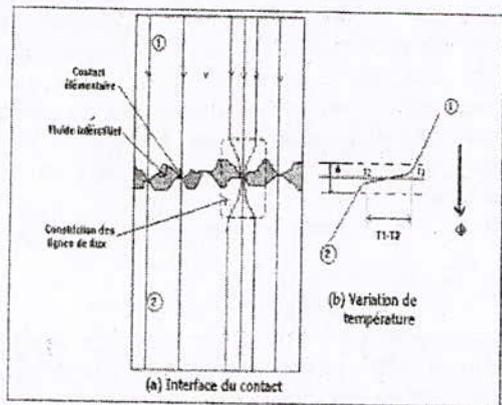


Fig. 3. Illustration de l'élongation des lignes de flux thermique à l'interface d'un contact

puisqu'il s'agit de contrôler, de détecter ou de surveiller les caractéristiques de fonctionnement d'un équipement à travers sa température [4].

Le principe est le suivant : tout objet à température normale (supérieure au zéro absolu) émet sous forme de rayonnements une énergie qui est directement liée à sa température de surface. Contrairement à la lumière visible, ces rayonnements qui sont proportionnels à la température des corps, ont des longueurs d'onde qui se situent dans l'infrarouge et ne peuvent pas être perçues à l'oeil nu (Figure 3)[4].

La thermographie infrarouge consiste à capter ces rayonnements et calculer la température de l'objet observé. L'utilisation d'une caméra permet de relever la répartition spatiale des rayonnements émis et donc d'établir la cartographie des températures d'un équipement. En outre, il est possible de mémoriser les images obtenues et donc de suivre l'évolution dans le temps des caractéristiques de fonctionnement des objets observés.

Sur l'exemple ci-dessous l'oeil humain ne remarquerait rien, par contre l'image infrarouge permet de détecter une anomalie sur une phase.

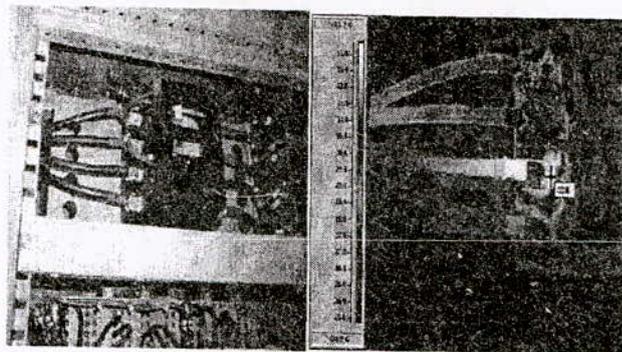


Fig. 4. Défaut de connexion sur un disjoncteur.

En écrivant la conservation du flux de chaleur à l'interface du contact, nous obtenons une formule théorique donnant la résistance thermique du contact [3].

$$\Phi = \frac{\lambda \cdot S_f}{\delta} [T_1 - T_2] + \frac{\lambda_f \cdot S_f}{\delta} [T_1 - T_2] = C_{th} \cdot S \cdot [T_1 - T_2] \quad (1)$$

D'où :

$$R_{th} = \frac{1}{C_{th}} = \frac{1}{\frac{S_f}{\delta} \left(\frac{\lambda}{S} + \frac{\lambda_f}{S} \right)} \quad (2)$$

Où :

δ : L'épaisseur moyenne de l'interstice, λ_f : La conductivité thermique du fluide interstitiel, S_f : La surface moyenne correspondant aux interstices remplis par le fluide interstitiel, λ : La conductivité du métal utilisé, S : La surface totale, C_{th} : La conductance thermique, R_{th} : La résistance thermique de contact.

VI. DETECTION DES POINTS CHAUDS PAR THERMOGRAPHIE INFRAROUGE

A. Principe de detection

Comme nous avons vu précédemment, les points chauds sont responsables sur plusieurs défaillances des lignes électriques. La thermographie infrarouge permet de localiser ces points chauds à partir d'une photo thermique. Le principe est simple

B. Principe de contrôle et de mesure

La mesure est effectuée sur des connexions afin de vérifier leur bonne tenue en fonctionnement en utilisant des caméras de thermographie infrarouge. Ces caméras permettent de localiser les sources de chaleur, appelées « points chauds », sur les matériels composant les lignes électriques (disjoncteur, transformateurs de courant et tension, sectionneurs tête de ligne et de mise à la terre), et les liaisons entre ces différents appareils.

La caméra infrarouge capte au travers d'un milieu transmetteur (exemple: l'atmosphère) les rayonnements émis par une scène thermique. Le système radiométrique convertit la puissance de rayonnement en signaux numériques ou analogiques : ceux-ci sont transcrits en température par le calculateur et transformés en points lumineux sur un écran [5]. L'image ainsi obtenue s'appelle "Thermogramme".

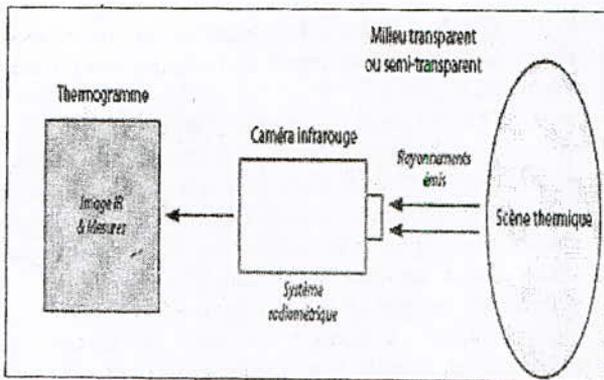


Fig. 5. Principe de mesure par Thermographie infrarouge.

Le principe de mesure est illustré sur la figure suivante [5]:

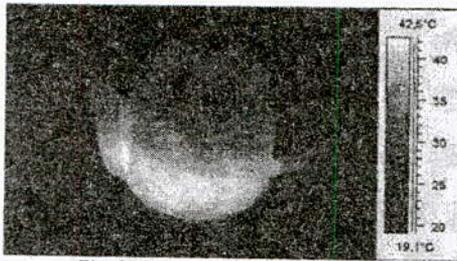


Fig. 6. Exemple de mesure infrarouge

La théière contient du thé à 50% de sa capacité. Ce thé est toujours chaud : il émet du rayonnement infrarouge qui chauffe la porcelaine.

La théière rayonne à son tour : cette émission est directement influencée par la source de chaleur initiale. La caméra infrarouge mesure tous les rayonnements émis par la surface du récipient et les restitue sous forme de thermogramme : cette image thermique est composée par des niveaux de couleur, lesquels sont en corrélation avec les niveaux de T° mesurés (échelle des températures).

C. Avantages du contrôle par thermographie infrarouge

Le contrôle par la thermographie infrarouge apporte une série d'avantages, à savoir [6] :

- 1) Cette technique présente un avantage majeur, en opérant à distance et sans contact. L'inspection se réalise sur les installations sous tension soumises aux différentes contraintes.
- 2) Maintenance prédictive par prévention d'anomalies potentielles avec optimisation de l'évaluation de la gravité des défauts par adaptation de la fréquence d'analyse (suivis évolutifs, préventions des dégradations, ...). Interventions donc uniquement sur les éléments défectueux repérés par l'analyse infrarouge.
- 3) Augmentation de la disponibilité des installations par détection rapide des défauts sans interruption du fonctionnement de l'installation
- 4) Coût peu élevé (proportionnellement aux coûts d'entretien classique et aux coûts d'arrêt de production).

- 5) Augmentation de la fiabilité et de la durée de vie des équipements
- 6) Sécurité d'analyse par visualisation et quantification des températures avec respect des distances de sécurité.

VII. APPLICATION DE LA THERMOGRAPHIE INFRAROUGE DANS LES LIGNES HAUTE TENSION

Actuellement le contrôle par la thermographie infrarouge dans la maintenance prédictive des lignes de transport de l'électricité en Algérie est appliqué seulement dans la détection des points chauds dans les connexions électriques.

En effet, tous les équipements d'une ligne électrique bénéficieront de l'apport de la thermographie. Le contrôle par thermographique infrarouge consiste à examiner les lignes électriques pour vérifier l'état des éléments et déterminer les points critiques.

Le contrôle par la thermographie infrarouge est appliqué dans :

A. Le contrôle des installations haute tension

La thermographie permet d'évaluer l'état des équipements haute tension (disjoncteurs, sectionneurs, circuit bouchon, isolateurs et conducteurs) constituant la ligne électrique. Elle peut éviter des pertes d'exploitation et identifie les éléments nécessitant une maintenance conditionnelle.

Ce contrôle concerne la :

Vérification des connexions électriques

Les conducteurs d'une ligne électrique sont reliés entre-eux par une "bretelle" de raccordement, fixée par boulonnage sur des raccords de descente.

L'ensemble des raccords en série avec chaque conducteur est étudié de manière à uniformiser le comportement thermique de la ligne : normalement, tous ces composants fonctionnant dans de mêmes conditions doivent s'échauffer quasi uniformément.

Dans l'exemple ci-dessous, on voit des points chauds se situent au niveau des plages de contact sur des raccords. il s'agit de problèmes liés à des pressions insuffisantes de contact ou à une oxydation des contacts: cet état est anormal à l'égard de la conception initiale de l'installation.

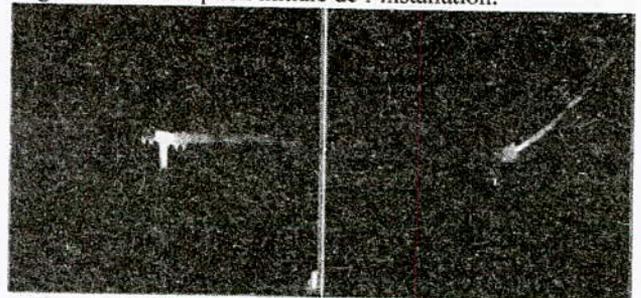


Fig. 7. Défauts de connexion sur des raccords hautes tensions

Vérification de la qualité des isolateurs

Le contrôle permet de déterminer un défaut d'isolement, une dégradation ou une absence locale d'isolation.

Il permet également de détecter les courants de fuite dans les chaînes isolateurs. Les courants de fuite sont dus à des dégradations des isolants ou à des courants de surface (contournement), lorsque les équipements haute tension sont recouverts de poussières, utilisés en ambiance humide. La technique autorise une évaluation qualitative de l'isolation mais ne permet pas de déterminer quantitativement avec précision les pertes énergétiques.

La première attitude logique est d'assurer un entretien préventif : nettoyage sous / hors tension. La thermographie infrarouge peut ensuite déterminer, par une analyse fine, d'éventuels défauts d'isolement dans des équipements soumis à la haute tension.

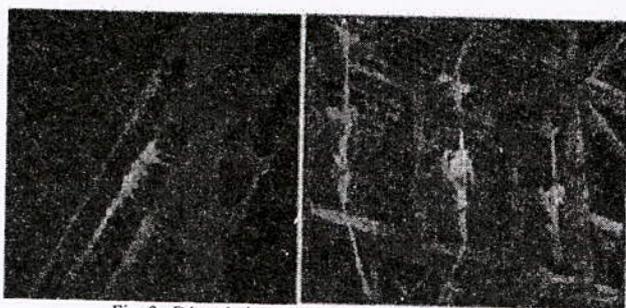


Fig. 8. Dégradations des isolateurs hautes tensions

Les thermogrammes 1et 2 de la figure 8 identifient des dégradations de la qualité des isolateurs haute tension.

Vérification de l'état des contacts de sectionneurs

Le contrôle par la thermographie infrarouge permet également de tester l'état des sectionneurs de la ligne et de mise à la terre.

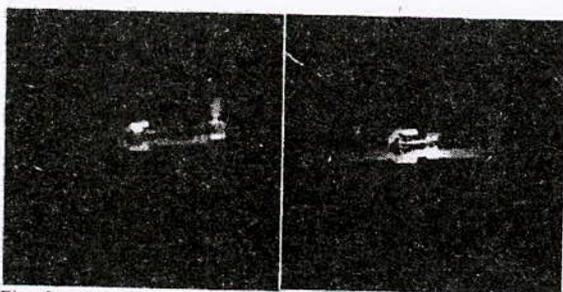


Fig. 9. Problèmes de contact entre les mâchoires et le couteau des sectionneurs

Les thermogrammes ci-dessus identifient des problèmes dans les mâchoires des sectionneurs de tête de ligne d'une ligne électrique haute tension.

Détermination des anomalies des équipements

Le contrôle par thermographie infrarouge permet également de déterminer les problèmes de sous-dimensionnement, dégradation et anomalie des équipements haute tension.

En effet, les composants peuvent présenter des défauts, soit de conception, soit de fabrication, soit à la suite de fonctionnement dans des conditions anormales ou extrêmes, tel que : le cas des défauts répartis induisant des surcharges préjudiciables à la durée de vie du composant et des conséquences des courts-circuits. La dégradation des composants se poursuit dès lors, suite au retour en condition normale de fonctionnement.

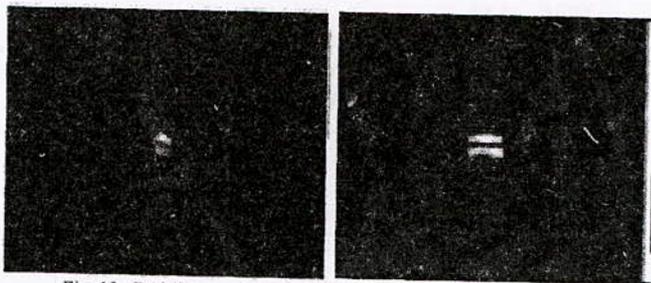


Fig. 10. Défaillances internes des équipements hautes tensions

Dans l'exemple ci-dessus, on distingue des anomalies au niveau des équipements haute tension.

B. Contrôle des installations basse tension

Le contrôle par thermographie infrarouge ne permet pas le contrôle des équipements haute tension de la ligne seulement, mais l'application de cette technique s'étend vers le contrôle des circuits de commande et de mesure. Il permet de localiser des points chauds dans une armoire électrique ou un mauvais serrage de cosses, détecter les déséquilibres de phase, les échauffements de Contacteurs et relais thermiques et vérifier l'état des coffrets de raccordements.

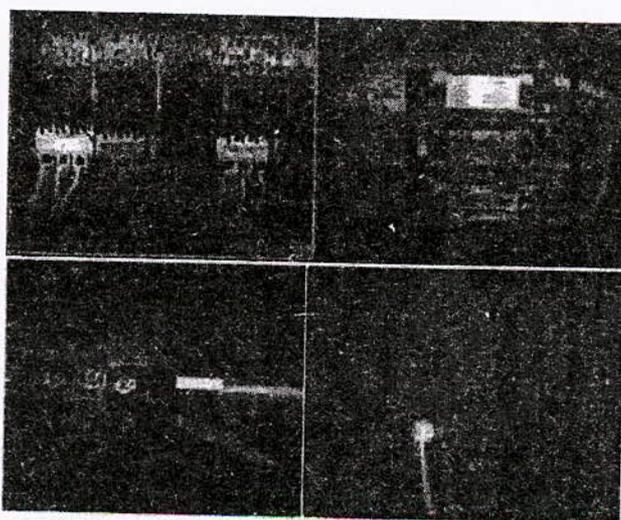


Fig. 11. Points chauds au niveau des installations basse tension

Les thermogrammes ci-dessus représentent quelques défauts dans les circuits basses tensions détectés par le contrôle par thermographie infrarouge.

C. Contribution à l'amélioration de la réception des lignes électriques neuves

La thermographie s'applique aux observations et mesures sur les lignes neuves en cours de réception. Des défauts de conception ou de réalisation (sous-dimensionnement, erreur de conception, malfaçon...) peuvent être mis en évidence [7]. La période de fin de garantie est également propice à l'évaluation des états (apparition des échauffements anormaux) et dégradations survenus en début d'exploitation des lignes électriques. Durant ces périodes, le thermographe peut constater l'état de référence initial ("le point zéro") sur les lignes électriques en fonctionnement normal. Cette opération peut être assurée en cours d'exploitation, si le thermographe n'est jamais passé avant. Le point zéro est important pour définir l'évolution de l'état des lignes électriques. Le suivi périodique prend la suite de l'opération point zéro[7].

VIII. CONCLUSION

La thermographie infrarouge est une technologie de diagnostic permettant de voir instantanément le rendement thermique d'un équipement. Cette technique de contrôle qui est réalisée sur des installations en service permet de détecter les anomalies et les échauffements anormaux (mauvaises connexions, surcharges, déséquilibre de phases, contacts défaillants, sous calibrage...) dans les lignes électriques. Il permet donc une exploitation plus efficace des équipements, une capacité à analyser et à prédire le moment approximatif de la défaillance, un avertissement préalable de la dégradation des équipements et un renforcement de la surveillance des coûts d'exploitation et de maintenance.

L'intégration, dans les programmes de Maintenance Prédictive, de cette technologie permet de réaliser d'importantes économies et de réduire les taux de pannes sur les lignes électriques haute tension.

REFERENCES

- [1] D. PAJANI "La thermographie infrarouge", Techniques de l'ingénieur, Traité Mesures et Contrôles. R 2740 et R 2741. Avril 1994.
- [2] Kahan N'GUESSAN "Méthodes et outils d'aide au diagnostic et à la maintenance des tableaux électriques généraux par le suivi des grandeurs physiques caractéristiques et de leur fonctionnement" thèse doctorat, laboratoire de Génie Electrique, institut national polytechnique de Grenoble, décembre 2007.
- [3] GAUSSORGUES Gilbert, " La thermographie infrarouge : principes, technologies, applications", 3^{ème} Edition, pp 63-72, Lavoisier, Paris, 1989
- [4] Matteo Granziero, "La maintenance, un facteur d'optimisation " Technical Communication Socomec UPS, Septembre 2008.
- [5] D 19 " Thermographie infrarouge – Contrôle des installations électriques", document Technique, P 22. Edition 03.1999.0. APSAD-FFSA
- [6] CAUDA O. ⁽¹⁾; FRANCASTEL J.-C. ⁽²⁾; ROUQUIE G. ; " Tools aided faults diagnosis : Infrared thermography " , Congrès Salon Maintenance'98, Paris , France, 2000,
- [7] Maldague, X. P. " Théory and practice of infrared technology for non-destructive testing", NY John Wiley & Sons, 2001

Life Time Estimation with Different Models of XLPE Insulation Cables under Thermal Aging

L. Boukezzi, A. Boubakeur, M. Lallouani

Abstract - Since the life time estimation and prediction of materials/products is very time-consuming, so it is necessary to do accelerated tests. In this paper, accelerated thermal air aging test has been carried out at four different temperatures. Due to rather coordinated variations and correlate to time, mechanical properties have been chosen as a significant indicator to determine the life time of XLPE insulation. Life time comes to an end when this parameter decreases to the half of its primary amount. Therefore mechanical properties test on XLPE insulation has been done in different thermal stresses and it has been used to formulate two models: Eyring model and a new model called power-exponential model. This later obtained model in life time estimation has good accuracy at elevate temperatures in comparison to other models such as Arrhenius model.

Index terms – XLPE, Thermal aging, life time, degradation

I. INTRODUCTION

THE synthetic insulation cables are largely developed because of their advantages over the impregnated paper cables, which are at the same time economic and technical. In particular, the absence of dielectric fluid improves the exploitation. During their utilization, these cables are exposed to various stresses (electrical, thermal, mechanical, and environmental). In spite of their good properties, under separate or combined stresses, reactions of specific decomposition to each polymer will occur and degrade gradually the characteristics of the initial product. The chemical mechanisms of degradation are reactions of cross-linking between chains, oxidation, hydrolysis, etc. This degradation related to irreversible changes of the material can quickly reduce its lifetime.

L. Boukezzi is with the Electrical Engineering Department of Djelfa University, Algeria (e-mail: L_boukezzi@yahoo.fr).

A. Boubakeur is with the High voltage laboratory of ENP, Algiers, Algeria (e-mail: aboubakeur@yahoo.com).

M. Lallouani is with the ENICAB of Biskra, Algeria (MLallouani@hotmail.com).

Thermal aging often leads to dielectric breakdown. The various mechanisms of thermal degradation were reported elsewhere [1]. The cross-linked polyethylene (XLPE) is largely used because of its excellent physical, chemical, and electrical properties [2]. Under action of various stresses, its chemical composition and physical morphology change [3,4]. The thermal aging of XLPE can lead to the modification of its properties: researchers highlighted a reduction in elongation at rupture and tensile strength [5], an increase in the dielectric loss factor [6] and a diminution in the resistivity [6,7].

Since thermal deterioration is due to the acceleration of chemical reactions produced by increasing temperature, the aging rate can be assumed proportional to the rate of chemical reactions. Therefore thermal endurance can be well described by the so-called Arrhenius law. Several diagnostic properties can be used (e.g., electrical and tensile strength, weight, density), and different end-points can be considered, in order to achieve a thermal endurance evaluation. Other models can be used also to estimate the life duration of the electrical insulation cables. One of these models is an alternative solution of the limitations presented by the Arrhenius model and it is called Eyring model. It considers that the degradation reaction is a thermodynamic process which presents an activation enthalpy ΔH and an activation entropy ΔS [8]. A new model developed by Mirzaie and *al.* [9] has been applied to estimate life time of cellulose paper insulation. This model is called power-exponential model.

In previous work [10] we have used mechanical properties and 50% end point to applied Arrhenius model. In this paper, using accelerated thermal stress at different temperatures (80°C to 140°C) on XLPE cable insulation, mechanical properties were measured. Besides, Eyring and power-exponential models are applied and presented to estimate insulation life time.

II. EXPERIMENTAL SETUP

The studied XLPE (4201 reference) is manufactured by the company UNION CARBIDE and used by ENICA-Biskra firm as insulation of (18/30kV) cables. It contains an antioxidant (Irganox 1035). From the mixture of the polymer resin and its various additives, plates of 2 mm

thick were moulded using a heated press at 180°C and under a pressure of 300 bars. Then, dumb-bells samples of 7.5 cm length and 2mm thick were elaborated and exposed in regulated and ventilated ovens to several temperatures: 80, 100, 120, and 140°C. After each aging time, 10 samples were taken, and then subjected to tensile stress. The experiments considered in breaking, at ambient temperature, the sample using a dynamometer at speed of 50 mm/min. Elongation at rupture and tensile strength were measured.

III. RESULTS AND DISCUSSIONS

Figures 1 and 2 show variation of elongation at break and tensile strength according to the aging time. For all aging temperatures mechanical properties decrease. As seen in these figures the temperatures 120°C and 140°C influence greatly on physical characteristics and lead to strong decrease in the considered properties. In these temperatures, the samples are fractured more rapidly. Life time comes to an end when this parameter decreases to the half of its primary amount. By considering carrying out tests, the life time at 80°C, 100°C, 120°C and 140°C orderly are 12543, 10131, 3310 and 1190 hours for elongation at break, and 13192, 8077, 3253 and 1257 hours for tensile strength.

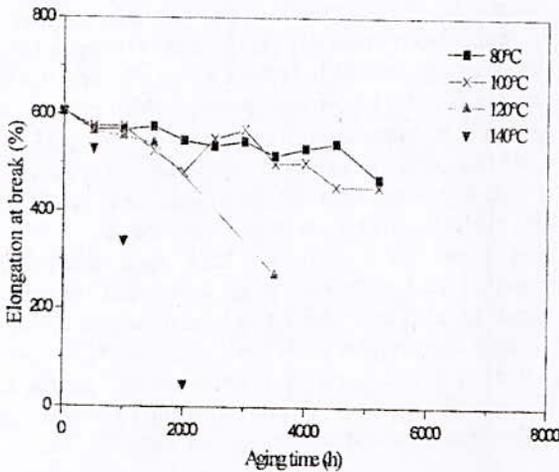


Fig. 1. Variation of elongation at break vs aging time.

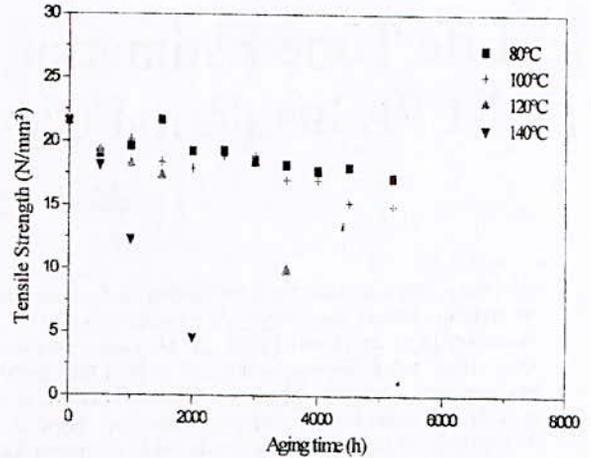


Fig. 2 Variation of tensile strength vs aging time.

XLPE insulation expected life time can be presented considering mechanical properties dropping under thermal stresses. Mechanical behaviour is a good indicator of XLPE life and its aging condition. When the considered property of the insulation has dropped to 50% of its original value, the life is finished. In this paper, XLPE mechanical properties are used for life time estimation using two models.

A. Eyring model

For this model we have exploited the curves of figures 1 and 2 to estimate lifetime of the insulation. In this case we have plot $\log(t_f T)$ versus reciprocal absolute temperature ($1/T$). An activation enthalpy and entropy are derived from Eyring equation according to which the time t required to proceed from the original to the final state of an activated process can be expressed as:

$$t = \frac{h}{kT} \exp\left[\frac{\Delta G}{kT}\right] = \frac{h}{kT} \exp\left[\frac{-\Delta S}{k}\right] \exp\left[\frac{\Delta H}{kT}\right] \quad (1)$$

Where h and k are the Planck and Boltzmann constants, respectively, T is the absolute temperature, and ΔG is Gibbs' free energy of the activated process, given by $\Delta G = \Delta H - T\Delta S$.

From equation (1), one can derive a relationship between $\log(t_f T)$ and $1/T$ in the Eyring plot as :

$$\log(tT) = \left[\log \frac{h}{k} - \frac{\Delta S}{k'} \right] + \frac{\Delta H}{k'} \frac{1}{T} = A + B \frac{1}{T} \quad (2)$$

Where $k' = k / \log e \approx 2.3k$

From (2) we can obtain:

$$\Delta H = Bk' \quad \text{and} \quad \Delta S = k' \left[\log \frac{h}{k} - A \right]$$

A and B can be estimated by applying regression analysis to experimental results plotted in the Eyring coordinates. The obtained results in our case are presented in figure 3. The obtained curves are straight lines with almost equal slopes. In each case a good fit of data points can be observed.

In the case of elongation at break, the lifetime is given by the following relationship:

$$\log(tT) = \frac{2.39659}{T} + 3.54098 \quad (3)$$

In the case of tensile strength, the expression of the lifetime can be written as:

$$\log(tT) = \frac{2.33698}{T} + 3.68195 \quad (4)$$

By using expressions (3) and (4) we calculated the activation enthalpy and entropy. The obtained results are summarized in Table I

	Elongation at break	Tensile strength
ΔH [J]	7.6×10^{-23}	7.4×10^{-23}
ΔS [J/K]	-4.4×10^{-22}	-4.4×10^{-22}
ΔG [J] (at 90°C)	1.6×10^{-19}	1.598×10^{-19}

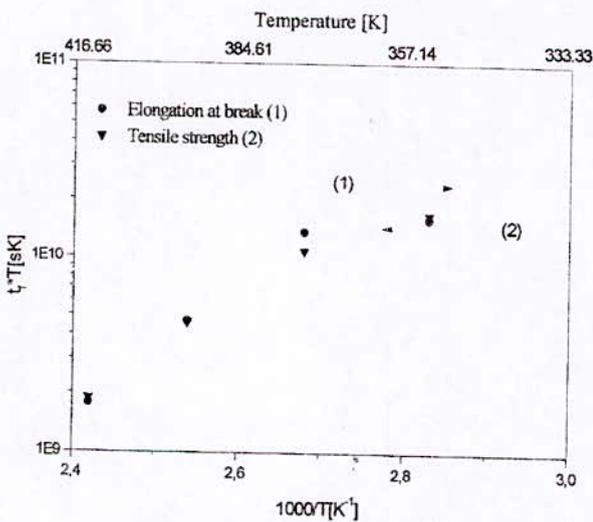


Fig. 3 Lifetime graph in Eyring plot.

We can see that both properties present practically the same values of the thermodynamic quantities. The

obtained values are different from those obtained by Crine [8] using Oxidative Induction Time (OIT) (measured by DSC) which indicating the material's oxidative stability as degradation criteria.

B. Power exponential model of temperature life time

XLPE insulation life time can be presented using a new model which called Power exponential model and defined by equation (5):

$$t = \frac{A \exp\left(\frac{B}{T}\right)}{T^B} \quad (5)$$

In this equation, using extrapolated line $\ln(t)$ vs.

$\left[\frac{1}{T} - \ln(T)\right]$ (figure 4), A and B are calculated for the

XLPE insulation cable. This is achieved by using the Least Mean Square technique.

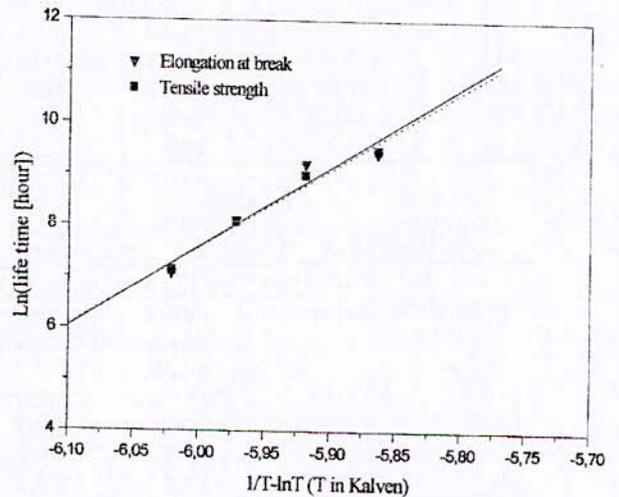


Fig. 4 Power-Exponential model of temperature-life time for XLPE insulation.

In this experiment on the XLPE insulation, power-exponential model would be obtained as the following relation:

In the case of elongation at break:

$$t = \frac{\exp\left(100.655 + \frac{15.511}{T}\right)}{T^{15.511}} \quad (6)$$

In the case of tensile strength, the expression of the lifetime can be written as:

$$t = \frac{\exp\left(98.316 + \frac{15.123}{T}\right)}{T^{15.123}} \quad (7)$$

The expected life time at specified temperatures, have been comprised as shown in Tables II and III between the experimental results, Arrhenius model [10] and power exponential model.

These Tables show that both power-exponential and Arrhenius models have good accuracy. But these models cannot present good response in low temperatures.

TABLE II
COMPARISON OF ESTIMATION LIFE TIME MODELS WITH EXPERIMENTAL VALUES (ELONGATION AT BREAK)

Temperature (°C)	XLPE insulation life time (hour)		
	Experimental	Power exponential model	Arrhenius model
80	12543	16385	16651
100	10131	6953	6676
120	3310	3086	2937
140	1190	1426	1399

TABLE III
COMPARISON OF ESTIMATION LIFE TIME MODELS WITH EXPERIMENTAL VALUES (TENSILE STRENGTH)

Temperature (°C)	XLPE insulation life time (hour)		
	Experimental	Power exponential model	Arrhenius model
80	13192	15371	15697
100	8077	6664	6555
120	3253	3018	2991
140	1257	1422	1584

IV. CONCLUSION

In this paper, performing mechanical properties test, it was shown that increasing XLPE temperature aging will decrease its mechanical properties strongly. Two models have been presented in this investigation, the so-called Eyring model based on thermodynamic process and Power exponential model. This later new model has been presented and comprised with based on accepted mechanical properties criteria (50% of original value of considered property) that can be used in accelerated tests similar to Arrhenius model. This model has good accuracy at elevated temperatures.

REFERENCES

- [1] D. J. Carlsson, D. M. Wiles, In Encyclopaedia of Polymer Science and Engineering, 2nd Ed., Wileyinterscience Edition, New York, Vol. 4, pp. 630-696, 1986.
- [2] D. K. Das-Gupta, "Conduction mechanisms and high field effects in synthetic insulating polymers", *IEEE, Trans. Dielect. Elec. Insul.*, Vol. 4, pp. 149-156, 1997.
- [3] L. Boukezzi, A. Boubakeur, M. Lallouani, "Effect of artificial thermal aging on the crystallinity of XLPE insulation cables: X-ray study", *IEEE, Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, CEIDP*, pp. 65-68, 2007.
- [4] L. Boukezzi, A. Boubakeur, C. Laurent, M. Lallouani, "DSC Study of Artificial Thermal Aging of XLPE Insulation Cables", *12th International Conference on Solid Dielectrics, ICSD07 (IEEE)*, pp. 146-149, Winchester, UK, 8-13 July 2007.
- [5] L. Boukezzi, M. Nedjar, L. Mokhnache, M. Lallouani, A. Boubakeur, "Thermal aging of cross-linked polyethylene", *Annal. Chim. Sci. Matér.*, Vol. 31, N° 5, pp. 561-569, 2006.
- [6] C. Kim, Z. Jin, P. Jiang, Z. Zhu, G. Wang, "Investigation of dielectric behavior of thermally aged XLPE cable in the high-frequency range", *Polym. Test.*, Vol. 25, pp. 553-561, 2006.
- [7] A. Motori, F. Sandrolini, G.C. Montanari, "Chemical, physical and microstructural properties of thermally aged XLPE cable models", *IEEE, Conference Record of the International Symposium on Properties and Applications of Dielectric Materials*, pp. 764-768, Beijing, China, September 12-16 1988.
- [8] P. Crine, "A molecular model to evaluate the impact of aging space charges in polymer dielectrics", *IEEE, Trans. Dielect. Elec. Insul.*, Vol. 4, N° 5, pp. 487-495, October 1997.
- [9] M. Mirzaie, A. Gholami, H. Tayyebi, "Life Time Estimation and Reliability Model for Cellulose Insulation" *12th International Conference on Solid Dielectrics, ICSD07 (IEEE)*, pp. 102-105, Winchester, UK, 8-13 July 2007.
- [10] L. Boukezzi, A. Boubakeur, M. Lallouani, "Endurance thermique du Polyéthylène Réticulé Chimiquement (PRC) utilisé dans l'isolation des câbles MT", *5th Regional Conference of Arab Countries CIGRE Committees, Algiers, Algeria*, 21-23 June 2004.

Effects of Thermal Aging Conditions on the Properties of XLPE Insulated Cables

Y. Mecheri¹, A. Medjdoub², A. Boubakeur³ and D. Abdesselam⁴

¹Université Mouloud Mammeri. Faculté de Génie Electrique et d'Informatique, Tizi-Ouzou, Algérie.

²Université Abderahmane Mira. Laboratoire de Génie Electrique, Béjaïa, Algérie.

³Ecole Nationale Polytechnique, Laboratoire de Recherche en Electrotechnique, B.P182, EL Harrach, Alger, Algérie.

⁴Câblerie ENICABiskra, Laboratoire de Contrôle Qualité, Zone Industrielle, Biskra, Algérie.

Abstract—Thermal stress applied to insulated power cables under service can be continuous or cycled. In the first condition of stress, cables are aged under normal working temperature. In the second one, cables are subjected to thermal shocks due to transient phenomena (short-circuit, overload) occurring in the power system. To investigate the effects of thermal aging conditions on the electrical properties of XLPE insulated cables, continuous and cycled accelerated thermal aging tests on 18/30 kV XLPE cable samples were performed in accordance with IEC standard 216 at four temperature levels ranging from 80°C to 140°C. We obtained a significant degradation of the dielectric properties of the studied material at the temperature of 140°C under continuous thermal aging.

Index Terms— Continuous thermal aging, cycled, accelerated tests, cross-linked polyethylene (XLPE), dielectric properties.

I. INTRODUCTION

Cross-Linked Polyethylene has been used as electrical insulation material in distribution and transmission class cables, for almost four decades. However, it is now generally accepted that despite its excellent physical, chemical, electrical and mechanical properties, XLPE experiences aging when subjected to a thermal stress. Temperature represents an important stress of service which can affect and degrade greatly the properties of the material and may produce a limit to the effective service life of XLPE insulated cables. It is well known that thermal aging of solid insulating material and systems is the occurrence of irreversible deleterious changes that critically affect performance and shorten useful life [1, 2]. The degree and rate of aging of insulation depend on the physical and chemical properties of the material, the nature and duration of applied/induced stress (es), material processing and treatment manufacturing and subsequent use in equipment. In general, we have complex phenomena involving simultaneously several chemical reactions which vary according to the type of insulator. Thermal degradation and the speed of chemical reactions are accelerated by an increase in temperature. The degradation kinetics depends on the concentrations of the various components of the polymer [3]. Various mechanisms

of degradation were reported in the literature [4-6]. The chemical reactions occurring in XLPE thermal aging are reaction of cross-linking between chains, oxidation and hydrolysis, etc.[3]. Thermal stress can be continuous or cycled. In the first condition of stress, cables are aged under normal working temperature. In the second one, cables are subjected to thermal shocks due to transient phenomena (short-circuit, overload) occurring in the power system. The thermal shock may lead to overheating of the insulating material under high temperature which could limit the reliability of the cables and causes their failure. The conditions of thermal aging applied to cables under service constitute a factor of primary importance for the knowledge of the dielectric behavior and reliability of XLPE insulated cables. The aim of this paper is to investigate in a comparative study, the effects of thermal aging conditions on XLPE cable models. For this purpose, continuous and cycled accelerated thermal aging tests were carried out on 18/30 kV XLPE cable samples at four temperatures: 80, 100, 120 and 140°C, according to IEC-216 standard [7].

II. EXPERIMENTAL SETUP

A. Cable Characteristics

The 18/30 kV XLPE cable samples used for the tests were supplied by ENICA.BISKRA "Algerian Cable Company". These cables were manufactured from Union Carbide HFDE 4201 compound (Low density polyethylene (LDPE) added with 2 wt. % of dicumyl peroxide DCP as cross-linking agent and 0.2 wt. % of a hindered phenol (HP, Santonox R) as antioxidant) by simultaneous "triple extrusion" and cured in dry nitrogen at 180°C. The final cable model exhibits the following characteristics:

- conductor : Aluminum, 12.7 mm in diameter;
- the so-called "semi-conducting" layer; a carbon black;
- insulation : XLPE 8 mm thick;
- maximum operating temperature: 90°C;
- short-circuit temperature rating: 250°C;
- specified voltage: 18 kV;
- nominal voltage: 30 kV.

B. Thermal Aging Tests

Continuous and cycled accelerated endurance thermal aging tests were performed on 18/30 kV XLPE cable samples at four levels of temperature : 80, 100, 120 and 140°C, accordingly IEC-216 standard [7] during 2000 hours and 20 thermal cycles (8 hours heating, 16 hours cooling), respectively. Measurements of dielectric losses factor $\tan \delta$ and relative permittivity ϵ_r were made by a universal Schering bridge with an applied specified voltage of 18 kV, 50 Hz before and after thermal aging at the used aging temperatures. The test voltage was applied between the aluminum conductor and the cooper screen (shield) of the cable according to IEC 540 standard [8]. The test temperature was increased from 20 to 140°C.

III. RESULTS AND DISCUSSION

In this section, we will present in a comparative investigation results showing the evolution of the dielectric properties (dielectric losses factor and relative permittivity) of 18/30 kV XLPE insulated cables as a function of aging temperature under the two above-mentioned conditions.

A. Temperature dependence of dielectric losses

The properties of cables are proved by tests and dielectric diagnosis. The measurement of dielectric losses factor is an important non-destructive modern method for testing HV cables. The dissipation factor is performed to prevent the overheating occurring in cables which may eventually lead to a runaway situation (thermal breakdown) and then the failure of the cable. Figures 1 and 2 show the measurements of dielectric losses factor ($\tan \delta$) as a function of test temperature for continuous and cycled thermal aging respectively.

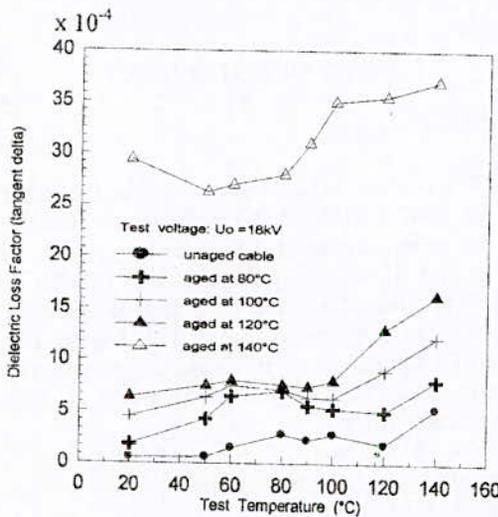


Figure 1. Dielectric losses factor as a function of temperature test before and after continuous thermal aging.

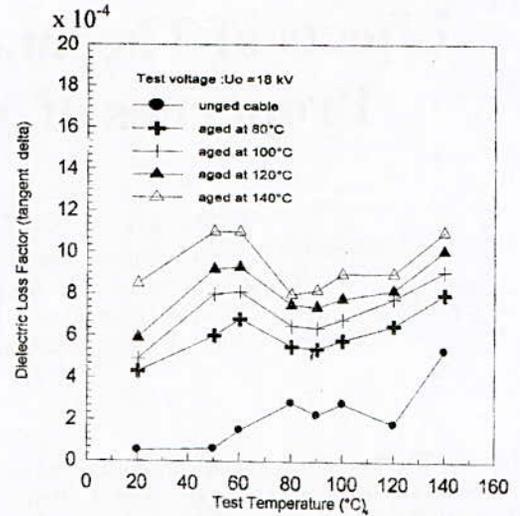


Figure 2. Dielectric losses factor as a function of test temperature before and after cycled thermal aging.

We obtained for the two applied thermal aging conditions a rapid increase in $\tan \delta$ values from 90°C maximum operating temperature of XLPE cable. Similar results were obtained by other researchers on plate samples of the same material subjected to 5000 hours of thermal aging [9].

For the two conditions of thermal aging above-mentioned, we noted a similitude behavior of dielectric loss factor from the point of view of law variation and order of magnitude at the aging temperatures of 80, 100 and 120°C.

Significant values of $\tan \delta$ (40.10^{-4}) were found under continuous thermal aging at 140°C, which are less than those tolerated by IEC- 502 standard [10]. However, under cycled thermal aging, the highest value of $\tan \delta$ has reached 11.10^{-4} which is a very low value to cause thermal breakdown. After thermal aging, the dielectric loss factor presents very highest values comparatively to those measured on unaged cable sample.

It can be seen that the curves of $\tan \delta$ -temperature in the two figures are characteristic of non polar dielectric, which results from insulation conductivity increasing with temperature. Generally, the dielectric losses factor variations with respect to temperature or frequency, known as dielectric spectroscopy, are characterized by the presence of relaxation peaks due to the movements (rotation, vibration, translation) of the material chains segments. These peaks are called α -, β -, γ - and δ - relaxation by temperature decreasing [11]. For the XLPE, the dipolar relaxations are perceptible in the crystalline regions characterizing the α -relaxation peak (process) occurring at higher temperatures [12].

The effect of the temperature on the dissipation factor values let to presume a thermal degradation mechanism (decomposition reactions, chains break, and oxidation). For the XLPE, the thermal oxidation is dominated by the formation of polar groups: ketone, alcohol, aldehyde and acid. This was confirmed by Fourier transform infrared (FTIR) spectroscopy analysis performed on XLPE cable samples removed from service [13]. This investigation has revealed

the presence of -OH and C=O groups which are responsible of dielectric loss factor increasing.

B. Temperature dependence of dielectric constant

As mentioned previously, the dielectric constant (relative permittivity) ϵ_r of the 18/30 kV XLPE cable samples was measured at the same time as the dielectric losses factor and under the same test conditions. The dielectric constant variations as a function of test temperature after 2000 hours of continuous thermal aging and after 20 cycles of cycled aging are illustrated in figures 3 and 4, respectively.

progresses and its values before aging are relatively higher than those obtained after continuous thermal aging. We noted that the dielectric constant decreases with respect to aging temperature. Similar behavior was observed for all cable samples aged under cycled thermal condition. However, the dielectric constant ϵ_r values for a fresh (unaged) cable were lower than those of aged ones (figure 4).

For the two figures, we remark an abrupt change on the curves form of the dielectric constant around the test temperature of 90°C. The reduction in the dielectric constant values as a function of the temperature is believed to be caused by the diminution of the material density.

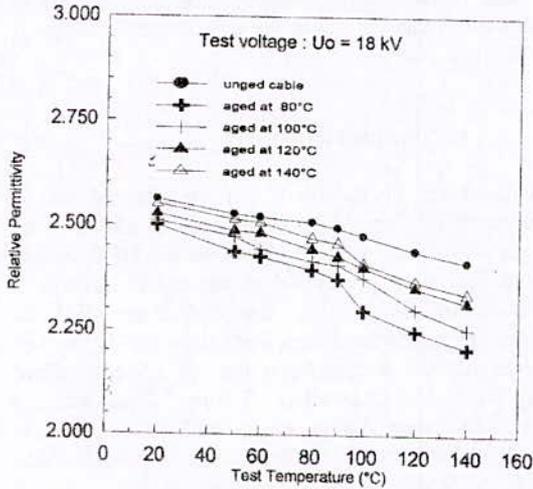


Figure 3. Relative permittivity with respect to test temperature before and after continuous thermal aging.

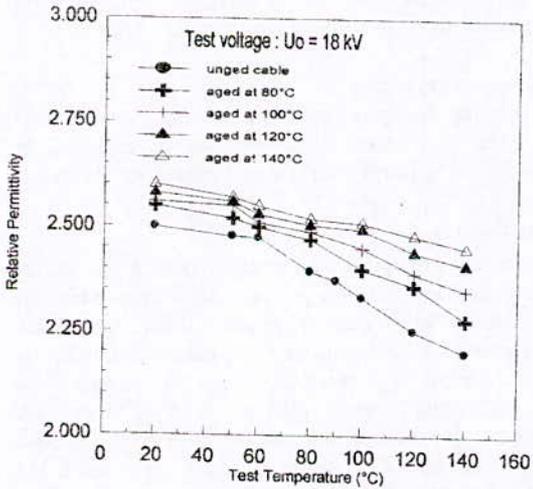


Figure 4. Relative permittivity with respect to test temperature before and after cycled thermal aging.

The obtained results indicate that the relative permittivity curves present the same law of variation under the two studied thermal aging conditions (slight temperature dependence). As can be seen in figure 3, the relative permittivity ϵ_r decreases slightly as the test temperature

IV. CONCLUSION

In a comparative study, we investigated the effects of thermal aging conditions on the dielectric properties of 18/30 kV XLPE cable samples. A similar dielectric behavior was obtained under the two applied thermal aging conditions. However, we observed a significant degradation under continuous thermal aging at the temperature of 140°C without exceeding the tolerated values as recommended by IEC-502 standard. Based on the obtained results, the aging temperature influences slightly the dielectric constant.

For the two applied thermal aging conditions, a rapid increase in $\tan \delta$ values from 90°C maximum operating temperature of XLPE cable was found.

REFERENCES

- [1] IEC standard 505, Evaluation and identification of electrical insulation systems - Part 1: General principles and guide to applications, 1975.
- [2] IEEE standard 1064, Guide for multifactor stress functional testing of electrical insulation systems, 1991.
- [3] I. N. Levine, Physical chemistry, Mc Graw-Hill, 1978.
- [4] P. Paloniemi, "Theory of equalization of thermal aging processes of electrical insulating materials in thermal endurance tests, I: Review and theoretical basis of test methods and chemical and physical aspects of aging" *IEEE Trans. on Elect. Insul.*, Vol. 16, pp.1-6, Feb. 1987.
- [5] R. Bartnikas, "Electrical properties of solid insulating materials: measurements techniques, engineering dielectrics", vol. IIB, chapter 5, 1987.
- [6] D. J. Carlsson, and D. M. Wiles, "Degradation", in *Encycl. Polm. Sci. Eng.*, 2nd ed., Vol.4, John Wiley, New York, pp. 630 – 696, 1986.
- [7] IEC Standard 216.1, Guide for determination of thermal endurance properties of electrical insulating materials, 1974.
- [8] IEC Standard 540, Tests for insulations and sheaths of electric cables and cords (Elastomeric and Thermoplastic Compounds), 1976.
- [9] A. Boubakeur, L. Boukezzi, M. Lallouani and D. Abdesselam, "Thermal ageing influence on the electrical and mechanical behaviour of XLPE", in Proc.4 ISH2001, *International Symposium on High Voltage Engineering*, pp.40-43, 2001.
- [10] Norme CEI 502, Câbles de transport d'énergie isolés par diélectriques massifs pour des tensions assignées de 1kV à 30 kV, 1983.
- [11] J.F. May and G. Vallet, "Contribution à l'étude des propriétés électriques de certains types de polymères à l'état solide", *Revue Générale d'Electricité (RGE)*, Vol. 81, pp. 255-262, 1972.
- [12] R. Bartnikas, "Performance characteristics of dielectrics in presence of space charge", *IEEE.Trans. Dieletr. and Electr. Insul.*, Vol. 4, pp.544 -557, 1997.
- [13] S. Pélissou, R. L'Éciyer, P.E. Beaudoin, G. Sarfi and J.P. Crine, "Caractérisation de câbles extrudés vieilliss en service", Rapport IREQ4742 Hydro-Québec, Canada, 1990.

Etude des propriétés du PVC plastifié soumis à un vieillissement thermique

M. Nedjar, Y. Sadaoui, F. Namani, S. Rezgui

Laboratoire de Génie Electrique, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie.

Résumé- Le but de ce travail est d'étudier l'effet du taux de plastifiant sur les propriétés du PVC utilisé dans les câbles de haute tension. La rigidité diélectrique, l'allongement à la rupture et la résistance à la traction ont été déterminées avant et après un vieillissement thermique. L'étude montre une variation des différentes propriétés du polymère en fonction du taux de plastifiant. Après le vieillissement, on assiste à un phénomène de réticulation traduisant une augmentation de la rigidité diélectrique et de la résistance à la traction ainsi qu'une diminution de l'allongement à la rupture.

Mots clés : PVC, plastifiant, propriétés, Statistique de Weibull

Abstract- The aim of this paper is to study the effect of plasticizer ratio on the properties of polyvinyl chloride used in high voltage cables. The dielectric strength, the elongation at rupture and the tensile strength were determined before and after thermal aging. The study shows that the properties of the polymer vary versus the plasticizer ratio. After aging, one attends to a cross-linking phenomenon expressing an increase in the dielectric strength and the tensile strength as well as a decrease in the elongation at rupture.

Keywords: PVC, plasticizer, properties, Weibull statistic

I. INTRODUCTION

Le polychlorure de vinyle est utilisé dans l'isolation des câbles de haute tension. A l'état pur le polymère est une résine cassante. La température de transition vitreuse du polychlorure de vinyle pur est élevée, elle se situe entre 75°C et 85 °C, ce qui le rend impropre à de nombreuses applications, câbles électriques par exemple. A la résine de base on ajoute des additifs : stabilisants, plastifiants, charges, lubrifiants, pigments et colorants. Ce sont des substances mélangées physiquement au polymère et destinées à modifier l'aspect du matériau, ses propriétés et sa stabilité à l'environnement. Le type et la quantité de chaque adjuvant de chaque adjuvant est le grand problème des producteurs de câbles électriques. Ces différents additifs sont présentés dans la littérature [1,2]. Avec l'emploi de plastifiants, la température de transition du polychlorure de vinyle diminue et se situe entre -10°C et -5°C. Le rôle des plastifiants est d'améliorer la flexibilité [3-6] et d'abaisser la température de transition vitreuse [5,6]. Ils peuvent aussi améliorer la durée de vie du matériau [7]. Les plastifiants sont des produits volatils, leur choix est dicté par la température d'utilisation du matériau. Ils sont généralement utilisés à raison de 3% à 80% en poids.

Ce travail concerne l'influence du plastifiant sur la rigidité diélectrique, l'allongement à la rupture et la résistance à la traction du polychlorure de vinyle utilisé dans l'isolation des

câbles de haute tension. Une analyse statistique de valeurs obtenues des différents paramètres a été faite en utilisant le modèle de Weibull.

II. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Les échantillons du polymère ont été élaborés de la manière suivante: la résine du polychlorure de vinyle et ses différents adjuvants sous forme de granulés ont été introduits dans un malaxeur dont les cylindres ont été chauffés à la température de 140°C jusqu'à l'obtention d'une pâte. Le matériau sous forme de lambeaux a été découpé en plaques. Ces dernières ont été introduites entre les plateaux d'une presse chauffée à 160°C pendant 5 min. L'épaisseur des plaques obtenues est de 2 mm. Le plastifiant utilisé est le dioctylphtalate. Nous avons considéré 5 taux du plastifiant: 30, 40, 50, 60 et 70 %.

A partir des plaques, nous avons découpé des éprouvettes de forme circulaire de 7,5 cm de diamètre pour les essais diélectriques. Quant aux essais mécaniques, les échantillons sont en forme d'haltère de 7,5 cm de longueur réalisées selon les recommandations de la norme CEI 540 [8].

a) Vieillessement thermique

Une population des éprouvettes ont subi un vieillissement thermique dans une étuve à air ventilée et réglée à la température de 150°C jusqu'à un temps d'exposition de 20 h.

b) Essais diélectriques

Pour les essais de rupture diélectrique, nous avons utilisé un générateur de haute tension pouvant délivrer une tension alternative jusqu'à 90 kV, de fréquence 50 Hz. Les essais consistent à soumettre l'échantillon à une rampe de tension de 2 kV/sec, fournie par le générateur, jusqu'au claquage. Les électrodes, en laiton, sont planes. Afin d'éviter les contournements, les échantillons ont été immergés dans une huile isolante (Borak 22). Après rupture, la tension de claquage et l'épaisseur de l'isolant, au point de perforation, ont été relevées. La rigidité diélectrique a été calculée comme le rapport de la tension de claquage et de l'épaisseur.

c) Essais mécaniques

Les essais consistent à rompre les échantillons, à l'aide d'un dynamomètre, à une vitesse de traction de 250 mm/min. Nous avons relevé l'allongement à la rupture et la charge à la traction. La résistance à la traction a été calculée en faisant le rapport de la charge à la traction et de la section de l'éprouvette.

La rupture des matériaux quelle soit diélectrique ou mécanique est un phénomène aléatoire. Par conséquent, il est nécessaire de faire les essais sur un nombre élevé d'échantillons. Pour un taux de plastifiant et un paramètre donnés, ce nombre a été fixé à 50 échantillons.

III. ANALYSE STATISTIQUE

La rupture mécanique est un phénomène aléatoire qui est bien décrit par le modèle de Weibull [9]. Ce modèle a été appliqué à l'étude de la rupture diélectrique des isolants solides [10-15]. La probabilité cumulée P(x) est donnée par l'expression [16] :

$$P(x) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{x}{\alpha} \right)^\beta \right] \quad (1)$$

avec:
 P(x): probabilité de rupture
 x: variable aléatoire, dans notre cas, qui peut être l'allongement à la rupture, la résistance à la traction ou la rigidité diélectrique.

α : facteur d'échelle représentant la valeur du paramètre considéré pour une probabilité de 63,2%.

β : facteur de forme représentant la pente de la droite de Weibull.

Les valeurs des différents paramètres obtenues expérimentalement ont été analysées avec la distribution de Weibull. La probabilité de claquage P_i a été calculée pour chaque valeur x_i du paramètre en utilisant la relation [17]:

$$P_i = \frac{i}{N+1} 100\% \quad (2)$$

avec:
 N: nombre total d'échantillons testés.
 i: rang de la valeur du paramètre considéré après un classement par ordre croissant.

Sur les graphes, la meilleure droite de Weibull a été déterminée par une estimation basée sur la méthode du maximum de vraisemblance. La valeur nominale (63,2 %) des différents paramètres a été déterminée à partir des diagrammes.

III. RESULTATS ET DISCUSSION

1. Variation de la rigidité diélectrique en fonction du taux de plastifiant

La figure 1 donne un exemple de diagramme de Weibull de la rigidité diélectrique. La figure 2 montre la variation de la rigidité diélectrique (63,2%) du polymère en fonction du taux de plastifiant avant et après le vieillissement. Nous constatons, avant le vieillissement, que la caractéristique est d'abord croissante, présente un maximum pour un taux de plastifiant de 40% puis décroît en passant par un minimum pour un taux de 60%. Après le vieillissement, nous constatons le même phénomène mais le maximum est atteint pour un taux de

plastifiant de 50%. La rigidité diélectrique augmente après le vieillissement.

2. Variation de l'allongement à la rupture en fonction du taux de plastifiant

La figure 3 représente un exemple de diagramme de Weibull de l'allongement à la rupture. La figure 4 montre la variation de l'allongement à la rupture en fonction du taux de plastifiant. La caractéristique est une droite croissante de pente 3,52 : l'allongement à la rupture augmente avec le taux de plastifiant. Ce résultat est confirmé dans la littérature [18]. Après le vieillissement, nous constatons une diminution de l'allongement à la rupture.

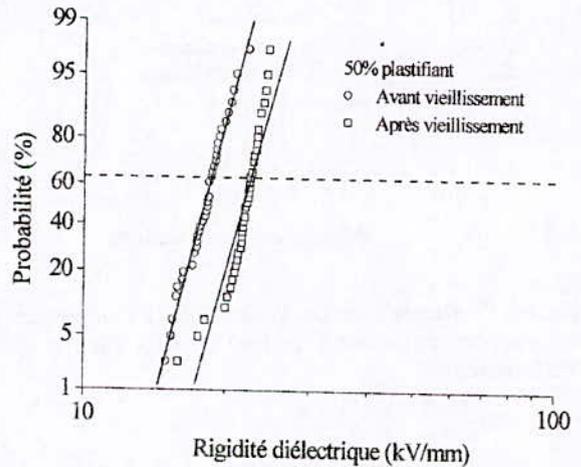


Figure 1 : Diagramme de Weibull de la rigidité diélectrique pour un taux de plastifiant de 50% avant et après le vieillissement.

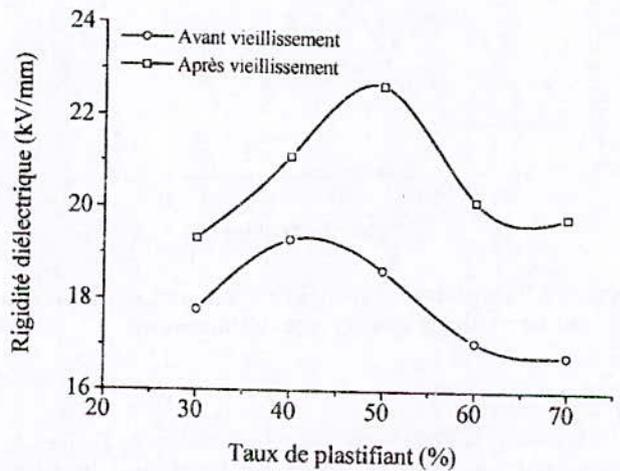


Figure 2 : Variation de la rigidité diélectrique en fonction du taux de plastifiant avant et après vieillissement.

3. Variation de la résistance à la traction en fonction du taux de plastifiant

A la figure 5 est montré un exemple de diagramme de Weibull de la résistance à la traction. La figure 6 illustre

l'évolution de la résistance à la traction en fonction du taux de plastifiant. Avant le vieillissement, la résistance à la traction diminue en fonction du taux de plastifiant suivant une exponentielle décroissante. Après vieillissement, on assiste à une augmentation.

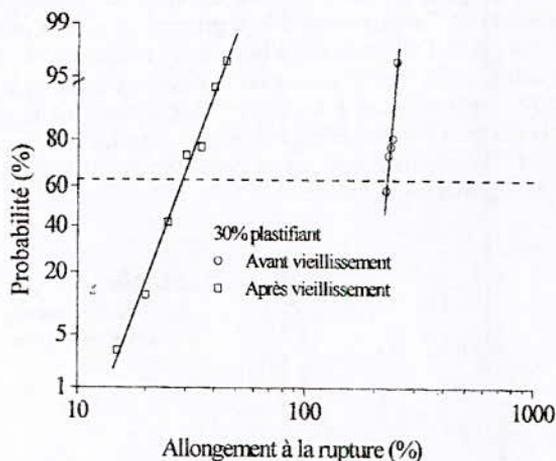


Figure 3 : Diagramme de Weibull de l'allongement à la rupture pour un taux de plastifiant de 30% avant et après le vieillissement.

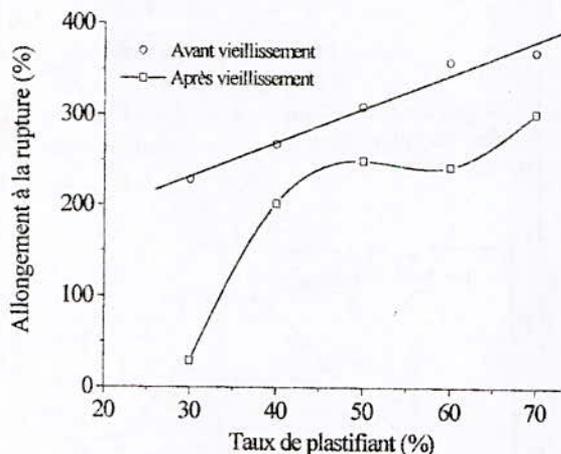


Figure 4 : Variation de l'allongement à la rupture en fonction du taux de plastifiant avant et après vieillissement.

4. Discussion

A l'état pur, l'amplitude des mouvements des chaînes du polychlorure de vinyle est limitée par la présence des forces intermoléculaires responsables de la cohésion mécanique du polymère. L'effet du plastifiant tend à améliorer la mobilité des chaînes. Les molécules de plastifiant s'insèrent entre les chaînes donc déduisent localement les interactions et rendent possibles des mouvements microbrowniens amples, qui améliorent l'aptitude du polymère à subir, sans rupture des déformations importantes, ce qui se traduit par une augmentation du volume libre.

L'affaiblissement des liaisons intermoléculaires s'accroît avec l'augmentation du taux du plastifiant et la rigidité mécanique du matériau diminue. Ce qui conduit à une augmentation de l'allongement à la rupture et une diminution de la résistance à la traction.

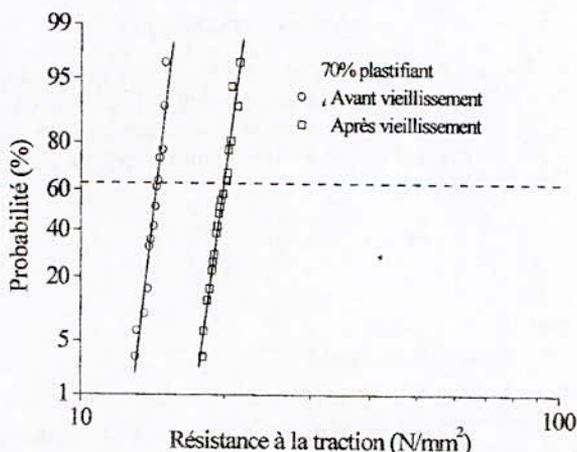


Figure 5 : Diagramme de Weibull des valeurs de la résistance à la traction pour un taux de plastifiant de 70% avant et après le vieillissement.

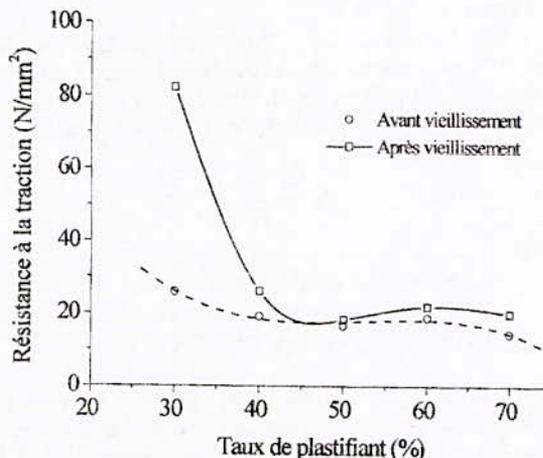


Figure 6 : Variation de résistance à la traction en fonction du taux de plastifiant avant et après vieillissement.

La présence de plastifiant permet d'augmenter le libre parcours des porteurs de charge. Pour les faibles taux de dioctyle phtalate, la rigidité diélectrique augmente, ceci est attribué au piégeage des porteurs de charge dans le plastifiant. Pour les taux de plastifiants importants, le libre parcours des porteurs est tellement important que le piégeage est insignifiant [19]. Dans ce cas, la mobilité des porteurs augmente avec le taux de plastifiant et on assiste à une diminution de la rigidité diélectrique. Nous constatons le même phénomène après vieillissement. Cette augmentation est attribuée à une réticulation du polymère qui se traduit par une diminution de l'allongement du polymère et une augmentation de la résistance à la traction. Les variations maximales des propriétés mécaniques sont de 65 et 45% respectivement pour

l'allongement à la rupture et la résistance à la traction. La rigidité diélectrique est moins affectée par l'augmentation du taux de plastifiant, ses variations n'excèdent pas 13%.

IV. CONCLUSION

L'étude montre que les propriétés du polychlorure de vinyle dépendent du taux de plastifiant. L'allongement à la rupture augmente avec le taux du plastifiant tandis que la résistance à la traction diminue. La caractéristique donnant l'évolution de la rigidité diélectrique en fonction du taux du plastifiant présente un maximum. La rigidité diélectrique est moins affectée que les propriétés mécaniques. Le plastifiant permet des mouvements de chaînes les uns par rapport aux autres en diminuant les forces intermoléculaires et augmentant le volume libre. Pour les faibles taux, la rigidité diélectrique augmente, ceci est attribué au piégeage des porteurs de charge dans le plastifiant. Pour les pourcentages importants la rigidité diélectrique diminue. Ce phénomène peut être interprété par le libre parcours important des porteurs de charge. Dans ce cas, le piégeage est insignifiant. Après vieillissement, la rigidité diélectrique et la résistance à la traction augmentent alors que l'allongement à la rupture diminue.

REFERENCES

- [1] N. Nanda Kumar, Ageing and stabilization of PVC electrical insulation – a review, *Popular Plastics*, 1982.
- [2] G.F Cohan, Polyvinyl and vinyl copolymers, in *Modern Plastics Encyclopedia*, 1982.
- [3] R. F. Boyer, Effect of plasticizers on some physical properties of polymers, *TPPI* 34, No. 8, 357, 1951.
- [4] E.H. Immergut, H.F. Mark, Plasticisation and plasticizer processes, ed. R.F. Gould, American Chemical Society, 1965.
- [5] S.L. Rosen, *Fundamental principles of polymeric materials*, 2nd edition, Wiley, 1993.
- [6] G. Matthews, *PVC: production, properties and uses*, London, Institute of Metals, 1996.
- [7] M. Rahman, C. S. Brazel, The plasticizer market: an assessment of traditional plasticizers and research trends to meet new challenges, *Progress in Polymer Science*, 2004, pp. 1223-1248.
- [8] IEC 540, Tests for Insulations and Sheaths of Electric Cables and Cords (Elastomeric and Thermoplastic Compounds), 1976.
- [9] W. Weibull, A Statistical distribution of wide applicability, *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 18, pp. 293-297, 1951.
- [10] L.A. Dissado, Theoretical basis for the statistics of dielectric breakdown, *J. Phys. D: Appl. Phys.* Vol. 23, pp. 1582-1591, 1990.
- [11] L. A. Dissado, J.C. Fortherrigill, S.V. Wolfe, R.M. Hill, Weibull statistics in dielectric breakdown, Theoretical basis, Applications and implications, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, Vol.EI-19 No.3, pp. 227-233, 1984.
- [12] L.A. Dissado, Predicting electrical breakdown in polymeric insulators. From deterministic mechanisms to failure statistics, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol.9 No. 5, pp.860-875, 2002.
- [13] L.A. Dissado, J.C. Fothergill, *Electrical degradation and breakdown in polymers, IEE Materials and devices series*, Peter Peregrinus Ltd, London, UK, 1992.
- [14] G.C. Stone, J.F. Lawless, The application of Weibull statistics to insulation aging tests, *IEEE Trans. on Electrical Insulation* Vol. EI-14, No.5, pp. 233-239, 1979.
- [15] M. Nedjar, A. Béroual, Aging under AC voltage of polyurethane using the Weibull statistic, *Proceedings of the 2007 IEEE International Conference on Solid dielectrics*, 8-13 July 2007, Winchester, UK.
- [16] G.C. Stone, R.G. van Heeswijk, Parameter estimation for the Weibull distribution, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, Vol. EI-12, No.4, pp.253-261, 1977.
- [17] *IEEE Guide for the statistical analysis of Electrical Insulation Voltage Endurance Data*, ANSI/IEEE Std. 930, 1987.
- [18] S. Yoshida, T. Sato, Y. Kobayashi, T. Sato, T. Shiono, S. Hirai, M. Minami, F. Aida, M. Nakagawa, Y. Aral, Development of a method to evaluate deterioration degree of low-voltage PVC sheathed cable, *Conference Record of the 1998 International Symposium on Electrical Insulation*, Virginia, June 7-10, 1998, pp. 715-718.
- [19] M. Nedjar, Effect of plasticizer ratio on the properties of polyvinyl chloride used in insulation of high voltage cables, *Proceedings of the 10th INSUCON International Electrical Insulation Conference*, Birmingham, UK, 24-26 May 2006, pp. 136-138.

Weibull statistics in electrical aging of polyurethane under AC voltage

M. Nedjar, Y. Sadaoui, S. Rezgui, F.Namani

¹Laboratoire de Génie Electrique,

Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie.

Abstract: The electrical aging of polyurethane under AC voltage has been investigated. This insulating material is used in electrical machines. A Weibull statistical analysis of the time to breakdown was performed. The study shows that the V-t characteristic of the polymer includes three zones. The first one corresponds to the defects of youth. The second one represents a statistical dispersion of the intrinsic defects of the material. The third one expresses the real aging of the polymer which changes. The slope variation of the V-t curve is related to the change of the degradation mechanism. This degradation is governed by the action of the partial discharges which is done according to three stages. During the first one, very fast discharges occur in the cavities. During the second one, the mechanism of the discharges is caused by a very thin layer of oxidation products. The third stage is characterized by the formation of crystals having small dimensions which leads to a degradation by electrical tree.

Keywords: Polyurethane, electrical aging, Weibull statistic, lifetime.

Résumé: Le vieillissement électrique du polyuréthane sous tension alternative a été étudiée. Ce matériau isolant est utilisé dans les machines électriques. Une analyse statistique de Weibull des temps de claquage a été effectuée. L'étude montre que la caractéristique V-t du polymère comprend trois zones. La première zone correspond aux défauts de jeunesse. La seconde représente une dispersion statistique des défauts intrinsèques du matériau. La troisième exprime le vieillissement réel du polymère qui change. La variation de la pente de la courbe V-t a un rapport avec le changement du mécanisme de dégradation. Cette dégradation est gouvernée par l'action des décharges partielles qui se fait selon trois phases. Durant la première, des décharges rapides se produisent dans les cavités. Durant la deuxième, le mécanisme des décharges est causé par une très fine couche de produits d'oxydation. La troisième phase est caractérisée par la formation de cristaux de faibles dimensions qui conduisent à la dégradation par arborescence électrique.

Mots clés : Polyuréthane, vieillissement électrique, statistique de Weibull, durée de vie.

1. INTRODUCTION

The polymers play an important role as solid insulating material in the electric devices (cables, transformers, generators, motors,... etc). This is because they not only have excellent electrical and mechanical properties, but they are easily available for their applications. During the functioning of the devices, these materials are subjected to several stresses: temperature, electric field, radiations,... etc. These stresses can be separated or combined.

The development of the electric systems leads to a more important voltage in service. The failures are largely allotted to dielectric ruptures. These phenomena are due to the electrical aging which gathers all the mechanisms by which the electrical properties of materials evolve in time.

Despite all the precautions taken, defects appear at the time of the implementation or the operation of the system following the formation of degradation products under the action of the electrical and mechanical stresses. These defects are presented in the form of cavities or unsticking. The formation and the evolution of the cavities were described by Bartnikas et al [1]. The application of voltage can induce an important concentration of the electric field being able to produce the ionisation of gas contained in the cavities accompanied by the generation of partial discharges. These discharges constitute a cause of erosion and thus contribute to the deterioration of the insulation: chemical modification of material and change of the electrical and mechanical properties. Several works have investigated the mechanisms of degradation by partial discharges in solid insulating materials [2,3]. It was shown that the propagation of the partial discharges can cause deterioration by electrical tree [4]. The aging of solid dielectrics is characterized by an irreversible deterioration and affects their performance and their lifetime. The comprehension of the degradation mechanisms is necessary for a future development and to envisage a material reliability at the horizon of several tens of years.

This work presents an investigation of electrical aging of polyurethane under AC voltage.

2. EXPERIMENTAL DESCRIPTION

The samples used for the tests are sheaths formed by braid of glass fibre, serving as support and covered with a polyurethane layer of class F (155°C). These samples, cut out starting from coils provided by the German company Wilhelm Hartman, are 4 mm diameter, 250 mm length and 0.5 mm thick. These sheaths are used as insulating material in the electric motors. Before the tests, the samples were observed under a microscope in order to avoid the presence of microscopic cracks which can be the seat of partial discharges before the electric field, in the homogeneous parts, does not reach the values of rupture.

The experimental apparatus is composed by a generator type WHP601/1A which can deliver an alternating voltage, 50 Hz, going up to 16 kV and a support which can receive several samples. This experimental device was placed in a Faraday cage. A cylindrical stainless steel electrode was used as high voltage electrode. This electrode is 500 mm length and was introduced inside each sheath. The external part of the sample was covered with a graphite layer over 200 mm length playing the role of earth electrode. The samples were deposited on a support formed by two copper bars:

- on a side, the steel electrodes rest on the first bar
- on other side, the layers of graphite are in contact with the second bar.

The two bars are connected respectively at the high voltage electrode of the generator and the earth. After having placed the samples on the support, the voltage of the generator was regulated at the desired value. For each voltage, the tests were performed in air and at the ambient temperature on a population of 50 samples. After breakdown, cumulative time was measured using a stop watch.

3. RESULTS AND DISCUSSION

3.1. Statistical analysis of time to breakdown

It is well known that the dielectric rupture is a random phenomenon [5]. Among the various statistics the Weibull distribution [6] remains being preferred, and largely used in the dielectric rupture of solid insulating materials [7]. The cumulative probability $P(t)$, generally used to treat the values of the time to breakdown t obtained starting from life tests, is the two-parameter Weibull distribution. It is given by the expression [8]:

$$P(t) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{t}{\alpha}\right)^\beta\right] \quad (1)$$

with:

α : scale parameter representing the time to rupture for a probability of 63.2%.

β : shape parameter representing the slope of the straight line of Weibull plot.

The experimental data plot must be a straight line whose the slope is β in the coordinate system:

$$X = \log t \quad (2)$$

$$Y = \log\left(\ln \frac{1}{1-P}\right) \quad (3)$$

with:

P: cumulative breakdown probability

The values of time to breakdown obtained in the tests were analysed with the two-parameter Weibull distribution. The method is as follows:

- The values of the time to breakdown were classified by ascending order.
- The cumulative breakdown probability P_i is calculated for each time t_i by using the relation [9]:

$$P_i = \frac{i}{N+1} 100\% \quad (4)$$

with:

N: total number of tested samples.

i: value rank of time to breakdown t_i .

c) the experimental data $(\log t_i, \log \ln \frac{1}{1-P_i})$ were represented.

d) On the graph, the best linear fit of Weibull plot was determined by an estimate based on the method of the maximum likelihood. Values of the scale

parameter (α) and the shape parameter (β) were deduced.

- The 90% confidence bounds were calculated by using the method described by J.F. Lawless for a Weibull distribution [10,11]. One speaks about 90% confidence bounds where one takes a risk of 10% to see a spot outside belonging to the distribution.

Figures 1,2 represent examples of the Weibull diagrams of the time to breakdown corresponding to the voltages: 1 and 4.5 kV. We note that the width of the tolerance bounds is more important for the lower probabilities.

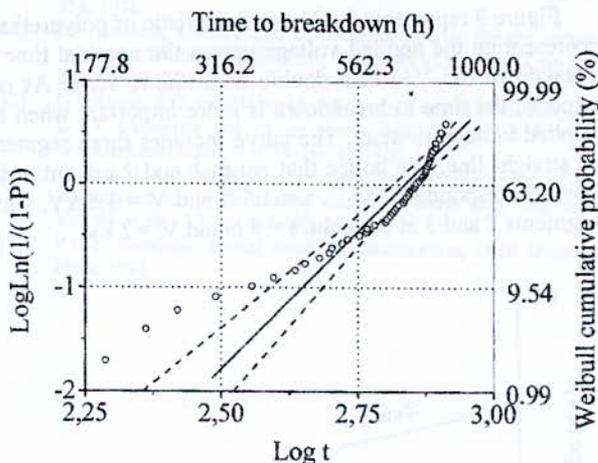


Figure 1. Weibull plot of the time data to breakdown with 90% confidence bounds at 1 kV.

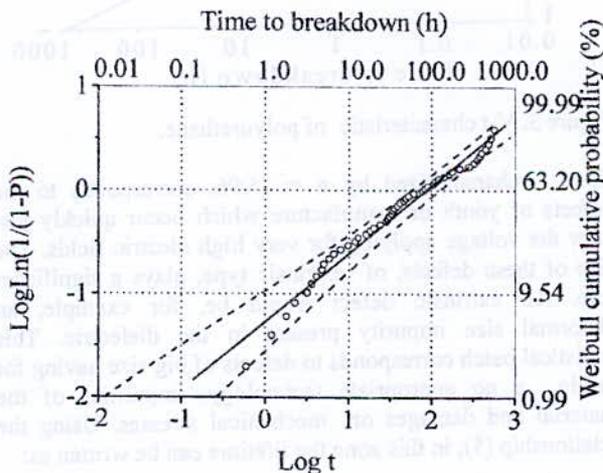


Figure 2. Weibull plot of the time data to breakdown with 90% confidence bounds at 4.5 kV.

3.2. Lifetime characteristic

For a long time, the endurance tests under voltage are executed in order to evaluate the lifetime of solid insulating materials. One represents V-t characteristic giving the evolution of the applied voltage versus the time to breakdown. This curve is important for the practical determination of the lifetime in service. The most frequently

Influence Combinée de la Température et des Décharges Electriques sur les Propriétés de l'Huile de Transformateur

Ihham KHELFAANE, Derradji REBBOUH

Centre de Recherche et Développement d'Electricité et Gaz (CREDEG)-SONELGAZ,
36 Route de Ouled Fayet, El Achour, Alger, Algérie. E-mail: ikhelfane@sonelgaz.dz; drebbouh@sonelgaz.dz

Azzeddine NACER, Hocine MOULAI, Lyazid LASMI, Adil BELAZZOUG

Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediène ; Laboratoire des Systèmes Electriques et Industriels ; FEI, BP 32, Bab Ezzouar, Alger, Algérie. E-mail: nacer3dz@gmail.com; moulaiah@yahoo.fr

Résumé—Ce travail est consacré à l'étude des variations des propriétés physico chimiques de trois huiles minérales de transformateur soumises à la double contrainte d'un champ de température et des décharges électriques. Trois huiles de différents niveaux de dégradation ont été analysées à travers les mesures de la rigidité, la teneur en eau, la permittivité relative, le facteur de dissipation et la résistivité. En addition à cela, une analyse des variations des gaz dissous dans l'huile principale nous a permis d'émettre un diagnostic sur les causes de la détérioration du transformateur à partir duquel elle a été extraite.

Abstract—This work is devoted to the study of the physico-chemical properties of three transformer naphthenic mineral oils simultaneously submitted to thermal stresses and electric discharges. Three oils of different degradation levels are analysed through measurements of dielectric strength, water content, relative permittivity, dissipation factor and resistivity. In addition, a dissolved key gases analysis of the principal oil enabled to diagnose on the reasons of deterioration of the transformer from which this oil is extracted.

Mots clés—Propriétés physico chimiques, Huile de transformateur, température, décharges électriques.

I. INTRODUCTION

Les incidents dans les transformateurs de puissance sont parmi les raisons principales de longues coupures des réseaux électriques avec de sérieuses répercussions sur la fiabilité du système, en plus des pertes significatives de revenu. Les normes et les guides de charge des transformateurs définissent la durée de vie des matériaux isolants sous forme de fonction fortement dépendante de la température. La durée de vie des transformateurs est également affectée par les contraintes électriques (décharges partielles) et mécaniques qu'ils subissent.

Souvent combinée avec l'effet de l'humidité [1-3], la température joue un rôle néfaste pour la durée de vie des transformateurs et la rigidité diélectrique aussi bien dans l'huile que dans le papier avec lequel elle est associée [3,4].

La réduction du degré de polymérisation moléculaire du papier résulte des phénomènes d'hydrolyse, d'oxydation et de pyrolyse [5]. Les deux premiers processus sont minimisés par le remplissage de la cuve d'un gaz inerte au dessus de l'huile ou bien par l'utilisation d'une membrane dans le conservateur. La température reste ainsi le seul agent accélérant du vieillissement et devant faire l'objet de surveillance de la part du personnel d'exploitation.

A cet effet, des mesures de température sont effectuées en permanence sur des transfo en fonctionnement qui seront combinées avec le contenu en gaz dissous afin de détecter rapidement un éventuel défaut en développement [6].

Ce travail est consacré à l'influence combinée de la double contrainte de température et des décharges électriques sur les variations de la rigidité diélectrique, du facteur de dissipation ($\tan \delta$), de la résistivité, de la permittivité et de la teneur en eau dans trois huiles de différents niveaux de dégradation. Ce travail vient en complément à l'étude consacrée à l'influence de la teneur en eau dissoute dans l'huile [7]. Dans la perspective d'un premier diagnostic, nous allons tenter d'éclaircir l'influence de certains caractères intrinsèques et extrinsèques liés à l'effet de la température sur les propriétés de l'huile.

II. TECHNIQUE EXPERIMENTALE

Le choix des huiles à analyser (figure 1) s'est fait sur la base d'une huile en défaut (l'huile C), ayant subi un déclenchement buckholtz, qui sera comparée le long de ce travail à deux huiles extrêmes : l'une neuve non traitée (l'huile A) et l'autre, l'huile B, encore opérationnelle après trente années de service.

Dès réception, un échantillon zéro est prélevé sur chaque type d'huile pour être caractérisé à travers les mesures de l'indice de couleur (Coul), du point éclair (Pe), de l'indice d'acidité (Ia), de la viscosité (μ) et de la teneur en eau (Te), respectivement en conformité avec les normes ASTM D1500, NFT 60-103, ISO 6618, ISO 2909 et CEI 814. Les résultats sont représentés sur le tableau 1.

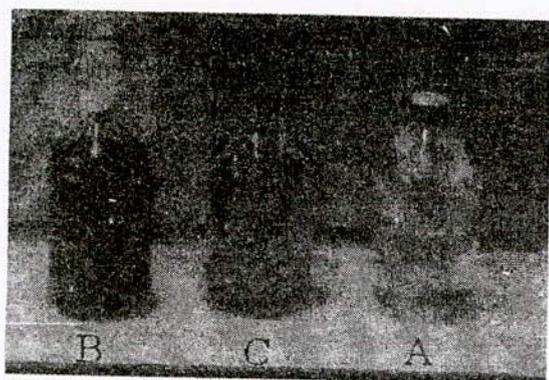


Figure 1. Echantillons des trois huiles étudiées.

Tableau 1. Propriétés physico-chimiques des trois huiles.

Type d'huile	Te (ppm)	μ (mm ² /s)	Coul	Ia	Pe (°C)
A	58.13	10.102	<0.5	0.028	140.5
B	17.73	13.501	3.8	0.1008	159
C	21.5	8.855	1	0.0224	147

La viscosité cinématique est un paramètre caractérisant l'évacuation de la chaleur. Le vieillissement et l'oxydation de l'huile ont tendance à accroître la viscosité. Cependant, cet effet n'est pas remarquable aux niveaux de détérioration des huiles considérées. La même constatation est valable pour le point éclair.

Les seuls paramètres mettant en évidence le vieillissement de l'huile sont l'indice d'acidité et la couleur. La teneur en eau est beaucoup plus dépendante des paramètres externes que ceux de l'huile en question. Les valeurs relativement élevées sont essentiellement dues au milieu externe des transformateurs où l'humidité annuelle moyenne est de 80% et la température moyenne variant entre 12 et 25 °C.

Pour chaque type d'huile, six échantillons ont été prélevés; chacun est porté à un degré de température donné, entre 20 et 120 °C durant une période de 1h30mn. Tous les échantillons ont subi une agitation durant l'opération de chauffage sous pression atmosphérique. Pour chaque niveau de température, les paramètres suivants ont été mesurés : teneur en eau, tension de claquage, résistivité (ρ), permittivité relative (ϵ_r) et facteur de dissipation ($\tan\delta$).

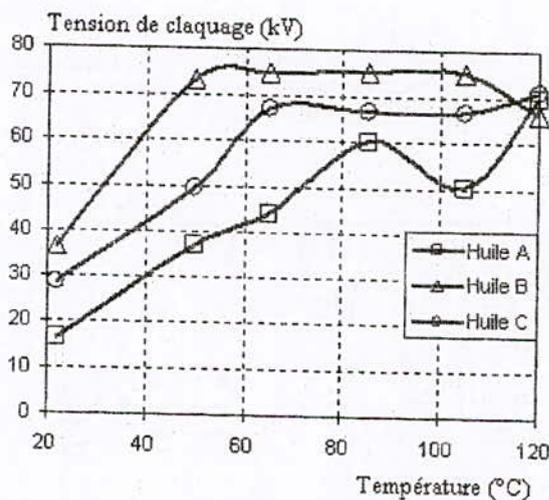
La tension de claquage est mesurée conformément aux recommandations de la CEI 156 avec une augmentation de la tension de 2 kV/s. Pour chaque remplissage d'huile, six tests consécutifs sont effectués, avec un repos de 2 min entre deux tests. Les électrodes sont rincées à chaque renouvellement d'huile. La teneur en eau est mesurée juste après ouverture de la cellule après avoir mélangé l'huile à l'aide d'un agitateur. Il est important de considérer une moyenne de 3 à 4 valeurs correspondant à des prélèvements dans différentes parties de la cellule.

L'analyse des gaz dissous est effectuée grâce à un chromatographe en phase gazeuse de type TFGA P200, conformément à la CEI 60 567. Les gaz sont extraits par la technique de "Shake Test".

III. TENSION DE CLAQUAGE OU/ET RIGIDITE

A froid, les trois huiles présentent une tension de claquage faible par rapport aux exigences de la norme CEI 422. Elle augmente cependant avec la température et retrouve des valeurs en accord avec les normes à partir de 70 °C pour l'huile A, 50 °C pour l'huile B et 30 °C pour l'huile C (figure 2). Ce qui révèle la présence de produits contaminants tels que l'eau, nécessitant, entre autres, un séchage de l'huile avant son utilisation.

L'huile A présente une teneur en eau élevée, avant et plus ou moins après les claquages. Elle s'améliore cependant au fur et à mesure qu'elle subit les claquages et l'application de la température. Par contre, les huiles B et C présentent toujours des teneurs en eau acceptables, dans les limites prévues par les normes.

Figure 2. Tension de claquage U_c en fonction de la température T pour les trois huiles: A, B et C.

La tension de claquage est fortement affectée par la température du fait que cela favorise la vaporisation des traces d'eau contenues dans l'huile. L'amélioration de la rigidité sous l'effet de la température est toujours accompagnée par une réduction de l'humidité [7]. Ceci est valable pour les trois huiles considérées. Cet effet est cependant plus marqué dans l'huile A. Cette amélioration est atténuée lorsque la teneur en eau est réduite à 15 ppm. Une température de l'ordre de 60 °C est suffisante pour mener l'huile à ce niveau qualitatif en ce qui concerne la rigidité et la teneur en eau. De même, l'application des décharges aux trois huiles engendre une tendance à réduire la teneur en eau aux faibles températures, notamment pour l'huile A [7]. Cet effet est réduit et perd sa prédominance lorsque l'huile est soumise à des températures plus élevées.

Pour les trois huiles, la rigidité augmente avec le nombre de claquages sous la température ambiante (fig. 3); elle tend à

s'améliorer et se stabiliser à 105°C au fur et à mesure que l'huile subit des décharges (fig. 4). L'huile dans ce cas, subit l'effet dominant de la vaporisation des traces d'eau à ce niveau de température. A 120°C, la rigidité est toujours meilleure qu'à 20°C mais varie de manière très fluctuée (fig. 5). Ce qui peut être imputé à la faible viscosité de l'huile à ces températures proches du point éclair de l'huile.

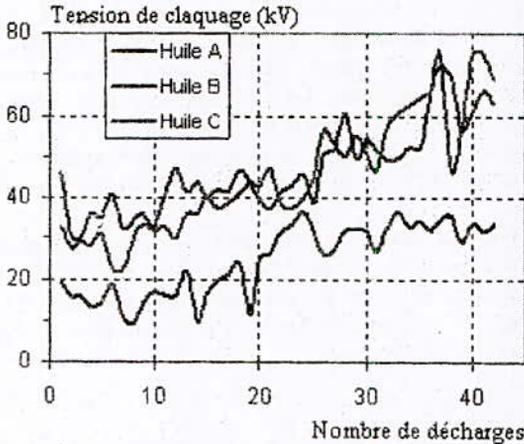


Figure 3. Tension de claquage en fonction du nombre de décharges dans les trois huiles à température ambiante T = 20°C

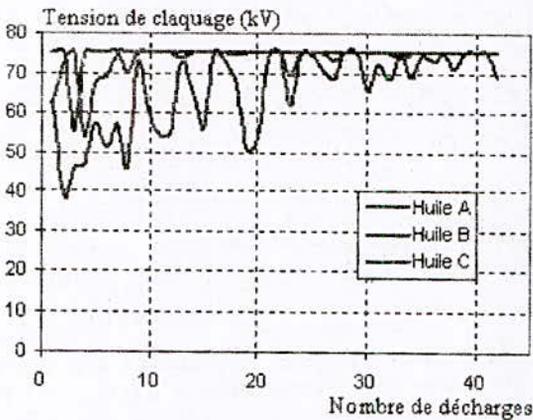


Figure 4. Tension de claquage en fonction du nombre de décharges dans les trois huiles à température T= 105°C.

IV. VARIATIONS DE LA TENEUR EN EAU

Afin d'analyser de manière globale les différentes variations, nous avons préféré analyser les rapports entre les valeurs des différents paramètres avant claquage et celles après claquage (Ab/Aa pour l'huile A, Bb/Ba pour l'huile B et Cb/Ca pour l'huile C). La figure 6 présente les rapports entre les teneurs en eau avant claquage et celle mesurées après claquage pour les trois huiles A, B et C.

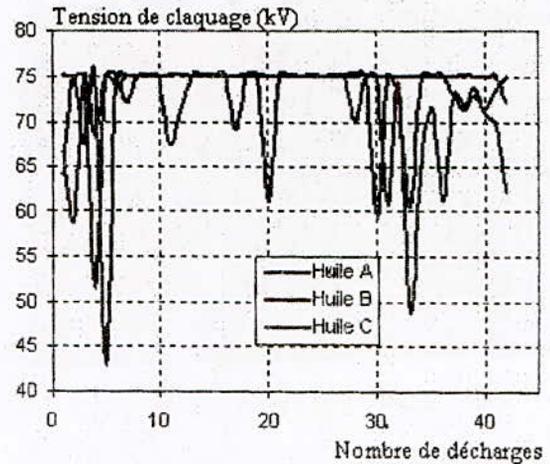


Figure 5. Tension de claquage en fonction du nombre de décharges dans les trois huiles à T= 120°C

Pour l'huile A, un comportement inattendu de la teneur relative en eau en fonction de la température a été relevé. Aux températures inférieures à 70 °C, l'application de décharges réduit la teneur en eau, alors que pour les températures supérieures, cette teneur a tendance à augmenter avec l'application des décharges et de manière d'autant plus importante que la température est élevée. Ceci peut être imputé à l'humidité présente au laboratoire ou à un phénomène physique peu connu.

Pour l'huile B, le rapport des teneurs en eau oscille autour de 1. Ce qui signifie que les claquages appliqués sur cette huile n'ont pas eu le même effet que les deux autres huiles. Le claquage, dans cette huile, mettrait en contribution beaucoup plus les ponts d'impuretés solides présentes en son sein que les particules d'eau également présentes.

Le rapport des teneurs en eau avant claquage et après claquage de l'huile C (Cb/Ca) diminue avec l'augmentation de la température jusqu'à 80°C où les deux quantités deviennent égales pour ensuite augmenter et marquer un pic aux environs de 105 °C.

V. PERMITTIVITE RELATIVE ϵ_r

La permittivité est une valeur adimensionnelle et dépend de la structure interne de l'huile et caractérise la polarité entre les molécules. Elle présente une tendance plus complexe à la variation lorsque la température de l'huile est augmentée. Cette variation est cependant modeste (entre 2,13 et 2,15 pour l'huile A, entre 2,19 et 2,21 pour l'huile B et entre 2,16 et 2,18 pour l'huile C).

A température ambiante, le rapport des permittivités reste inchangé après l'application des décharges aux huiles B et C alors qu'il est légèrement supérieur à 1 pour l'huile A (fig. 7).

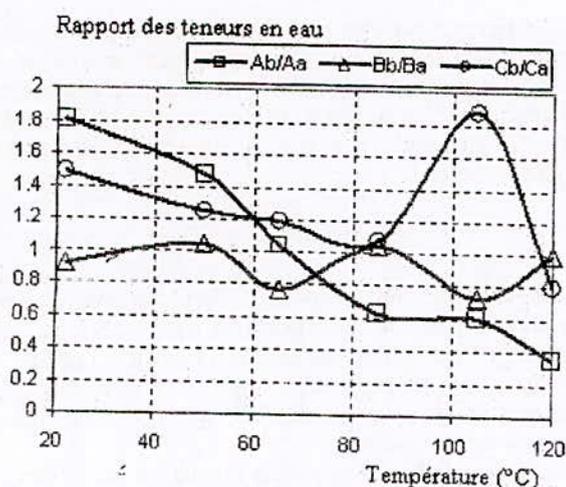


Figure 6. Variations des rapports des teneurs en eau en fonction de la température avant (Ab) et après (Aa) l'application des séries de décharges.

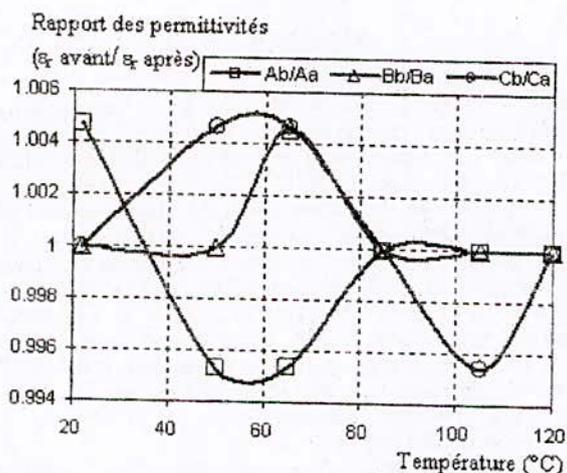


Figure 7. Variations de la permittivité ϵ_r en fonction de la température pour les trois huiles.

Aux alentours de 60 °C, on observe des pics supérieurs à 1 pour les huiles B et C et un pic inférieur à 1 pour l'huile A. Pour les températures supérieures, le rapport des permittivités tendra à se stabiliser autour de l'unité pour les trois liquides.

Une interprétation de l'état d'une huile sur la base de ce paramètre seul est difficile. Elle pourra l'être en combinaison avec l'angle de pertes $\tan \delta$. Par contre, il apparaît clairement que la permittivité relative augmente, quelle que soit la température, avec l'âge de l'huile qui est en relation directe avec sa couleur. Le faible nombre de claquages (48 de l'ordre de 20 mJ) n'a pas eu d'effet significatif sur l'état général de l'huile pour altérer sa permittivité relative.

VI. FACTEUR DE DISSIPATION ($\tan \delta$)

L'angle de pertes (facteur de dissipation), à l'image de la teneur en eau avec laquelle il est fortement lié, est très affecté par la température. L'application des décharges diminue le

facteur de dissipation à la suite de la vaporisation localisée d'une certaine quantité de l'eau contenue dans l'huile. D'autre part, le fait que l'huile B présente, quelle que soit la température, une $\tan \delta$ plus élevée que les deux autres types d'huiles, suggère que les particules qui doivent être en plus grand nombre dans cette huile, du fait de sa couleur, jouent un rôle complémentaire à celui de la présence d'eau.

La figure 8 montre les variations du rapport des facteurs de dissipation pour les trois huiles. Il diminue généralement avec la température, avec cependant un pic pour l'huile A à 105 °C. Ceci signifie que l'huile retrouve une résistivité après la série de claquage meilleure que celle d'avant.

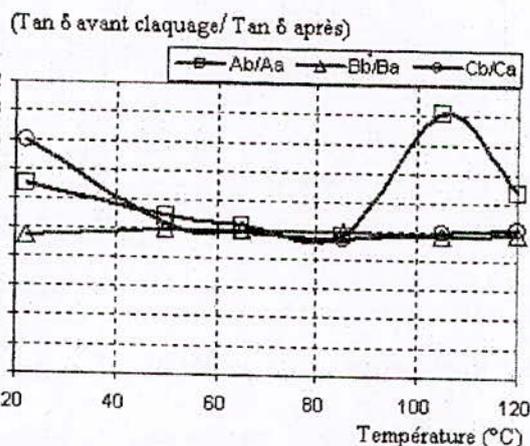


Figure 8. Rapport des facteurs de dissipation $\tan \delta$ en fonction de la température dans les trois huiles.

Cet effet peut être imputé à la forte diminution de la teneur en eau pour cette huile lorsqu'elle est soumise aux champs de température sachant que l'eau contenue dans cette huile est formée par condensation lors de son stockage, alors que le processus de formation de l'eau contenue dans les deux autres huiles est beaucoup plus long et obéit à des mécanismes plus complexes liés aux interactions huile-papier.

Ce qui est inattendu dans cette figure, concerne le fait que les valeurs des rapports de l'huile C sont supérieures à celles des deux autres huiles pour les températures entre 20 et 50 °C. Le facteur de dissipation pour cette huile est fortement affecté par les décharges alors que celles-ci semblent n'avoir aucune influence sur l'huile B pour toute la plage de températures appliquées, malgré que cette huile présente les valeurs de $\tan \delta$ les plus élevées.

VII. VARIATIONS DE LA RESISTIVITE

L'application des décharges aux huiles A et C a tendance à améliorer la qualité de ces huiles en ce qui concerne la résistivité. Cette dégradation est d'autant plus importante que l'huile est froide. En effet, l'application des décharges à ces huiles, sous des températures entre 20 et 60 °C, augmente les rapports des résistivités (fig. 9). Cette augmentation tend cependant à se stabiliser à la valeur 1 pour toute la gamme de températures entre 60 et 120°C.

Par contre, ce rapport varie très peu pour l'huile B (autour de 1 pour les températures ente 20 et 120 °C). Ce qui signifie que la résistivité de l'huile B est quasiment in affectée par les décharges sur toute la gamme de température. Ceci est lié à la qualité de cette huile de 30 années dont les propriétés sont plus altérées par les particules que par l'humidité qu'elle contient.

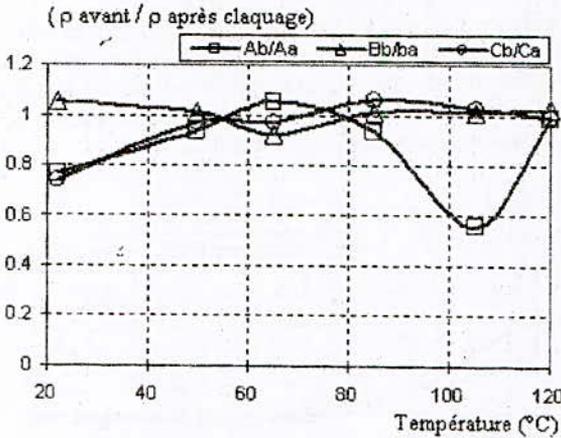


Figure 9. Rapports des résistivités moyennes ρ en fonction de la température pour le trois huiles : A, B et C.

VIII. RAPPORT DES GAZ DISSOUS DE L'HUILE C

En dépit du fait que le transformateur à partir duquel l'huile C a été extraite est soumis à un relais Buckholtz, les seuls paramètres qui sont en dessous des recommandations des normes sont : la tension de claquage ($U_c=28.57kV < 50kV$) et la teneur en eau qui dépasse légèrement la valeur maximale recommandée ($21.52 > 20ppm$). A cet effet, nous avons eu recours à l'historique des gaz dissous dans cette huile. La figure 10 présente les variations des gaz dissous, où les quantités de CO2 sont très supérieures à celles des autres gaz. Ce dernier, aussi bien que le CO, est cependant connu ne pas être un gaz de défaut [8] et indique clairement que l'origine du défaut se situe au niveau de l'isolation solide.

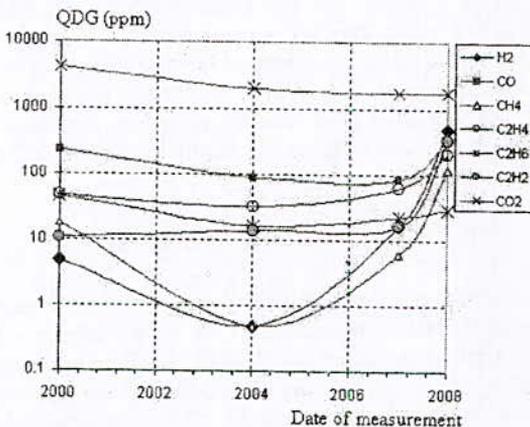


Figure 10: Evolution chronologique des quantités de gaz dissous (QDG) (échelle logarithmique) en fonction de la date de mesure.

Le diagnostic que l'on peut émettre est que les variations des volumes d'acétylène et d'hydrogène sont anormaux ; le transfo semble être le siège d'arcs électriques qui pourraient dépendre aussi bien de l'état de l'isolation solide ou/et des points de connection que des surtensions pouvant être à l'origine de ces arcs.

IX. CONCLUSION

Les vieillissements thermique et électrique sont peu liés ; seule la rigidité semble être affectée par les défauts électriques de l'huile C. Les autres paramètres (résistivité, $\tan \delta$, ϵ_r et teneur en eau) demeurent peu sensibles à ce type de défaut. La génération de grandes quantités de gaz de défaut affecte faiblement ces paramètres.

Les mesures physico-chimiques combinées avec l'analyse des gaz dissous permettent non seulement d'évaluer l'état général de l'huile mais aussi de mettre en évidence les raisons de détérioration de l'isolation ou l'origine des facteurs de contamination, et ainsi prendre les mesures appropriées pour assurer un fonctionnement sûr des équipements.

REFERENCES

- [1] Garcia, B., Burgos, J.C., Alonso, A.M, Sanz, J.: *A moisture-in-oil model for power transformer monitoring-Part I: Theoretical foundation*. In: IEEE Transactions on Power Delivery, Vol.20 (2005), No.2, April 2005, p. 1417-1422.
- [2] Garcia, B., Burgos, J.C., Alonso, A.M, Sanz, J.: *A moisture-in-oil model for power transformer monitoring-Part II: Experimental verification*. In: IEEE Transactions on Power Delivery, Vol.20 (2005), No.2, April 2005, p. 1423-1429.
- [3] Holthein, I., Kachler, A.J.: *Aging of cellulose at transformer service temperatures. Part2. Influence of moisture and temperature on degree of polymerization and formation of furanic compounds in free-breathing systems*. In: IEEE Electrical insulation magazine, Vol. 21 (2005), No.5, September/October 2005, p. 20-24.
- [4] Galli, A.W., Cox, M.D.: *Temperature rise of small oil-filled distribution transformers supplying nonsinusoidal load current*. In: IEEE Transactions on Power Delivery, Vol.11 (1996), No.1, January 1996, p. 283-291.
- [5] McNutt, W.J.: *Insulation thermal life considerations for transformer loading guides*. In: IEEE Transactions on Power Delivery, Vol.7 (1992), No.1, January 1992, p. 392-401.
- [6] Lecieutre, B.C., Hagman, W.H., Kirtley Jr, J.L.: *An improved transformer top oil temperature model for use in an on-line monitoring and diagnostic system*. In: IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 12 (1997), No.1, January 1997, p. 249-256.
- [7] Moulai H., Nacer A., Khelfane I., Debche A.: *Water content influence on physico-chemical properties of a transformer naphthenic oil*. In: Proceedings of the 8th IASTED international conference on Power and Energy Systems EuroPES'08, June 23-25 2008, Corfu, Greece, p. 249-253.
- [8] IEEE Std C 57.104, *IEEE guide for the interpretation of gases generated in oil-immersed transformers*, 1991.

Temperature Effect on Dielectric Loss of PEN Film

S. Berdous, N. Amroun, Saidi, M. Saidi and M. Bendaoud

Physics Faculty, Material Physics Laboratory,
University of Science and Technology (USTHB)
Bp N° 32, El-Alia, 16111 Bab Ezzouar, Algiers, Algeria
e-mail: gebesadz@yahoo.fr

Abstract—Measurements of conduction currents were carried out on polyethylene naphthalate semi crystalline (PEN) at electrical field equal to 40×10^6 V/m. We used Hamon approximation to the $I(t)$ characteristics, to calculate the value of the dielectric permittivity in the 10^5 to 10^0 Hz frequency range. The evolution of permittivity as function of thermally effect shows that dielectric loss increases with temperature.

Keywords— Dielectric loss, temperature effect, PEN film

I. INTRODUCTION

For a long time, polymers have held a significant place in the electrical engineering field. The insulating virtues of some polymers such as polyethylene (PE), polyethylene terephthalate (PET), led to their use in various field either as an insulator as in the case of cables for energy transport, or as dielectric, e.g. in capacitors. The appearance of a new material in this field, poly(ethylenenaphthalate-2,6-dicarboxylate) (PEN), has motivated many studies during the last few years from the point of view of their electrical properties, making this material a serious opponent of PET and polypropylene (PP), in the manufacture of capacitors [1].

It is generally observed that the charging current flowing through a polymer film by application of a step voltage decays with time until a steady state is achieved, and follows approximately the empirical law, $I_{ch}(t) \propto t^{-l}$, where l is a constant characteristic of the material, often observed to be close to unity, this is the well-known Curie-Von Schweidler relationship (referred to later as the Curie law, for simplicity). A reverse transient discharging current (or resorption current) is also observed after the removal of the field and obeys the Curie law t^{-n} where n is similar to l . There are numerous interpretations of these currents in the literature. However, the most important mechanisms that have been proposed are dipolar relaxation (with distribution of relaxation times), charge injection forming trapped space charge, tunnelling, hopping of charge carriers, or electrode polarization. [2]-[7].

In our work, the study of the charging and discharging currents circulate through the PEN film, 25×10^{-6} m thick supplied by DuPont De Nemours (Luxembourg) and prepared

with aluminium evaporated electrode, 2cm in diameter, on both sides of the sample, was used to investigate the dielectric loss, in 10^5 to 10^0 Hz frequency range, and its evolution as function of thermal stress. The PEN was examined over the temperature range 100°C - 130°C at 40×10^6 V/m.

II. RESULTS AND DISCUSSION

Film of PEN, 25 μm thick, was supplied by Du pont de Nemours Luxembourg, two circular electrodes with lateral contacts were obtained by evaporating 50-nm-thick aluminum layers under vacuum on both sides, 2 cm in diameter, of the sample. During measurement, sample were maintained at the same initial relative humidity in a grounded stainless steel cell. Temperature was controlled by the heating element immersed in the cell and well-stabilized field strengths ranging from 24×10^6 to 72×10^6 V/m were obtained from a Hewlett Packard stabilities power supply (Figure 1). Charging and discharging currents were recorded by a programmable Keithley electrometer, model 617, in a time scale ranging from 1s to 3 h [9].

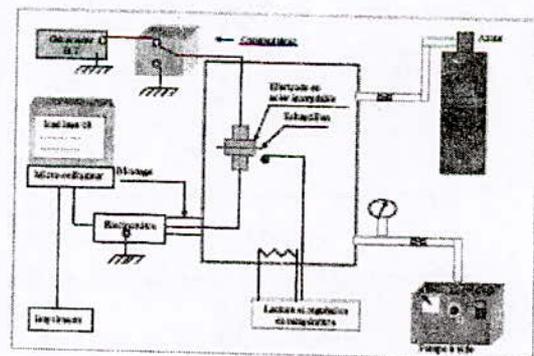


Fig. 1. Synoptic diagram of experimental procedure

Figure 2 shows the discharging current at 40×10^6 V/m and 110°C , obtained by measuring the short circuit current after DC voltage removal. We can see that the current decreases

monotonously with time over several orders of magnitude following the Curie law.

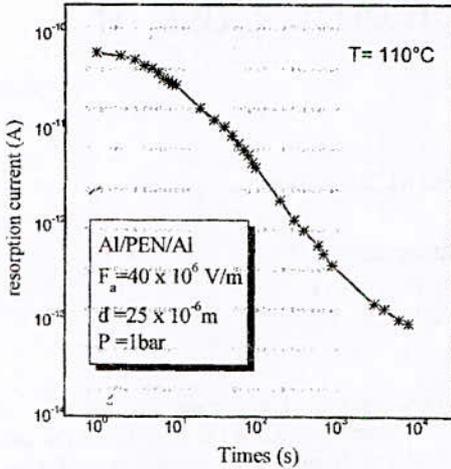


Fig. 2. Time dependence of resorption current, at $F_a=40 \times 10^6$ V/m

This observation is also obtained for other temperatures as mentioned in figure 3. In addition, when the temperature increases we observed that the current tends to have two different behaviors characterised by the presence of a break around a value $t_c \approx 1000$ s. This change observed between 100° and 130°C was associated with internal change, associated with the glass transition [8].

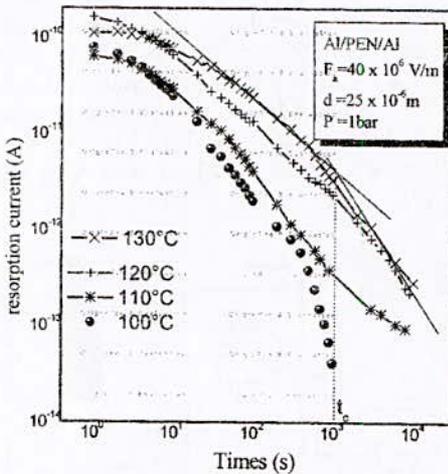


Fig. 3. Time dependence of resorption currents, at $F_a= 40 \times 10^6$ V/m.

If the response to a voltage is linear, we can pass to the frequential response by applying the Hamon approximation [10] to the resorption (discharging) current;

$$\epsilon_r''(\omega) - \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} = \frac{I(t)}{C_0 V_0 \omega} \quad (1)$$

where $\epsilon_r''(\omega)$ is the loss factor, σ is the conductivity, ω the pulsation of the applied field, ϵ_0 the permittivity of the

vacuum, C_0 the capacity of the dielectric between electrodes, V_0 the applied voltage and $I(t)$ is the resorption current. So that, the discharging currents were transformed into the frequency domain using the Hamon transform (figure 4).

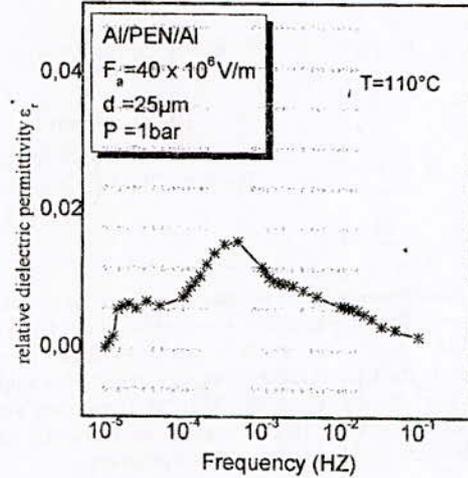


Fig. 4. Frequency dependence of dielectric loss in PEN, at $F_a= 40 \times 10^6$

Figure 5 shows that, at a constant electric field, there is a loss peak whose position moves to lower frequencies as temperature decreases. In addition, it can be seen that the magnitude of the peak increases with temperature.

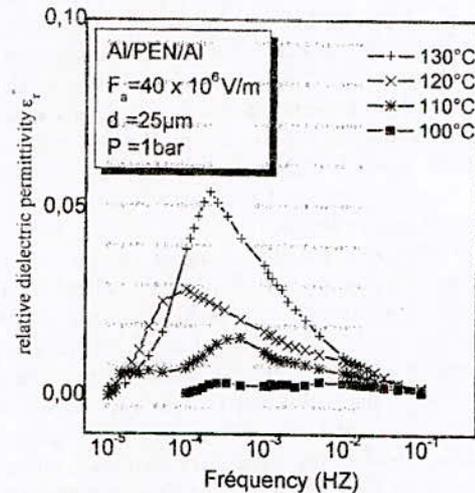


Fig. 5. Frequency dependence of dielectric loss in PEN, at $F_a=40 \times 10^6$ V/m.

The existence in PEN of three main dipolar relaxations was demonstrated years ago [12], [13]. The first relaxation, localized around -50°C and labelled the β process, has been attributed to non-cooperative molecular motions of some parts of the principal PEN chain. The second dipolar process, namely β^* process, centred around 65°C, is associated with the motion of the naphthalene rings and neighbouring

carbonyl groups, both constituting a total entity rotating about the main polymer axis [14].

The third dipolar process, namely the α process, results in micro-Brownian and cooperative motions of chain segments by a configuration rearrangement of the entire chain [15] involving long chain segmental and reflecting the mean. This process is located around 130°C, Thus it seems likely that the dipolar α relaxation process could be responsible for the transient discharging current.

The temperature dependence of the maximum loss is shown in Figure 6 by plotting the logarithm of the maximum loss as a function of the reciprocal temperature.

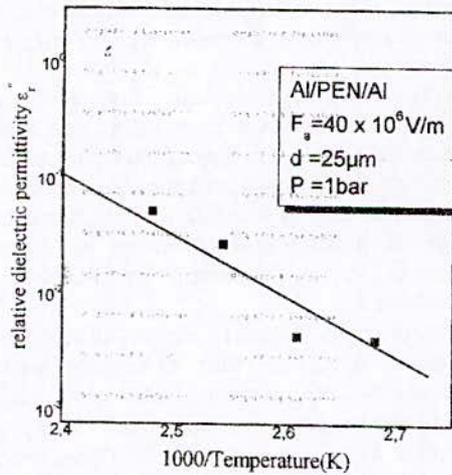


Fig. 6. Temperature dependence of the loss maximum at $F_a=40 \times 10^6$ V/m.

This plot assumes the Arrhenius law:

$$\varepsilon'' \approx \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right) \quad (2)$$

Where k is the Boltzmann constant and T the absolute temperature. The apparent activation energy E_a was evaluated as 1.03eV. Mackersie et al [11] have studied the low frequency response of PEN over the range 130°-150°C in 20×10^6 V/m, their activation energy value was 2.31eV.

III. CONCLUSION

The use of the Hamon approximation to the current, permit the determination of the dielectric response of the material. The evolution of the dielectric permittivity in the PEN film as function of temperature, indicates that the maximum loss move to a lower frequency when the temperature increases between 100°C and 130°C, so that the loss are thermally activated.

ACKNOWLEDGMENT

Du Pont de Nemours is thanked for providing us with PEN samples.

REFERENCES

- [1]: S. Yasufuku. "Application of poly(ethylene naphthalate) films to electrical and audio-visual uses in Japan". IEEE Electrical Insulation magazine, Vol. 12, pp. 8-14, (1996).
- [2]: Mac Donald, J. R. Electrical response of materials containing space charge with discharge at the electrodes", *J. Chem. Phys.* Vol. 54, pp. 2026-2050, (1976).
- [3]: Walden, R. H. "A method of the determination of high-field conduction laws in insulating films in the presence of charge trapping". *J. Appl. Phys.* Vol. 43, pp.1178, (1972).
- [4]: Lindmayer, J. "Current transients in insulators". *J. Appl. Phys.* Vol. 36, pp. 196, (1965).
- [5]: Wintle, H. J. "Decay of excess charge in dielectrics having shorted electrodes". *J. Appl. Phys.* Vol. 42, pp. 4724, (1971).
- [6]: Wintle, H. J. "Absorption current, dielectric constant, and dielectric loss by the tunnelling mechanism". *J. Appl. Phys.* Vol. 44, pp. 254, (1973).
- [7]: Havriliak, S., S. Negami. "A complex plane representation of dielectric and mechanical relaxation processes in some polymers". *Polymer*. Vol. 8, Pp. 16, (1967).
- [8]: Saidi.Amroun, N., H. Oubouchou, S. Berdous, M. Saidi and M. Bendaoud. "Temperature effect on transient charge and discharge currents in poly (ethylene naphthalene-2,6-dicarboxylate)". *Int. Polym. Anal. Charact.* Vol. 11, pp.159-169, (2006).
- [9]: Saidi-Amroun, N., S. Berdous, M. Saidi and M. Bendaoud. "Measured and simulated transient current in polyethylene terephthalate films below and above the glass transition temperature". In *Proceeding of the 2004 IEEE International Conference on Solid Dielectrics: ICSD 2004, Piscataway, N. J: IEEE.* Vol. 1, pp. 137-140, (2004).
- [10]: Hamon, B. V. "An approximation method of deducing dielectric loss factor from direct current measurements". *Proc. IEEE.* Vol. 99, pp.151-155, (1952).
- [11]: Mackersie, J. W., M. J. Given and R. A. Fouracre. "Influence of gamma radiation on the properties of polyethylenenaphthalate (PEN)". *Proceeding of the (2004) IEEE International Conference on Solid Dielectrics.* Given, M. J., S. J. MacGregor and R. A. Fouracre. (2001). Gamma radiation effects in polyethylene naphthalate-electrical properties". In *Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena Annual Report, Washington, D.C.: National Academy of Sciences-National Research Council.* pp. 183-187, (2004).
- [12]: Colombini, D., N. Zouzou, J. J. Martinez-Vega. "Influence of morphological and conformational changes on the molecular mobility in poly(ethylene naphthalene-2,6-dicarboxylate)". *Macromol. Symp.* Vol. 212, pp. 479-484, (2004).
- [13]: Guastavino, J., E. Krause and C. Mayoux. "Influence of aging on electrical properties of polyethylene naphthalate-2,6-dicarboxylate films". *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation.* Vol. 6, pp. 792-797, (1999).
- [14]: Blundell, D. J and K. A. "Buckingham. The b-loss process in liquid crystal polyesters containing 2,6 naphthyl groups". *Polymer.* Vol. 26, pp. 1623-1627, (1985).
- [15]: Canadas, J. C., J. A. Diego, M. Mudarra, J. Belana, R. Diaz-Calleja, M. J. Sanchis, C. Jaimés. (1999). "Relaxation study of poly(ethylene-2,6-naphthalene dicarboxylate) by t.s.d.c, d.e.a and d.m.a". *Polymer.* Vol. 40, pp. 1181-1190, (1999).

Manœuvre contrôlée synchronisée des lignes THT par un relais à base de réseaux de neurones

Bouthiba Tahar, Dine Mohamed

Abstract – This paper presents a command relay (intelligent relay) based on neural networks to realize a controlled switching of a transmission line. The switching time is reduced by the prediction of the zero crossings on the voltage signal at the source. The results show that the controlled switching permits to reduce the over-voltages.

Index Terms – Relay, neural networks, transmission line, prediction of the zero voltage, controlled switching.

Résumé – Cet article propose un relais de commande (intelligent) à base de réseaux de neurones pour réaliser une manœuvre contrôlée synchronisée. Le temps d'enclenchement est réduit par la prédiction du passage par zéro de la tension de la phase à la source. Les résultats montrent que l'enclenchement contrôlé permet d'obtenir des surtensions de valeurs très réduites par rapport à un enclenchement non contrôlé.

Mots clés – Relais de commande, réseaux de neurones, ligne de transport, prédiction du zéro de la tension, enclenchement contrôlé.

I. INTRODUCTION

Le niveau d'isolement des réseaux à très haute tension est conditionné en grande partie par l'importance des surtensions de manœuvre qui déterminent davantage la conception de l'isolement que les surtensions de foudre [1]. Les surtensions de manœuvre se trouvent donc au centre des études de ces réseaux. Le niveau d'isolement nécessaire pour tenir les chocs de manœuvre peut avoir une influence significative sur le coût d'un réseau de transport.

L'estimation précise des surtensions dans des conditions d'exploitation variées est un facteur important pour la conception d'un réseau de transport à THT. Il est donc important lors de la conception des réseaux de transport de connaître l'amplitude des surtensions auxquelles on doit s'attendre. Plus le niveau de tension est élevé, plus il est important de diminuer les surtensions.

Les manœuvres engendrent des régimes transitoires qui, dans les réseaux à THT peuvent entraîner des surtensions exigeant une isolation importante et antiéconomique.

Différentes méthodes de contrôle des surtensions ont été utilisées avec succès depuis de nombreuses années. Les résistances de fermeture ont été utilisées depuis longtemps comme moyen efficace, malheureusement leur présence conduit à un encombrement du disjoncteur et l'augmentation de son volume.

Durant cette dernière décennie, les résistances de fermeture ont été éliminées à chaque fois que cela a été possible. Aux Etats Unis, les disjoncteurs plus anciens ont été remplacés par des disjoncteurs sans résistances avec une installation de parafoudres à oxyde de zinc aux extrémités opposées de la ligne. Actuellement on se dirige vers l'élaboration et le développement de l'enclenchement contrôlé synchronisé.

Des surtensions particulièrement élevées se produisent à la fermeture quand la tension entre les contacts ouverts du disjoncteur atteint son maximum. De telles conditions critiques peuvent être évitées par l'emploi de l'enclenchement contrôlé permettant ainsi l'abaissement des surtensions. Dans cet article nous proposons un relais de commande (intelligent) à base de réseaux de neurones pour réaliser une manœuvre contrôlée synchronisée et réduire le temps d'enclenchement.

II. ENCLICHEMENT CONTROLÉ SYNCHRONISÉ

Les disjoncteurs T.H.T. sont constitués de contacts indépendants, l'ouverture et la fermeture d'un pôle se produit indépendamment des autres pôles [2, 3]. Les angles d'enclenchement (θ_e) des pôles du disjoncteur correspondent aux angles des tensions du côté de la source à l'instant de la fermeture électrique des contacts des pôles. Ces angles ont une très grande influence sur les surtensions lors de l'enclenchement.

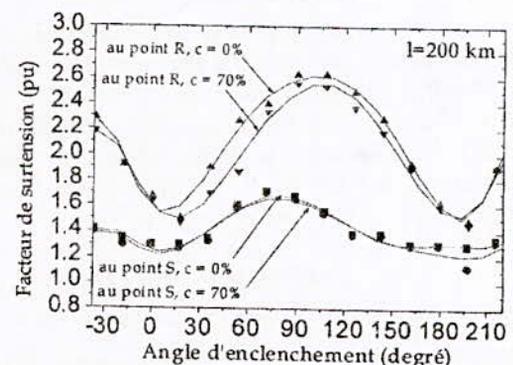


Fig. 1. Facteurs de surtension en fonction de l'angle d'enclenchement θ_e .

Bouthiba Tahar : Université des Sciences et de la Technologie d'Oran
Faculté de Génie Electrique B. P. 1505 EL Mnaouer, Oran, Algérie
e-mail : tbouthiba@yahoo.com.

Dine Mohamed : Université des Sciences et de la Technologie d'Oran
Faculté de Génie Electrique B. P. 1505 EL Mnaouer, Oran, Algérie
dinemohamed83@yahoo.fr.

En prenant pour angle de référence celui qui correspond au passage de la tension par zéro par valeurs croissantes, la Figure 1 montre le facteur de surtension maximal en fonction de l'angle d'enclenchement θ_e aux extrémités S et R de la ligne [2].

On peut voir que le facteur de surtension le plus faible est obtenu lorsque l'angle d'enclenchement est au voisinage de 0° et 180° , c'est à dire lorsque la tension à la source passe par zéro. Le facteur de surtension le plus élevé est obtenu lorsque l'angle d'enclenchement est au voisinage de 90° , c'est à dire lorsque la tension à la source atteint sa valeur maximale.

Les surtensions engendrées lors de l'enclenchement et du ré-enclenchement de la ligne peuvent être donc réduites en contrôlant l'instant de fermeture des pôles du disjoncteur, de telle façon que cette fermeture se produit à un moment favorable, c'est à dire lors du passage de la tension par zéro. On désigne cette méthode par le nom de la fermeture contrôlée synchronisée. Afin de réaliser avec succès une fermeture contrôlée, la tension de la source est surveillée par un contrôleur de manœuvre [4]. La séquence de temps pour la fermeture est donnée sur la Figure 2.

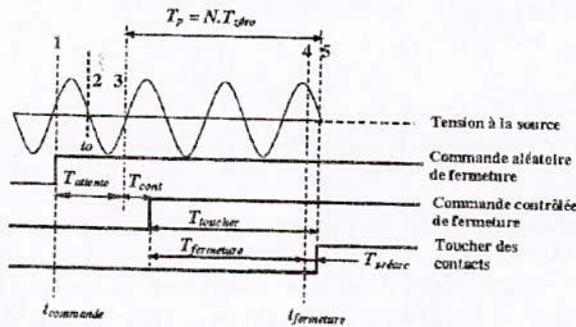


Fig. 2. Séquence de fermeture des contacts

La commande de fermeture initiale est fournie de manière aléatoire par rapport à l'angle de phase du signal de la tension à l'instant $t_{commande}$ (1). Cette commande est retardée par le contrôleur de manœuvre d'un temps $T_{attente}$ qui peut être utilisé par le contrôleur pour les fonctionnements et les calculs internes (détermination du premier zéro de la tension au temps t_0). Après le temps d'attente $T_{attente}$, un délai de synchronisation T_{cont} est introduit en relation avec le passage par zéro correspondant (3) pour la commande effective de la fermeture des contacts. La durée T_{cont} est déterminée par le temps de fermeture $T_{fermeture}$ (temps de fermeture mécanique, il est l'intervalle de temps entre la mise sous tension de la bobine de fermeture et le début du touché des contacts - temps de réponse de la bobine-) et le temps de pré-arc. Le temps $T_{préarc}$ (un temps relativement faible) est le temps qui s'écoule entre l'instant de pré-amorçage (4) et le toucher des contacts (5). Nous pouvons écrire :

$$T_{cont} + T_{fermeture} + T_{préarc} = N.T_{zéro} \quad (1)$$

où N est le nombre entier de demi-cycles de l'onde sinusoïdale.

Le temps $T_{attente}$ permet de détecter le premier passage par zéro de la tension (2) pour définir le début du temps T_{cont} au deuxième zéro de la tension après une demi-période (3).

III. RELAIS PROPOSE POUR LE CONTROLE SYNCHRONISE DES MANŒUVRES

La manœuvre contrôlée synchronisée peut offrir différents avantages, elle est une alternative économique aux méthodes conventionnelles de réduction des transitoires de manœuvre, telles que les résistances d'insertion, les réactances de limitation de courant et les parafoudres. L'application la plus courante associée à la manœuvre synchronisée est la fermeture contrôlée sur le zéro de tension des bancs de condensateurs et des réactances de compensation [4, 5] afin de minimiser les transitoires de la mise sous tension. Toutefois, il existe d'autres problèmes de réseau qui ont été découverts lors de ces dernières années pour lesquels la manœuvre contrôlée présente une solution pratique, comme l'enclenchement des lignes de transport. Le contrôle des surtensions de manœuvre par une synchronisation de la fermeture des pôles du disjoncteur sur un point de zéro de tension est un concept qui a été le fruit de recherches depuis de nombreuses années, mais qui a été limité par les technologies disponibles. Toutefois, grâce aux conceptions modernes de disjoncteurs et aux commandes électroniques, on peut considérer que le matériel adéquat est désormais disponible pour permettre une manœuvre contrôlée synchronisée [6, 7]. Les premiers disjoncteurs à haute tension avec un système de contrôle électronique ont été mis en service opérationnel récemment. Dans [8] on propose un circuit de commande du disjoncteur où seulement une seule phase est observée avec la détection du passage par zéro du courant de cette phase. Dans [9] les auteurs proposent la technique de la 'Méthode d'injection' où une tension d'amplitude égale et opposée à la tension entre contacts du disjoncteur est injectée au moment de la fermeture. Nous proposons un Relais de Commande Synchronisée du Disjoncteur (RCSD) intelligent à base de réseaux de neurones pour réaliser une manœuvre contrôlée synchronisée (enclenchement, ré-enclenchement).

A. Fonctionnement du relais de commande

Le Relais de Commande Synchronisée du Disjoncteur (RCSD) permet de réduire le temps $T_{attente}$ en prédisant le premier passage par zéro du signal tension (le point (2) de la Figure 2). Cette opération permet de réduire le temps de fermeture d'une demi-période par rapport au circuit proposé en [8]. Chaque pôle du disjoncteur est muni d'un prédicteur de la valeur future de la tension au secondaire du transformateur de tension (TT) installé à la source (Figure 3).

Le prédicteur du premier passage par zéro de la tension est déclenché par l'ordre de l'enclenchement (manuel ou automatique) pour produire l'enclenchement ou le ré-enclenchement de la ligne. Les tensions échantillonnées de la sortie du secondaire du TT sont utilisées comme entrées aux réseaux de neurones. Chaque phase utilise son propre réseau de neurones pour prévoir le passage de la tension correspondante par le premier zéro. La Figure 4 montre la séquence de fermeture pour une seule phase permettant de réduire le temps $T_{attente}$.

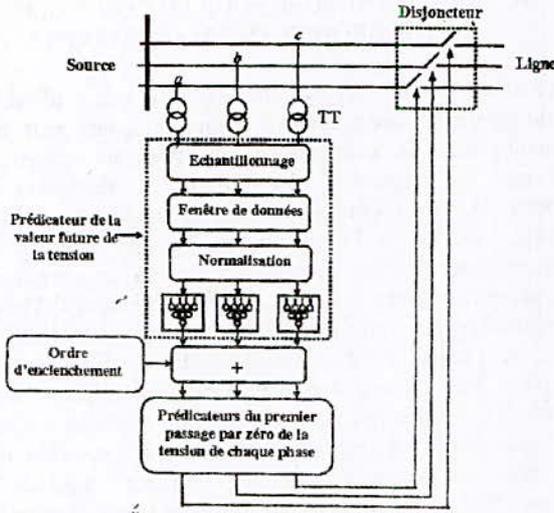


Fig. 3. Schéma bloc du Relais de Commande Synchronisée du Disjoncteur (RCSD)

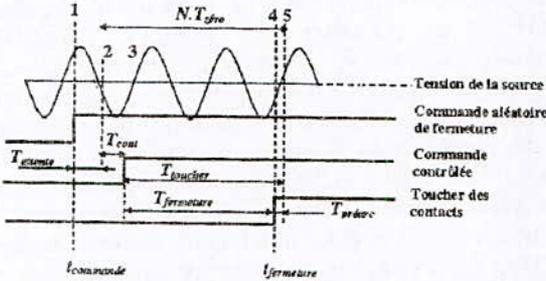


Fig. 4. Séquence pour la réduction de $T_{aiguë}$ lors de la fermeture

L'enclenchement d'une phase se produit indépendamment des autres phases au temps prédit par le réseau de neurones qui correspond au premier passage par zéro de la tension de la phase correspondante. La Figure 5 montre la séquence d'un enclenchement contrôlé synchronisé rapide.

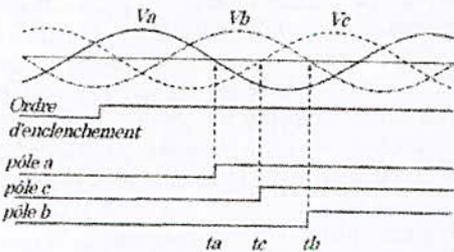


Fig. 5. Séquence d'un enclenchement (ou réenclenchement) contrôlé synchronisé rapide.

B. Prédiction du passage par zéro d'un signal par les réseaux de neurones

Les prédicteurs de la valeur future des signaux de tensions sont à base de réseaux de neurones qui permettent de prédire à chaque instant d'échantillonnage $t = kTe$ (Te période d'échantillonnage) la valeur future du signal au temps $(k+1)Te$. Par ce moyen, le réseau de neurones permet donc de prédire le passage par zéro du signal à un pas avant, en utilisant la valeur actuelle et les valeurs précédentes du signal.

Entrées des réseaux de neurones

Le réseau de neurones du type perceptron multicouche (PMC) avec l'algorithme supervisé de la rétro-propagation de l'erreur est utilisé pour prédire la valeur future du signal (tension) observé et par suite prédire le passage par zéro du signal. Le prédicteur de zéro de la tension utilise trois réseaux de neurones, un réseau pour chaque phase. Les entrées aux réseaux de neurones sont les valeurs instantanées des signaux des trois phases aux secondaires des transformateurs. Les signaux sont échantillonnés à la fréquence de 3 kHz et normalisés afin d'atteindre le niveau d'entrée (± 1). Une fenêtre mobile de 4 échantillons du signal de chaque signal est utilisée comme les entrées aux réseaux de neurones. La série de 4 échantillons représente une fenêtre mobile d'une longueur de 1 ms (Figure 6).

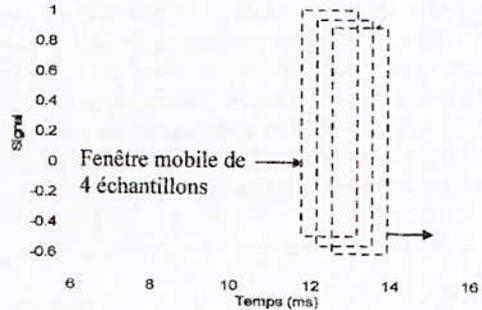


Fig. 6. Fenêtre mobile de 4 échantillons utilisés comme les entrées aux réseaux de neurones

Structure des réseaux de neurones du prédicteur du zéro de la tension

Les quatre valeurs de tension instantanées $V(k-3)$, $V(k-2)$, $V(k-1)$, $V(k)$ de chaque phase seront les entrées au réseau de neurones (un réseau pour chaque phase). Ces valeurs permettent de prédire la valeur de la tension $V(k+1)$ au temps $(k+1)Te$ à la sortie du réseau de neurones. Afin d'obtenir la bonne structure du réseau, il est extrêmement important de lui faire subir un apprentissage et de le tester correctement. Avec un apprentissage supervisé, le réseau de neurones subit un apprentissage avec différents niveaux de tension de la source de 0.9 à 1.1 pu. Différentes structures de réseaux de neurones (nombre de neurones dans la couche cachée) avec différents paramètres (taux d'apprentissage et fonctions de transfert) sont évaluées afin d'optimiser l'architecture du réseau pour donner les meilleurs résultats. La structure du réseau est représentée sur la Figure 7. Le nombre de neurones d'entrée au réseau correspond au nombre d'échantillons dans la fenêtre mobile, qui est égal à 4. Un nombre de 15 neurones dans la couche cachée a été choisi pour donner les meilleurs résultats. Un neurone dans la couche de sortie donne la valeur de la tension prédite. La fonction de transfert sigmoïde a été employée dans la couche cachée et la fonction linéaire dans la couche de sortie.

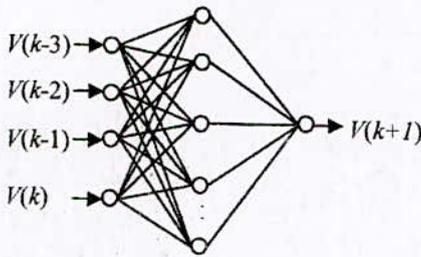


Fig. 7. Structure du réseau de neurones du prédicteur du passage par zéro de la tension

De cette façon, chaque réseau de neurones de chaque phase, prévoit le passage par zéro de la tension correspondante lorsque la sortie du réseau indique une valeur correspondant au zéro de la tension (une valeur absolue minimale définissant l'annulation de la tension). La Figure 8. montre le signal de la tension à la source et le signal de sortie du réseau de neurones. L'ordre de l'enclenchement et la prédiction de la valeur future de la tension (Figure 3) font fonctionner les prédicteurs du premier passage par zéro de la tension à $V(k)$ au temps kT_e pour assurer l'enclenchement effectif du pôle de la phase correspondante du disjoncteur au temps $(k+1)T_e$. L'enclenchement se produit donc plus rapidement en prédisant le passage par zéro de la tension de chaque phase indépendamment. On élimine ainsi le temps de la détection du passage par zéro de la tension de la phase en diminuant le temps $T_{attente}$ sur la Figure 4.

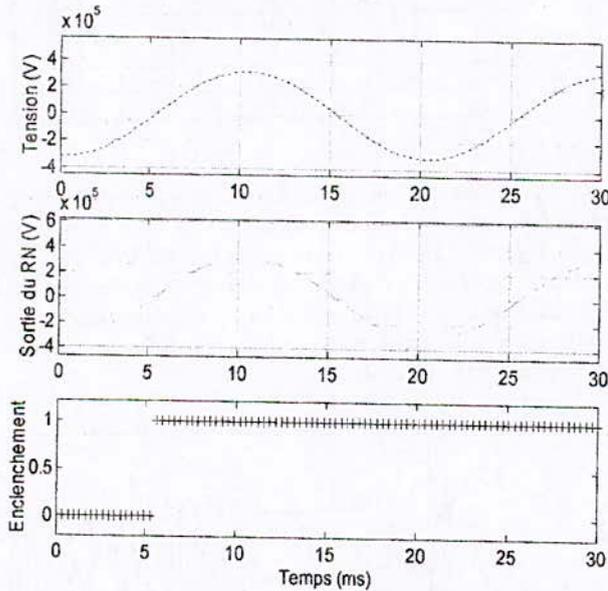


Fig. 8. Signal de la tension, sortie du réseau de neurones et ordre d'enclenchement effectif

IV. APPLICATION ET RÉSULTATS

A. Réseau d'étude et simulation

La ligne dont la configuration géométrique représentée sur la Figure 9 est considérée pour déterminer les surtensions. Nous considérons que la ligne de longueur 200 km est enclenchée à partir d'une source (jeu de barres) de tension de 400 kV et de puissance 10 GVA (Figure 10).

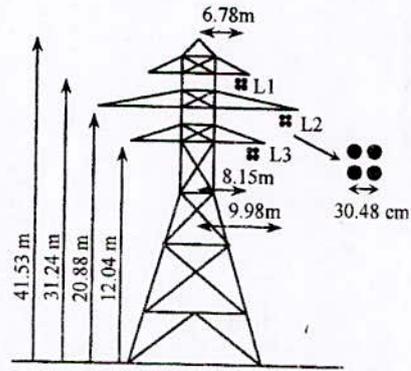


Fig. 9. Configuration du pylône

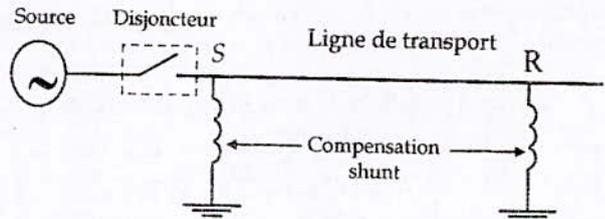


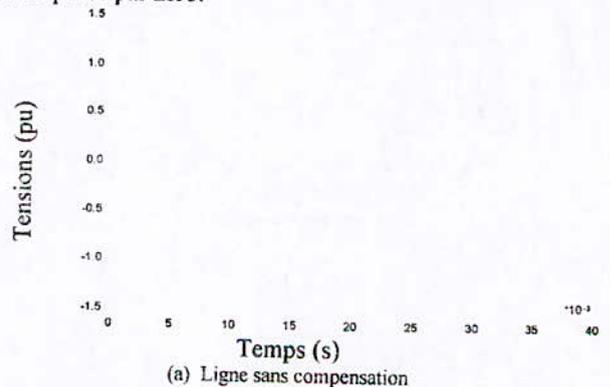
Fig. 10. Réseau d'étude

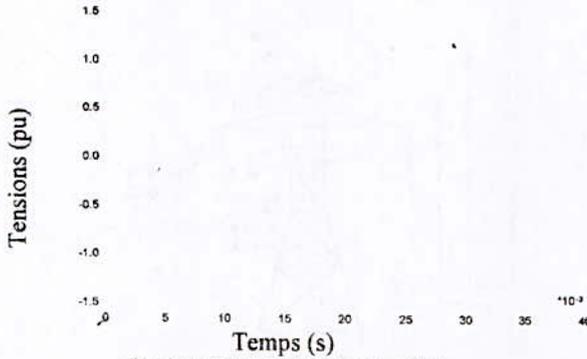
La simulation des manœuvres sur la ligne de transport a été réalisée par le logiciel universel ATP (Alternative Transients Program) [10] pour générer les signaux des tensions aux extrémités S et R de la ligne. Le modèle de J.Marti a été utilisé pour modéliser la ligne.

Les manœuvres suivantes sont des manœuvres contrôlées réalisées par le circuit de commande synchronisée du disjoncteur RCSD proposé. L'enclenchement et le ré-enclenchement des pôles du disjoncteur se produisent sans résistance lorsque la tension à la source de chaque phase passe par zéro.

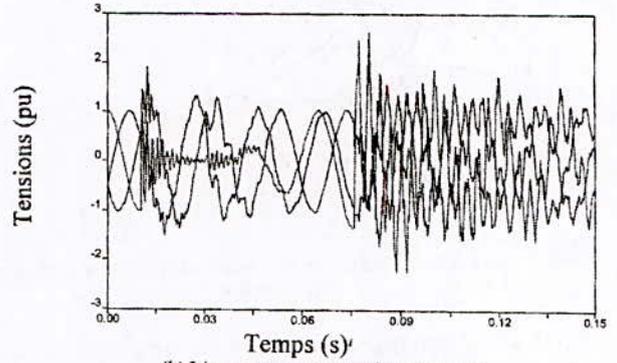
B. Enclenchement contrôlé synchronisé

Les Figures 11a et 11b montrent les tensions des trois phases à l'extrémité R de la ligne respectivement pour la ligne sans et avec compensation lors d'un enclenchement contrôlé synchronisé. La fermeture des pôles a, b, et c du disjoncteur se produit lorsque la tension de chaque phase à la source passe par zéro.





(b) Ligne avec compensation (c=70%)
Fig. 11. Tensions à l'extrémité de la ligne



(b) Ligne avec compensation (c=70%)
Fig. 12. Tensions à l'extrémité de la ligne

Le Tableau 1 donne les facteurs de surtension respectivement pour un enclenchement contrôlé et non contrôlé.

Tableau 1 : Facteurs de surtension (pu) lors d'un enclenchement

Lieu	Phase	Enclenchement			
		Enclenchement non contrôlé		Enclenchement contrôlé	
		c=0%	c=70%	c=0%	c=70%
S	a	1,47	1,49	1,03	1,02
	b	1,37	1,45	1,08	1,08
	c	1,42	1,42	1,06	1,05
R	a	2,55	2,47	1,16	1,12
	b	2,54	2,76	1,25	1,31
	c	2,04	2,12	1,20	1,17

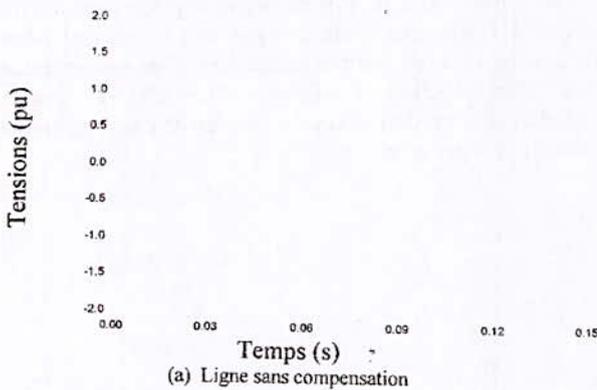
Le Tableau 2 donne les facteurs de surtension respectivement pour un ré-enclenchement contrôlé et non contrôlé monophasé suite à un défaut monophasé.

Tableau 2 : Facteurs de surtension (pu) lors d'un ré-enclenchement monophasé après un déclenchement monophasé

Lieu	Phase	Réenclenchement monophasé après un déclenchement monophasé			
		Réenclenchement non contrôlé		Réenclenchement contrôlé	
		c=0%	c=70%	c=0%	c=70%
S	a	1,69	1,78	1,05	1,50
	b	1,25	1,28	1,05	1,28
	c	1,35	1,36	1,02	1,28
R	a	2,68	2,61	1,19	2,60
	b	1,50	1,63	1,09	1,56
	c	1,66	1,70	1,11	1,70

C. Ré-enclenchement monophasé contrôlé synchronisé après à un déclenchement monophasé

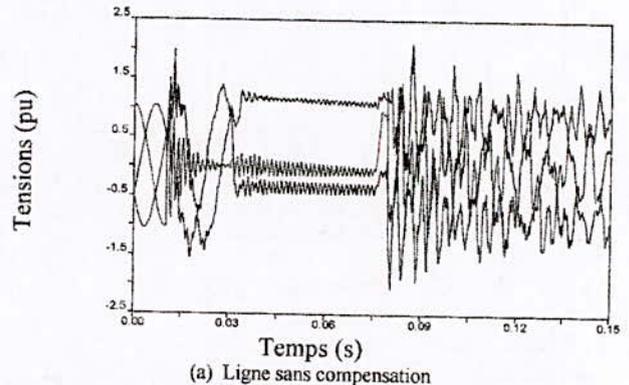
Les Figures 12a et 12b montrent les tensions des trois phases à l'extrémité R de la ligne respectivement pour la ligne sans et avec compensation lors d'un ré-enclenchement monophasé contrôlé synchronisé suite à un défaut monophasé sur la phase a (à 100 km).



(a) Ligne sans compensation

D. Ré-enclenchement triphasé contrôlé synchronisé après un déclenchement triphasé

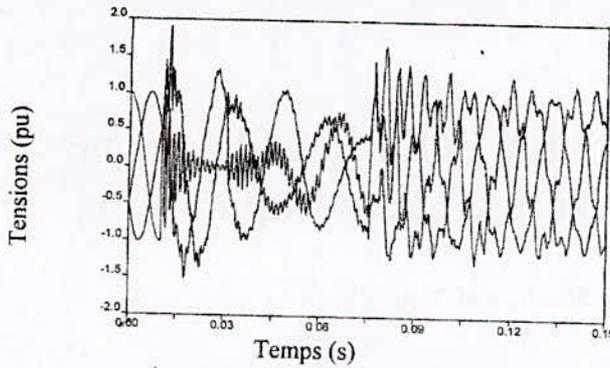
Les Figures 13a et 13b montrent les tensions des trois phases à l'extrémité R de la ligne respectivement pour la ligne sans et avec compensation lors d'un ré-enclenchement triphasé contrôlé synchronisé suite à un défaut monophasé sur la phase a (à 100 km).



(a) Ligne sans compensation

REFERENCES

- [1] Catenacci M.G. "Le calcul des chocs de manœuvre, Partie II", *Electra*, No. 32, 1974, pp. 17-42.
- [2] Bouthiba T. "Méthode d'analyse des surtensions de manœuvre à l'enclenchement des lignes de transmission HT", *Algerian Journal Of Technology AJOT*, Special issue, Vol. 1, Mars 1995, pp. 60-67.
- [3] Bouthiba T. "Etude des surtensions d'enclenchement des lignes de transport à THT Compensées", *International Conference on Electrotechnics, ICEL'2000*, 13-15 Novembre 2000, Oran, Algeria, pp. 479-484.
- [4] Groupe d'action 13.07 "Manœuvre contrôlée des disjoncteurs HT à courant alternatif 1^{ère} Partie", *Electra* No. 183, pp 42-73, 1999.
- [5] Groupe d'action 13.07 "Manœuvre contrôlée des disjoncteurs HT à courant alternatif 2^e Partie", *Electra* No. 185, pp 36-57, 1999.
- [6] Dalziel I., Foreman P., Irwin T., Jones C.J., Nurse S. and Robson A. "Utilisation de la manœuvre contrôlée dans les réseaux haute tension", *Rapport Cigré* 1996 : 13-305.
- [7] Groupe de travail 13.07 "Manœuvre contrôlée des disjoncteurs CAHT", *Electra* No. 197, pp 22-33, 1973.
- [8] Rajotte R.J., Breault S., Charpentier C., Huynh H. et Desmarais J. "Manœuvre contrôlée de disjoncteurs de réactance 735 kV a Hydro-Quebec", *Cigré* : rapport 13-301, 1996.
- [9] Tsirikis C.D., Hatziaargyriou N.D. and Papadias B.C. "Controlled switching based on the injection method", *International Conference on Power Systems Transients, IPST 2001*, Paper 159, CD-Rom.
- [10] Logiciel ATP Version 1998, Leuven EMTF Center (LEC).



(b) Ligne avec compensation (c=70%)
Fig. 13. Tensions à l'extrémité de la ligne

Le Tableau 3 donne les facteurs de surtension respectivement pour un ré-enclenchement triphasé contrôlé et non contrôlé suite à un défaut monophasé.

Tableau 3 : Facteurs de surtension (pu) lors d'un ré-enclenchement triphasé après un déclenchement triphasé suite à un défaut monophasé

		Réenclenchement triphasé après un déclenchement triphasé			
		Réenclenchement non contrôlé		Réenclenchement contrôlé	
Lieu	Phase	c=0%	c=70%	c=0%	c=70%
S	a	1,55	1,92	1,37	1,19
	b	1,89	1,89	1,35	1,07
	c	1,47	1,50	1,31	1,07
R	a	1,93	2,45	1,93	1,67
	b	3,90	3,51	2,12	1,40
	c	3,33	2,60	2,07	1,30

E. Synthèse

D'après les Tableaux 1, 2 et 3 nous pouvons bien voir qu'une manœuvre contrôlée synchronisée permet la réduction des surtensions sur toutes les phases et dans tous les cas de manœuvre.

V. CONCLUSION

L'objectif de cet article est le développement d'un relais pour la protection des lignes de transport à très haute tension contre les surtensions de manœuvres. Le relais est un circuit de commande à base de réseaux de neurones. Ce relais permet de prédire la valeur future du signal tension pour assurer une manœuvre contrôlée synchronisée en produisant un enclenchement (ou un ré-enclenchement) lorsque la tension passe par zéro. La manœuvre contrôlée synchronisée est un moyen efficace et économique pour la réduction des surtensions de manœuvre par rapport aux méthodes conventionnelles comme les résistances d'insertion et les parafoudres. L'utilisation des réseaux de neurones dans la prédiction de la valeur future du signal pour assurer une manœuvre contrôlée synchronisée permet de diminuer le temps d'attente en prédisant le premier passage par zéro du signal et par suite le temps de la fermeture au moins d'une demie période par rapport à d'autres techniques actuellement utilisées.

Estimation of Arc Parameters for Pollution Flashover of High Voltage Insulators Using Genetic Algorithms

B. Zegnini¹, M. Belkheiri¹, A. Smaili², and D. Mahi¹

Abstract— This work attempts to apply Genetic Algorithm approach (GAs) in high voltage applications and especially to estimate the arc parameters for polluted insulators during the pollution flashover mechanism, using experimental measurements carried out in an insulator test station according to the IEC norm and a mathematical model based on the characteristics of the insulator: the diameter, the height, the creepage distance, the form factor and the equivalent salt deposit density and estimates the critical flashover voltage. This GA has been developed using the software package Matlab. The results provided by the GA constitute the indispensable data that can be used in field simulations of arc parameters for polluted insulators. Further comparative analysis of the estimated results with the measured data collected from the site measurement amply demonstrate the effectiveness of the use of GAs in modeling of critical flashover voltage and leakage current against contamination level in terms of σ_s the surface conductivity..

Index Terms— Critical flashover voltage, polluted insulators, Genetic algorithms (GAs), high voltage, simulation, measurements.

I. INTRODUCTION

THE reliability of the power system mainly depends on the environmental and weather conditions which cause flashover on polluted insulators leading to system outages. It is generally recognized that the main causes leading to the contamination of insulators are marine pollution-found in the immediate neighborhood of the coastal regions and solid pollution-found in the dense industrial areas. A major problem of insulation systems is the accumulation of airborne pollutants due to natural, industrial or even mixed pollution, during the dry weather period and their subsequent wetting, mainly by high humidity. At the coastal areas the high voltage insulators are affected by salt particles that settle on the insulators surfaces. The winds that blow from the sea carry the salt particles. These particles are not dangerous in its dry condition but with high environmental humidity or drizzle rain conditions the salt

can absorb the water and form a thin film with high conductivity. This layer gives an ideal path for the leakage current to pass through between the high voltage side and the ground side. The conductivity of this layer depends on the type of salts which this layer consists of [1],[2]. High failure rate of polluted insulator due to the flashover has been found near the coastal areas [3]. This problem was the motivation for the installation of a test station performs laboratory tests on artificially polluted insulators.

Experiments concerning the critical flashover voltage are time-consuming and have further obstacles, such as high cost and the need for special equipment. This has resulted in the development of several approaches for the estimation of the flashover voltage on polluted insulators. Most are based on circuit models for the calculation of the analytical mathematical relationship for either dc or ac flashover voltage on polluted insulators.

This work attempts to utilize the available experimental data and the results of a theoretical approach, in order to construct Genetic Algorithm (GA) that can estimate the arc parameters of polluted insulators using some geometrical characteristics of the insulator: the diameter, the height, the creepage distance, the form factor and the equivalent salt deposit density and estimates the critical flashover. The proposed approach will help in the establishment of maintenance policy and for addressing an effective solution against pollution flashover of high voltage insulators.

II. MATHEMATICAL MODEL

The simplest model that has been developed by Obenaus [4] consists of a partial arc bridging the dry zone and the resistance of the polluted wet zone in series (Figure 1).

The mathematical model for the evaluation of the flashover process of a polluted insulator consists of a partial arc spanning over a dry zone and the resistance of the pollution layer in series, as shown in Figure. 2, where V_{arc} is the arcing voltage, R_p the resistance of the pollution layer and U a stable voltage supply source. The critical voltage U_c (in V), which is the applied voltage across the insulator when the partial arc is developed into a complete flashover, is given by the following formula [5]:

$$U_c = \frac{A}{n+1} \cdot (L + \pi \cdot n \cdot D_m \cdot F \cdot K) \cdot (\pi \cdot A \cdot D_m \cdot \sigma_s)^{\frac{-n}{n+1}} \quad (1)$$

where

L is the creepage distance of the insulator (in cm),

1- B. Zegnini, M. Belkheiri, and D. Mahi are with *Laboratoire d'études et Développement des Matériaux Semi-conducteurs et Diélectriques*, LeDMASeD, Université Amar Telidji de Laghouat, BP 37G route de Ghardaïa, Laghouat 03000, Algérie e-mail: bzegnini@mail.lagh-univ.dz

2- A. Smaili, is with *Laboratoire de Haute Tension*, Université Ibn Khaldoun de Tiaret, BP 78 route de Zaaroura, Tiaret 14000, Algérie

D_m the maximum diameter of the insulator disc (in cm) and F is the form factor. A and n are the arc constants. The surface conductivity σ_s (in Ω^{-1}) is given by the following type:

$$\sigma_s = (369.05.C + 0.42) \cdot 10^{-6} \quad (2)$$

where C is the equivalent salt deposit density (in mg/cm^2). The coefficient of the pollution layer resistance K in case of cap-and-pin insulators is given by

$$K = 1 + \frac{n+1}{2\pi.F.n} \cdot \ln\left(\frac{L}{2\pi.R.F}\right) \quad (3)$$

where R is the radius of the arc foot (in cm) and is given by

$$R = 0.46 \cdot (\pi.A.D_m \cdot \sigma_s)^{\frac{1}{2(n+1)}} \quad (4)$$

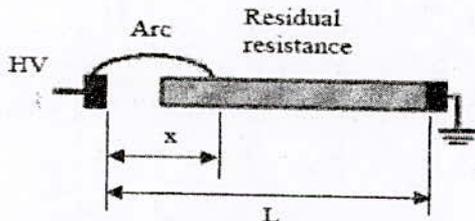


Fig. 1. Obenhaus model

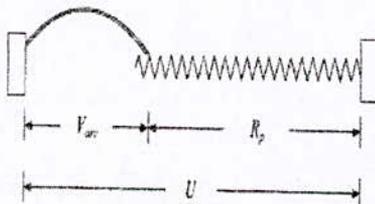


Fig. 2. Equivalent circuit

The above mathematical model is a result of experiments in specific insulators types and specific pollutants in their surface. There are many values for the arc constants A and n in the literature [6] as a result, the above mathematical model could be applied with satisfactory accuracy in specific insulator types and pollutants.

III. GENETIC ALGORITHMS

According to the literature high voltage transmission line problems are faced using conventional analytical methods, which include in most cases empirical and/or approximating equations. Artificial intelligence and more specifically Genetic Algorithm approach (GAs) are addressed in this work, in order to give accurate solutions to high voltage transmission line problems using in the calculations only actual field data.

A simple GA relies on the processes of reproduction, crossover, and mutation to reach the global or "near-global"

optimum. To start the search, GAs require the initial set of the points P_s , which is called population, analogous to the biological system. A random number generator creates the initial population. This initial set is converted to a binary system and is considered as chromosomes, actually sequences of "0" and "1." The next step is to form pairs of these points that will be considered as parents for a reproduction. Parents come to reproduction and interchange N_p parts of their genetic material.

This is achieved by crossover. After the crossover, there is a very small probability P_m for mutation. Mutation is the phenomenon where a random "0" becomes "1" or a "1" becomes "0." Assume that each pair of "parents" gives rise to N_c children. Thus, the GA generates the initial layouts and obtains the objective function values. The above operations are carried out and the next generation with a new population of strings is formed. By the reproduction, the population of the "parents" is enhanced with the "children," increasing the original population since new members are added. The parents always belong to the considered population. The new population has now $P_s + N_c \cdot P_s / 2$ members. Then, the process of natural selection is applied. According to this process, only P_s members survive out of the $P_s + N_c \cdot P_s / 2$ members. These P_s members are selected as the members with the lower values of F_g since a minimization problem is solved. Repeating the iterations of reproduction under crossover and mutation and natural selection, GAs can find the minimum of F_g . The best values of the population converge at this point. The termination criterion is fulfilled if either the mean value of F_g in the P_s members population is no longer improved or the number of iterations is greater than the maximum number of iterations.

This paper proposes a methodology, which uses the developed GA for the calculation of the arc parameters for polluted insulators. The operation of GA, which has been developed, is described in the flowchart of Figure 3.

The experimental data U_c against σ_p and the geometrical characteristics D_m , L , F of the insulators of Table 1 are applied to (1), thus resulting in a set of 36 simultaneous equations with two unknowns, the arc constants A and n

$$F_g = \sum_{i=1}^{36} |U_{ci} - f_i(A, n)| \quad (5)$$

This set of equations must be minimized over A and n . This is why A and n are converted to the binary system and are considered as parts of a big chromosome.

The search starts with a randomly generated population of such $2P_s$ chromosomes. Each constant (A, n) is converted to a t bits binary number. $2t$ bits are required for the 'chromosome' of A, n with $0 < A < 500, 0 < n < 1$.

The available data in the international literature show that the values of constants A and n for thin pollution layers are in the range of 50-400 and 0.3-1, respectively ($A=131.5, n=0.374$ [5]; $A=63.0, n=0.76$ [7]; $A=270-461, n=0.42-0.66$ [8]; $A=197.418, n=0.593$ [9]).

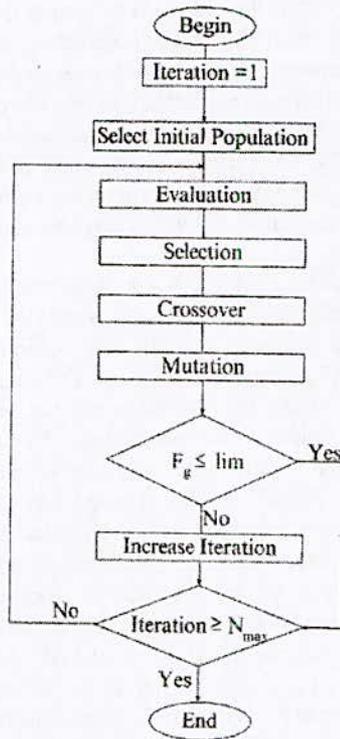


Fig. 3. Flowchart of Genetic Algorithm.

TABLE II
GENETIC ALGORITHMS PARAMETERS

Population size	Number of bits per chromosome	Number of children	Mutation Probability	Number of generations
$P_s = 20$	$l = 16$	$N_c = 5$	$P_m = 1\%$	$N_{max} = 200$

TABLE III
GENETIC ALGORITHMS RESULTS

Generatio n	10	20	40	60	80	100	140	200
A	189.9	179.5	177.4	177.7	176.7	177.1	177.4	177.2
	6	2	7	5	6		3	2
N	0.472	0.480	0.499	0.502	0.517	0.512	0.507	0.510
F_g	33380	32056	30978	30963	30960	3095	30958	30957
						9		

The simulation results are shown in Figure 4 and Figure 5 where it becomes obvious that the algorithm converges rapidly to these values.

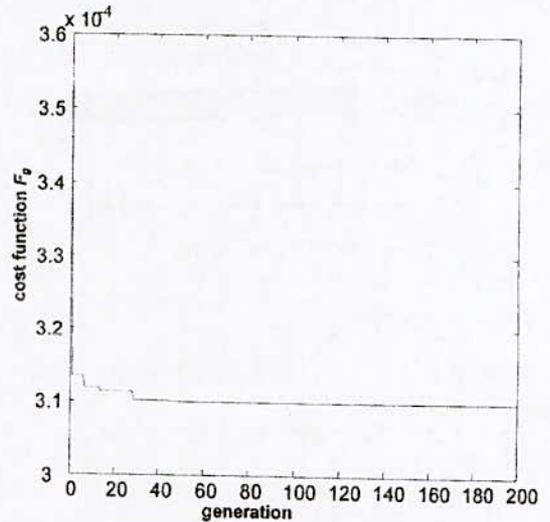


Fig. 4. The cost function in each generation.

TABLE I
PROPERTIES OF THE INVESTIGATED INSULATORS

Insulator	Type (I)	Type (II)	Type (III)	Type (VI)
Maximum diameter D_m (mm)	254	254	254	254
Distance between centers H (mm)	146	146	146	146
Creepage distance L (mm)	431	279	279	305
Form factor F	0.916	0.684	0.680	0.696

IV. SIMULATION RESULTS

Our Genetic Algorithm starts with a randomly generated population of 20 chromosomes. It generates 20 random values for the arc constant A ($0 < A < 500$) and 20 random values for the arc constant n ($0 < n < 1$). Each constant, A or n , is converted to a 16-bit binary number. 32 bits are required for the chromosome. Each pair of parents with single point crossover generates four children. The crossover begins as each chromosome of any parent is divided into six parts, and the pair of parents interchange their genetic material. After crossover there is a 1% probability of mutation. The procedure is terminated after 200 generations. The above parameters of the algorithm are summarized in Table II.

The application results in pairs of (A, n) values that finally converge to the optimum values $A = 177.22$, $n = 0.510$ as the number of iterations increases (Table III).

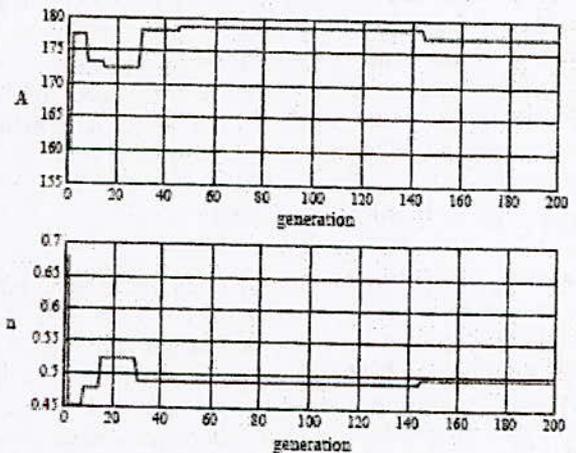


Fig. 5. Convergence of the optimum values of the arc constants (A, n) .

It is important to verify the validity of the genetic algorithm by applying the optimum values of the arc constants in the mathematical model to the insulators of Table I. The obtained results are plotted in Figure 6. The Figure also shows the results from the experiments [5], [10]. The computed values agree well with the experiments.

Experimental tests on these types of insulators show very good agreement between the measured values and the computed ones.

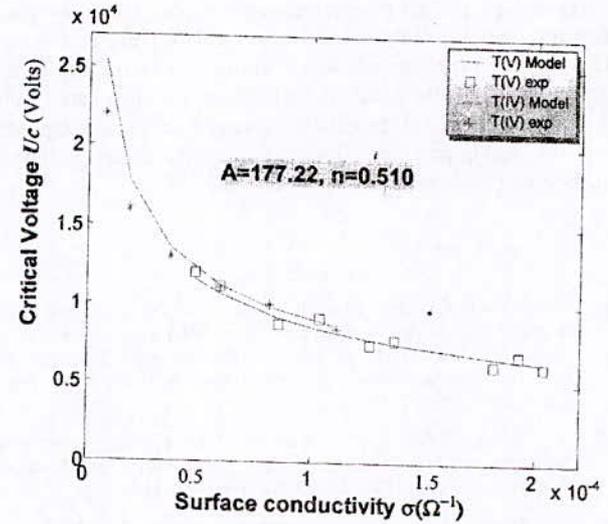
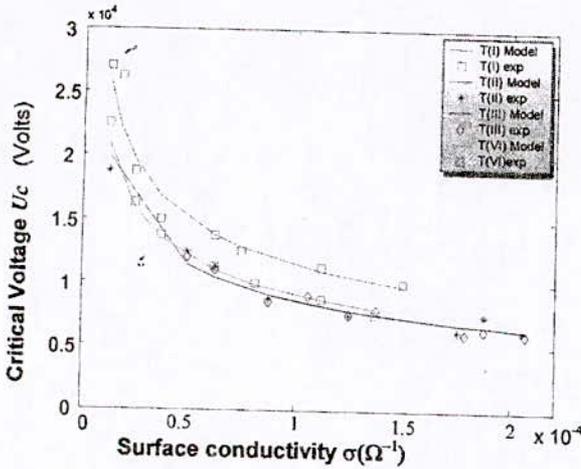


Fig. 6. Critical voltage against the surface conductivity

Fig. 7. Critical flashover voltage against the surface conductivity for type T(V) and type T(IV) insulators

Data reported in [11] are used to validate the model for the obtained optimal arc characteristic numbers (A, n) (Table IV); the surface conductivity is calculated using equation (2).

TABLE IV
EXPERIMENTAL VALUES FOR VALIDATION

Insulator Type	C (mg/cm ²)	Uc (kV)[10]
T(V) D=254 mm H=146 mm F=.68	0.13	12.0
	0.16	11.1
	0.23	8.7
	0.28	9.1
	0.34	7.5
	0.37	7.8
	0.49	6.2
T(IV) D=254 mm H=146 mm F=.68	0.52	6.8
	0.55	6.1
	0.02	22.0
	0.05	16.0
	0.10	13.0
	0.16	11.0
	0.22	10.0
	0.30	8.5

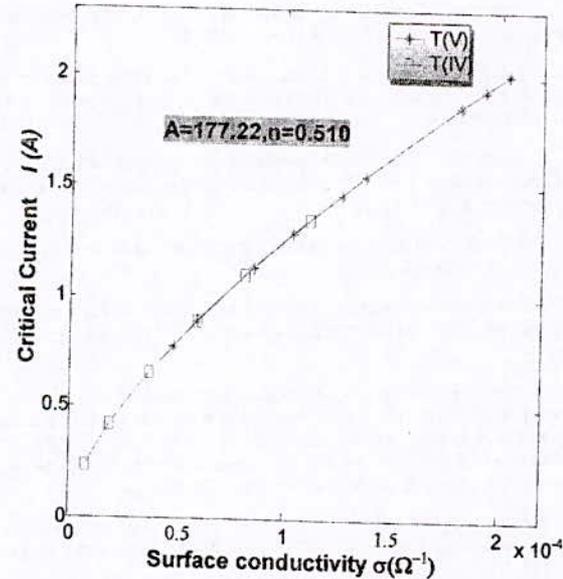


Fig.8. Critical leakage current against the surface conductivity for type T (V) and type T (IV) insulators.

Figure 7 and Figure 8 present the computed critical flashover voltage and critical leakage current against the surface conductivity for type T (V) and type T (IV) insulators using the optimum values of the arc constants in the mathematical model.

V. CONCLUSION

In this paper, a Genetic Algorithm (GA) has been successfully applied for the estimation of arc parameters for polluted insulators. The fundamental advantage of this proposed GA is the ability to find the optimized characteristics of the discharge (A, n) developing along the insulator surface when given some of the insulator's geometrical types. Therefore, the determination of the arc constants permits the

computation of the critical conditions for flashover which leads to better understanding of the transient phenomena in polluted insulators. Simulation results were obtained from experimental studies and from application of a mathematical model for the estimation of the flashover voltage on polluted insulators. Experimental tests on several insulators types show very good agreement between the measured values and the computed.

The results prove the validity of the method proposed in the paper and can be used to eliminate the insulator from flashover fault and in the establishment of maintenance policy and for addressing an effective solution against pollution flashover of high voltage insulators.

REFERENCES

- [1] W. Ricardo S. Garcia, R. Bosignli and E. Jr. Gomes, "Influence of the Nonuniformity of Pollution Distribution on the Electrical Behavior of Insulators", *Proceedings of the 3rd International Conference on Properties and Applications of Dielectric materials*, July 8- 12, 1991, Tokyo, Japan, pp. 342-345.
- [2] K. Chrzan, Z. Pohl and T. Kowalak, "Hygroscopic Properties of Pollutants on HV Insulators", *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, February, 1989, Vol. 24, No. 1, pp. 107-112.
- [3] L. Qisheng, W. Lai, S. Zhiyi, L. Yansheng, K. Morita, R. Matsuoka, and S. Ito, "Natural Contamination Test Results of Various Insulators Under DC Voltage in an Inland Area in China", *Proceedings of the 3rd International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials*, July 8-12, Japan 1991, pp. 350-353.
- [4] F. Obenhaus, "Fremdschichtueberschlag und Kriechweglaenge", *Deutsche Elektrotechnik*, 1958, H. 4, pp. 135-137
- [5] F. V. Topalis, I. F. Gonos, I. A. Stathopoulos, "Dielectric behaviour of polluted porcelain insulators", *IEE Proc. Gen. Transm. Distribution* 148 (4) (2001) 269-274.
- [6] D. C. Chaurasia, "Scintillation modelling for insulator strings under polluted conditions", in: 11th International Symposium on High Voltage Engineering, London, UK, 1999.
- [7] F. A. M Rizk. "Mathematical models for pollution flashover". *Electra*, October, 1981, 78, pp. 71-103
- [8] P.S. Ghosh, and N.Chatterjee: "Polluted insulators flashover model for AC voltage", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, 1995, 2,(1), pp. 128-136
- [9] B. Zegnini, D. Mahi, A. Chaker, "Determination of the E-I characteristics of the AC arcs developing along electrolytic surface using regression on test results", *ICEEE'2004 Proceeding of the 2nd International Conference on Electrical and Electronics Engineering*: April 24-26, Laghouat, Algeria, pp 179-183. ISSN 1112-4652
- [10] G. Zhicheng, and Z. Renyu: "Calculation of DC and AC flashover voltage of polluted insulators", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, 1990, 25, (4), pp. 723-729
- [11] V. T. Kontargyri , A. A. Gialketsi, G. J. Tsekouras, I. F. Gonos, I. A. Stathopoulos, "Design of an artificial neural network for the estimation of the flashover voltage on insulators", *Electric Power Systems Research* 77 (2007) 1532-1540 ELSEVIER

Author address: Dr Zegnini Boubakeur,
Semiconductor and Dielectric Materials Studies and Development Research
Laboratory, Electrical Engineering Department, Amar Telidji University of
Laghouat, PO Box 37G, Ghardaia road, Laghouat (03000), Algeria,
Emails: b.zegnini@mail.lagh-univ.dz
bakzegni@yahoo.fr

OUTIL D'AIDE A LA MAINTENANCE DES TRANSFORMATEURS DE PUISSANCE

L.Mokhnache, A.Bahaz, B. Alloul S. Belkacemi

Abstract - Our work consists in automating the various tasks of transformers maintenance: protocol of preventive and corrective maintenance, history of transformer oil tests, diagnosis... etc, by an assistant maintenance making (Maintenance Management Assisted by Computer (MMAC)).

I. INTRODUCTION

- Avec les nouvelles politiques de régulation des réseaux électriques, la prévention des pannes accidentelles est de plus en plus importante.
- Les pertes majeures d'une mise hors service accidentelle d'un transformateur de puissance se comptent en général par millions de dollars, sans compter les coûts associés à la réparation.
- La maintenance préventive et la maintenance prévisionnelle incluent des tâches telles que la surveillance, le diagnostic, la gestion....
- en prenant en considération les nouvelles technologies des gestions de maintenance assistée par ordinateurs (GMAO) ceci nous a aidé à prévoir, tracer, enregistrer, analyser, et prendre des décisions sur des opérations de maintenance

II. MAINTENANCE DES TRANSFORMATEURS

A. Maintenance préventive

Dans la définition de la maintenance préventive, nous incluons l'ensemble des contrôles, visites et interventions de maintenance effectués préventivement et qui comprend :

- Les contrôles ou visites systématiques
- Les expertises, les actions et les remplacements effectués à la suite de contrôles ou de visites

B. Objectifs de maintenance préventive

- Améliorer l'ordonnancement des travaux
- Améliorer la fiabilité du matériel
- Garantir la qualité des produits
- Assurer la sécurité humaine et matérielle.

L. Mokhnache is with the Department of Electrical Engineering, lmokhnache@yahoo.fr

A.Bahaz, B. Alloul S. Belkacemi are with the Department of computer engineering.

All the autors are with the Faculty of Engineering , University of Batna

C. Diagnostic des huiles de transformateurs

Tests physico-chimiques

La qualité d'une huile isolante est déterminée par ses propriétés physiques, chimiques et électriques. Une surveillance continue de leur évolution est nécessaire afin de prévenir les avaries, ces propriétés de nombres six sont déterminées par la norme CEI 60296 [1].

- L'indice de couleur (couleur): Il est faible pour une couleur claire et augmente lorsque l'huile brunit
- La viscosité: Elle renseigne sur le pouvoir de refroidissement de l'huile.
- L'acidité (AC): C'est un paramètre important qui affecte tous les autres paramètres et augmente avec le temps.
- La rigidité diélectrique (RD): Elle dépend de la tension de service du transformateur.
- Le facteur de dissipation (tgδ): Il traduit les pertes diélectriques dues aux phénomènes de polarisation.
- La teneur en eau (TE) : Elle agit directement sur la rigidité diélectrique de l'huile. Son origine doit être retrouvée.

Analyse des gaz dissous (DGA)

L'huile d'isolation, d'un transformateur, est le siège de différents types de défauts, qui peuvent devenir mortels pour l'appareil. Des gaz peuvent ainsi se former et se dissolvent dans l'huile. L'analyse quantitative et qualitative de ces gaz (Dissolved Gas Analysis (DGA)) permet d'obtenir des informations utiles au sujet de la nature de la contrainte et son intensité [2]

Dans ce test on vérifie la concentration de chaque gaz (H_2 , CH_4 , C_2H_4 , C_2H_6 , C_2H_2) en utilisant les méthodes :

- de Rogers
- des gaz principaux

Analyse thermique du transformateur (Test-Ther)

Dans cette analyse les paramètres à surveiller sont:

- Température du régleur en charge.
- Température de l'huile
- Température des enroulements

D. Maintenance corrective

Elle consiste à réparer ou à dépanner des équipements après des pannes. Elle est l'ensemble des actions visant à rétablir l'état de fonctionnement d'un équipement en défaillance

Les types de maintenance corrective

- Dans la maintenance corrective ou curative, on trouve:
- L'entretien curatif ou palliatif qui comprend le dépannage ou la réparation après panne
 - L'entretien correctif ou d'amélioration qui a pour but :
 - La suppression des pannes ou anomalies
 - L'augmentation de la durée de vie des organes
 - La réduction des consommations

III. LA GMAO

C'est à l'origine l'outil informatique qui permet de mémoriser les événements liés à la maintenance, prévus et survenus d'un équipement ou d'une installation. Chacun des événements dont on veut garder la trace est décrit à travers des paramètres, des mots-clés, des textes ; des chiffres et des nombres.

A. Intérêt de la GMAO



Fig.1 Intérêt de la GMAO

B. Principe de fonctionnement de la GMAO

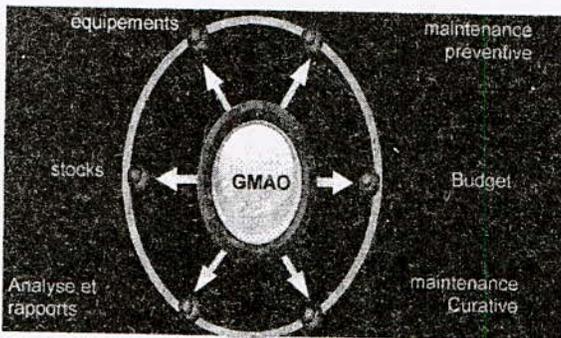


Fig.2 Fonctionnement de la GMAO

Une GMAO vise en premier lieu à assister les services maintenance des entreprises dans leurs missions. Rappelons qu'un service maintenance, selon la définition de l'AFNOR, cherche à maintenir ou rétablir un bien (équipement) dans un état spécifié afin que celui-ci soit en mesure d'assurer un service déterminé. Une GMAO peut également être un outil intéressant d'autres services de l'entreprise, comme la production ou l'exploitation (afin de fournir des informations sur l'état des équipements), ainsi que la direction financière ou générale de l'entreprise, en fournissant des indicateurs facilitant les prises de décisions (Fig.2). Ainsi, les fonctions les plus courantes de ces progiciels sont données à la Figure 3 [3]

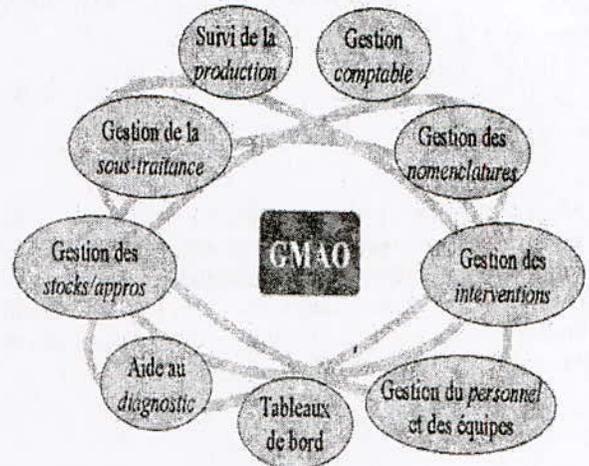


Fig.3 Fonctions principales de GMAO

Une bonne GMAO se distingue par

- Le SGBD et la base de données GMAO
- Les fonctionnalités de l'outil GMAO
- L'ergonomie, l'architecture informatique
- Les rapports d'édition
- L'usage quotidien de GMAO

SGBD: système de gestion de bases de données.

C. Construction des outils GMAO

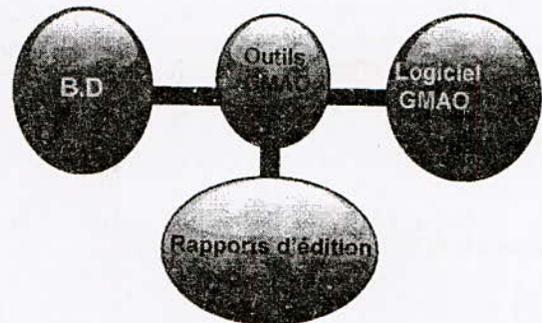


Fig.4 Architecture et outils de la GMAO

IV. MODELISATION ET CONCEPTION

L'architecture logicielle de notre outil d'aide à la maintenance des transformateurs de puissance (OAMT) est basée sur le modèle entité-association. La modélisation en termes d'entité associations n'est pas innée dans le monde réel. C'est un Choix du concepteur suivant la perception et l'intérêt pour une application donnée. Le formalisme Entité-Association n'est qu'un

langage formel et une représentation graphique dont il faut respecter la syntaxe.

Les concepts du modèle EA. Permettent de traiter un bon nombre de problèmes. Toutefois, ils ne sont pas suffisants pour modéliser certaines réalités complexes [4].

Notre outil d'aide à la maintenance (OAMT) est composé de trois blocs principaux, qui communiquent entre eux dont le but d'assurer un bon fonctionnement des transformateurs par une bonne gestion de maintenance. Ces trois composants sont présentés dans la figure 5.

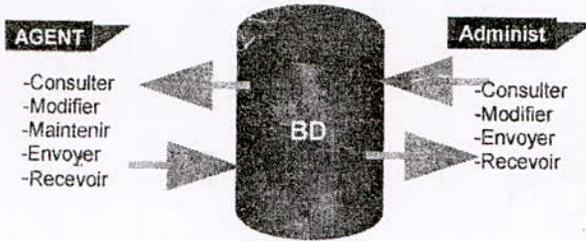


Fig.5 Conception de L'outil 'OAMT

A. Agent de maintenance

Cette personne est en charge d'effectuer la maintenance (préventive, corrective,...) sur les transformateurs, elle exploite l'outil (OAMT) via un réseau local de l'entreprise cet outil lui permet de réaliser les fonctionnalités suivantes :

- Consulter les différents historiques des tests.
- Faire des surveillances sur les différents transformateurs.
- Faire des réparations sur les différents transformateurs.
- Recevoir des ordres de missions.

À ce genre d'application, la communication est très importante pour améliorer les performances, par échange des informations entre les agents et l'administrateur (messages, ordres missions).

B. Administrateur

L'administrateur prend en charge la réception des messages envoyés par les agents de maintenance et traite les demandes ultérieurement.

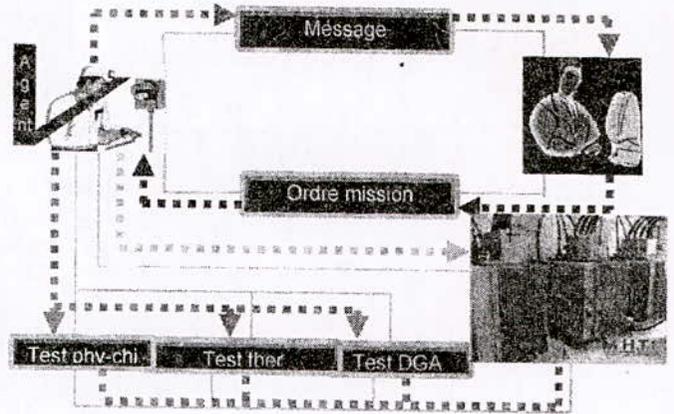
- Gérer l'accès aux transformateurs pour éviter le problème : plus d'un agent à un moment donné.
- Gérer la modification de la durée de la maintenance préventive.
- L'adjonction de nouveaux transformateurs.
- Envoyer des ordres de missions aux différents agents.

C. La base de données

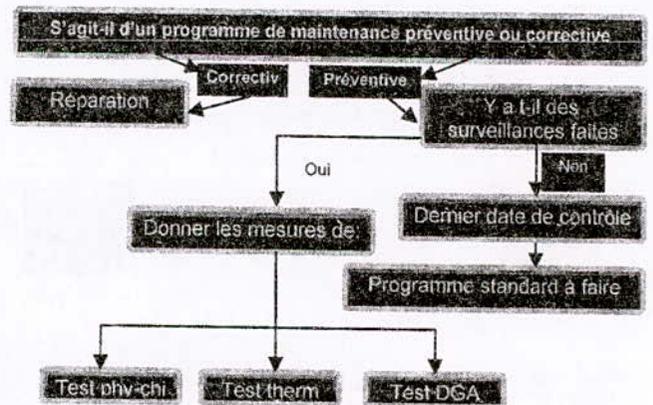
Elle contient toutes les informations détaillées concernant l'environnement (les agents, transformateurs). Elle est accessible par l'administrateur et offre aux agents de maintenance la possibilité de :

- Connaître la liste des transformateurs et les résultats obtenus pour chaque transformateur avec la précision de la date de maintenance et la décision prise.
- Avoir l'état d'huile du dernier test de chaque transformateur.
- Récupérer les ordres missions envoyés par l'administrateur.
- Conserver les messages pour que l'administrateur puisse les consulter ultérieurement.
- Avoir tous les transformateurs qui sont libres (pas en cours de maintenance).

Nous présentons un algorithme-Schéma (a) et (b) de maintenance des transformateurs selon les tests de l'huile.



(a)



(b)

Fig.6 (a), (b) Algorithme de maintenance

D. Environnement de travail

Pour le développement de notre application nous avons utilisé les outils de développement suivants :

- Système d'exploitation Windows
- Serveur de base de données MySQL qui est un système de gestion de base de données (SGBD) fonctionnant sous Linux, Windows. MySQL utilise une architecture Multi-Utilisateur, Multitraitement. Cela permet d'établir des connexions rapides et d'utiliser la même mémoire cache pour plusieurs requêtes.

➤ Un langage de programmation PHP facile à utiliser, c'est un moyen d'avoir recours à des bases de données indépendamment des plates-formes. PHP est un produit Open Source.

E. Prototype Proposé

Afin de valider nos propositions un prototype a été réalisé. Ce prototype est encore à un stade expérimental. Par exemple pour la consultation des historiques selon le type de test, l'administrateur peut voir toutes les informations concernant les transformateurs, les agents de maintenance et quel moment est pratiqué tel ou tel test ainsi que les décisions prises (Fig.7).

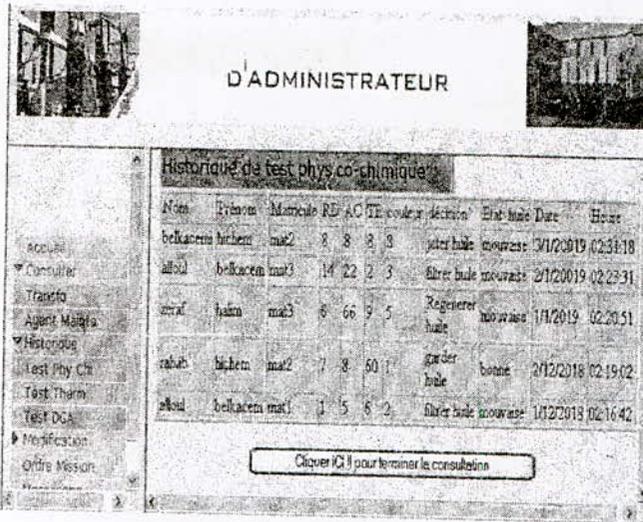


Fig.7 Consultation des tests de la méthode Physico-chimique

La figure 8 visualise les procédures de réparation après une maintenance préventive sans ou avec surveillance.



Fig.8 visualisation des procédures de réparations

Par contre la figure 9 permet l'affichage d'un diagramme de concentration des gaz. Après des tests effectués sur les transformateurs, suivi d'un diagnostic de l'huile.

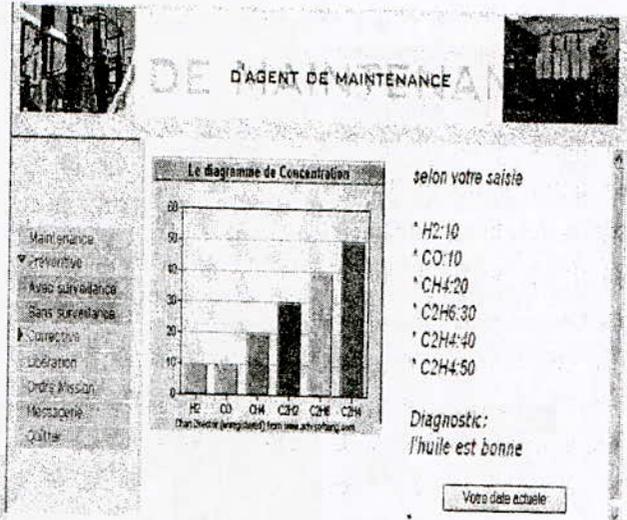


Fig.9 Diagnostic de l'huile de transformateur par la méthode DGA

Ceci montre que notre outil est un outil d'aide à la décision. Du moment qu'il offre plusieurs fonctionnalités, comme la possibilité de saisir des valeurs de chaque test, la génération automatique d'un diagramme et l'élaboration d'un diagnostic après test.

V. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons réalisé un outil d'aide au diagnostic des défaillances, à la maintenance et à la gestion de la maintenance des transformateurs.

➤ Notre outil (OAMT) est désigné à être installé dans l'ordinateur de l'administrateur de l'entreprise de maintenance des transformateurs et les agents de maintenance auront la possibilité d'y accéder à travers un réseau pour suivre les étapes du lancement du programme de maintenance,

➤ le OAMT gère les agents responsables de l'opération, les délais de l'opération ...etc. cet outil peut aussi être utilisé comme un support d'aide dans la maintenance des transformateurs et aussi comme outils (adaptable) pour préserver l'expérience des agents de maintenance.

➤ Notre outil n'est pas complet pour répondre aux besoins croissants d'un principe de fonctionnement d'un GMAO. Il est appelé à être amélioré pour supporter d'autres fonctionnalités telles que : la gestion du budget, stocks,...etc. mais il reste un bon outil d'aide à la maintenance des transformateurs de puissance.

VI. REFERENCES

[1] Contrôle et Essais sur les Huiles Isolantes Minérales (Guide Pratique-Sonalgaz-2005).
 [2] S.Boudraa , L. Mokhnache, A.Boubakeur ,'IEC and Rogers Methods for Dissolved-Gas Analysis in Transformer Oil using Fuzzy Logic', QRM 2007, Oxford, UK.
 [3] http://fr.wikipedia.org/wiki/Gestion_de_Maintenance_Assistée_par_Ordinateur
 [4] R. LOISEAU 'Définir les outils d'une GMAO en 2007', Plénière, Séminaire sur les techniques et le management de la maintenance STMM 2007, EMP, Alger.

OPTIMISATION DU PROCESSUS DE LA SÉPARATION ELECTROSTATIQUE PAR LES ALGORITHMES GENETIQUES

O. DAHOU¹, K. MEDLES¹, M. YOUNES¹, A. TILMATINE¹, L. DASCALESCU²

Electrostatics and High Voltage Research Unit IRECOM, University Djillali Liabès Sidi Bel Abbès 22000, Algeria
Electrostatics of Dispersed Media Research Unit, LAII & LEA, University of Poitiers, Angoulême 16021, France
E-mail: kmedles@iutang.univ-poitiers.fr

Résumé

Le travail présenté consiste à la mise au point d'une procédure de contrôle optimal du processus de séparation électrostatique en utilisant un algorithme génétique. L'objectif est de maximiser la masse du produit conducteur et de minimiser la masse du produit mixte collecté, la variable de contrôle étant la haute tension d'alimentation du système d'électrodes. L'efficacité de la procédure est testée par rapport à une situation de disfonctionnement qui peut arriver dans la pratique industrielle : une variation du débit de matières à séparer.

Abstract

The present work consists in the development of an optimal control procedure for the process of electrostatic separation by using the genetic algorithm. The objective is to simultaneously maximize the mass of the conducting product and minimize the mass of the middling product collected after separation, the control variable being the high voltage that energizes the electrode system. The efficiency of the procedure is validated for a situation that can be encountered during industry application, namely a variation of the input material flow.

Mots clé

Optimisation, algorithme génétique, séparateur électrostatique, perturbation, débit

I. Introduction

La séparation des matériaux granulaires représente un domaine important d'applications industrielles de l'électrostatique. Le tri des particules ayant des caractéristiques électriques différentes est produit par des forces qui agissent sur les objets chargés ou polarisés dans un champ électrique assez intense. La diversité des installations et des technologies de séparation électrostatique est impressionnante [1, 2]

Afin d'optimiser les performances des processus de séparation, les industriels sont souvent intéressés à trouver les conditions d'exploitation des installations permettant de satisfaire à la fois les besoins de utilisateurs et les critères d'efficacité économique.

La disponibilité d'un modèle mathématique valide est une condition nécessaire pour la mise en œuvre d'une procédure classique de contrôle d'un tel processus. Par conséquent modéliser les procédés de séparation électrostatique est un domaine de recherche très actif. Une conclusion importante des diverses études sur ces processus est leur dépendance d'un grand nombre de variables, pas toutes contrôlables, chaque application étant caractérisée par un modèle différent. Par conséquent n'importe quelle approche traditionnelle de la commande des installations de séparation électrostatique échouerait, en particulier si nous prendrions également en considération la complexité de la surveillance des variables de sortie du processus.

Beaucoup de procédures de contrôle ont été développées pour de nombreuses applications afin de satisfaire les divers objectifs et les contraintes fonctionnelles qui vont avec [3,4]. Chacune de ces procédures ayant ses avantages et ses inconvénients, le choix des techniques d'optimisation utilisées dépend des applications visées.

Les techniques de calcul évolutionnaires deviennent de plus en plus populaires, vu leur grand potentiel dans la résolution des problèmes d'optimisation complexes, souvent impossible à traiter avec les méthodes d'optimisation classiques. Les auteurs proposent dans ce travail d'utiliser un algorithme génétique pour la commande d'un séparateur électrostatique à cylindre tournant, pour lequel un modèle mathématique valide est disponible. La variable de contrôle considérée pour cette étude est la haute tension d'alimentation du système d'électrodes du séparateur.

II. La stratégie du contrôle du séparateur électrostatique [5]

La meilleure séparation est celle qui maximise le produit conducteur et minimise le produit mixte. Le problème à résoudre consiste donc à trouver la valeur de la tension qui minimise le pourcentage du produit mixte m_M , et maximise le pourcentage du produit conducteur m_C à la sortie du séparateur :

$$m_M = \frac{M_M}{(M_C + M_{NC} + M_M)} \quad (1)$$

$$m_C = \frac{M_C}{(M_C + M_{NC} + M_M)} \quad (2)$$

Où :

M_C : est la masse du produit conducteur [Kg/h]

M_{NC} : est la masse du produit non conducteur [Kg/h]

M_M : est la masse du produit mixte [Kg/h]

Les expériences réalisées au laboratoire montrent que la valeur de la tension minimisant m_M et celle qui maximisent m_C sont toujours différentes : par conséquent une alternative peut être considérée : maximiser l'écart m_D ($m_D = m_C - m_M$)

III. Formulation mathématique du problème

Le séparateur électrostatique peut être modélisé, par les équations suivantes :

$$\begin{cases} m_M = 3.19u^2 - 1.45u - 4.01um + 6.3m + 8.25 \\ m_C = -2.1u^2 + 3.15u + 1.82um - 2.34m + 4458 \end{cases} \quad (3)$$

Où :

$$u = 2 \cdot \frac{(U - U_0)}{(U_{max} - U_{min})} \quad (4)$$

$$m = 2 \cdot \frac{(M - M_0)}{(M_{max} - M_{min})} \quad (5)$$

Sont les valeurs centrées réduites de la tension U et du débit M Avec:

$$U_0 = \frac{(U_{max} + U_{min})}{2} \quad (6)$$

$$M_0 = \frac{(M_{max} + M_{min})}{2}$$

L'objectif consiste à **maximiser l'écart m_D** ($m_D = m_C - m_M$), le domaine de validité du modèle étant :

$$\begin{aligned} U_{min} &= 26 \text{ kV}; U_{max} = 30 \text{ kV} \\ M_{min} &= 50 \text{ kg/h}; M_{max} = 150 \text{ kg/h.} \end{aligned}$$

IV. Algorithmes génétiques

Les algorithmes génétiques (AG) sont des méthodes d'optimisation de fonctions, s'inspirent de l'évolution espèces [6, 7]; ils copient de façon extrêmement simplifiée certains comportements des populations naturelles. Ainsi, ces techniques reposent toutes sur l'évolution d'une population de solutions qui, sous l'action de règles précises, optimisent un comportement donné, exprimé sous forme d'une fonction, dite *fonction sélective* (*fitness function*).

Un algorithme génétique est un algorithme itératif de recherche d'optimum, qui manipule une

population de taille constante. Cette population est formée de points candidats appelés *chromosomes*. La taille constante de la population entraîne un phénomène de compétition entre les chromosomes. Chaque chromosome représente le codage d'une solution potentielle au problème à résoudre ; il est constitué d'un ensemble d'éléments appelés *gènes*, pouvant prendre plusieurs valeurs appartenant à un *alphabet* non forcément numérique [6].

A chaque itération, appelée *génération*, l'algorithme crée une nouvelle population avec le même nombre de chromosomes. Cette génération consiste en des chromosomes mieux "adaptés" à leur environnement tel qu'il est représenté par la fonction sélective. Au fur et à mesure des générations, les chromosomes vont tendre vers l'optimum de la fonction sélective. La création d'une nouvelle population à partir de la précédente se fait par application des opérateurs génétiques de *sélection*, de *croisement* et de *mutation*.

La sélection des meilleurs chromosomes est la première opération dans un algorithme génétique. Au cours de cette opération l'algorithme sélectionne les éléments pertinents qui optimisent mieux la fonction. Le croisement permet de générer deux chromosomes nouveaux "enfants" à partir de deux chromosomes sélectionnés "parents" (figure 1), tandis que la mutation réalise l'inversion d'un ou plusieurs gènes d'un chromosome (figure 2).

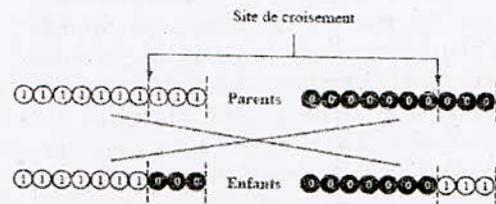


Fig. 1. Opérateur de croisement.

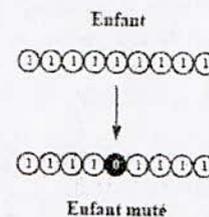


Fig. 2. Opérateur de mutation.

Le principe général de fonctionnement d'un algorithme génétique est basé sur les phases suivantes :

1. **Initialisation.** Une population initiale de N chromosomes est tirée aléatoirement.
2. **Évaluation.** Chaque chromosome est décodé, puis évalué.

3. **Sélection.** Création d'une nouvelle population de N chromosomes par l'utilisation d'une méthode de sélection appropriée.
4. **Reproduction.** Possibilité de croisement et mutation au sein de la nouvelle population.
5. **Retour** à la phase d'évaluation jusqu'à l'arrêt de l'algorithme.

Dans ce travail, nous avons opté pour le codage binaire, pour sa relative facilité d'implantation. La longueur l de la chaîne binaire associée à chaque paramètre x_i du problème est choisie en fonction de la précision ϵ requise sur ce paramètre [9]. Elle correspond donc au plus petit entier naturel tel que :

$$l_{xi} \geq \frac{1}{\ln 2} \ln \left(\frac{(x_{i \max} - x_{i \min}) + 1}{\epsilon_i} \right) \quad (7)$$

La fonction sélective définie pour ce travail est :
 Fitness = $[m_C - m_M] / [m_C]$ (8)

Nous avons adopté pour la phase de sélection, la stratégie de sélection proportionnelle (*RWS*), et pour la phase de reproduction (croisement et mutation) la stratégie élitiste (qui consiste à garder intact les meilleures chromosomes lors du passage d'une génération à l'autre) avec croisement uniforme et mutation bit à bit.

V. Présentation du programme de calcul

Afin de simuler l'utilisation d'un algorithme génétique au contrôle d'un processus de séparation, nous avons élaboré un programme de calcul sous l'environnement C++ Builder 6. Les caractéristiques principales de notre programme de calcul, ainsi que son mode de fonctionnement, sont décrites ci-dessous :

A. Spécification des variables d'entrée et des paramètres de l'AG :

Le domaine de variation des variables d'entrée U et M est défini comme il a été montré dans la section 3. L'utilisateur doit ensuite choisir les différents paramètres de l'algorithme génétique, qui seront utilisés dans le processus de l'optimisation (Fig. 3):

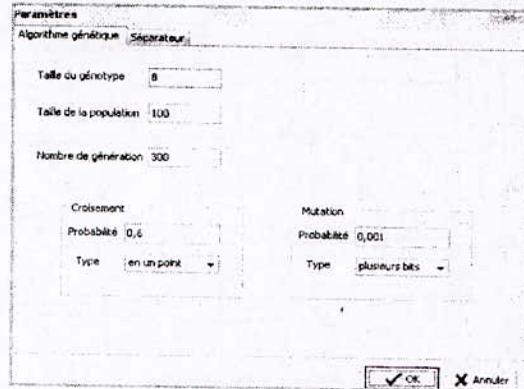


Fig. 3. Fenêtre de définition des paramètres de l'AG.

B. Initialisation :

Cette phase consiste en un tirage aléatoire de N individus dans l'espace des individus permis

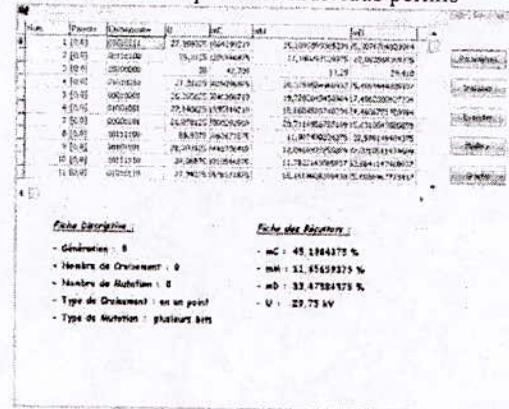


Fig. 4. Fenêtre de la phase d'initialisation

C. Exécution

Le programme lance successivement les différents opérateurs de L'AG : la sélection, le croisement et la mutation (Fig. 5)

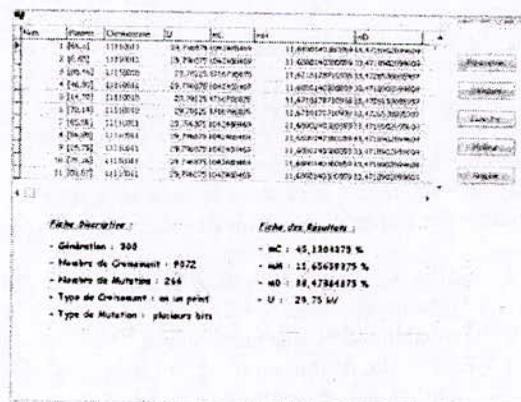


Fig. 5. La phase d'exécution

D. Représentation graphique des solutions

L'utilisateur a la possibilité d'afficher les différentes courbes comme il est monté dans la figure ci-dessous

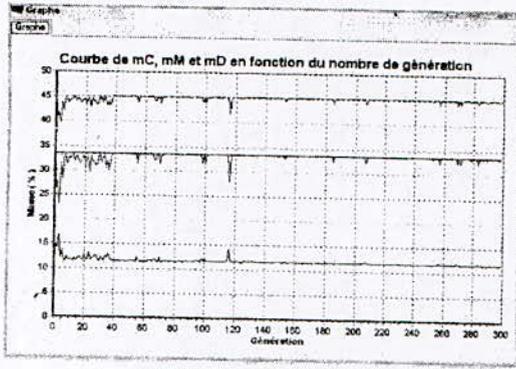


Fig. 6. Affichage des solutions

VI. Application

Le programme de calcul a été appliqué pour étudier la commande optimale du séparateur électrostatique à cylindre tournant (Fig. 7)

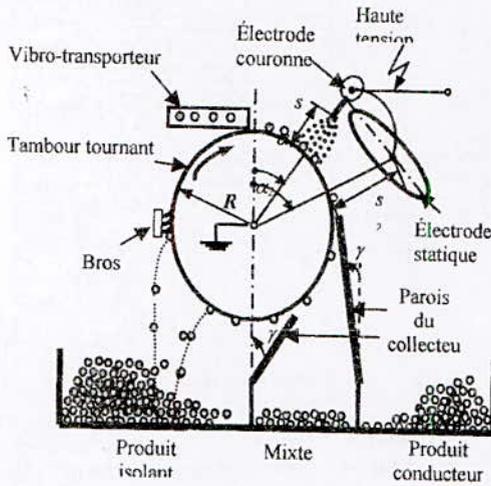


Fig. 7. Variables d'un procédé électrostatique de séparation

A. Choix des paramètres de l'AG :

Les opérateurs de l'algorithme génétique sont guidés par un certain nombre de paramètres structurels donnés. Les valeurs choisies de ces paramètres influencent la réussite et la rapidité d'un algorithme génétique. Ces paramètres sont :

- > Taille population : N=50 individus.
- > Taille de génotype : l= 8.
- > Probabilité de croisement : $p_c=0.75$.
- > Probabilité de mutation : $P_m=0.06$.
- > Nombre des générations : maxgen=300.

Rappelons que l'aspect stochastique intervient très fréquemment au cours de la recherche effectuée à l'aide de l'algorithme génétique. Cet aspect est présent dans la quasi-totalité des opérations. De ce fait, pour assurer que la solution optimale trouvée est unique, nous avons lancé la recherche 10 fois.

Étant donnée que, pendant la séparation, on peut avoir une anomalie concernant le débit (dysfonctionnement du vibro transporteur, encombrement du mélange granulaire,..), nous avons fait la simulation pour 2 valeurs différentes du débit, et voir son influence sur la valeur de la tension a commander. Les résultats de cette simulation, après 300 générations, sont récapitulés dans le tableau 1.

débit (kg/h)	U (kV)	m_C (%)	m_M (%)	m_D (%)
100	28.875	45.556	8.226	37.329
140	29.75	45.13	11.46	33.47

Tab.1. Les résultats de simulation

D'après le tableau 1, nous remarquons que le passage de la valeur du débit de 100kg/h à 140kg/h, a engendrée une variation de la tension a commander, de 28,875kV à 29,75 kV, et qui constitue le nouveau point optimal de fonctionnement du séparateur.

Le pourcentage du produit conducteur dans le cas d'un débit m égale à 140kg/h, $m_C=45.13\%$, est légèrement inférieur à celui obtenue pour $m=100\text{kg/h}$, soit $m_C=45.556\%$, et le pourcentage du mixte $m_M=11.46\%$ est nettement supérieur à celui obtenue pour $m=100\text{kg/h}$, soit 8.226% .

Bien que les valeurs soient proches dans les deux situations, la différence ne peut pas être négligée dans les conditions d'une application industrielle.

Sur les deux figures ci dessous, nous montrons, la variation des masse, en pourcentage, du produit conducteur m_C , produit mixte m_M , et la différence du masse du produit conducteur m_C et le produit mixte m_M (m_D), en fonction du nombre des générations, pour les deux valeurs du débit

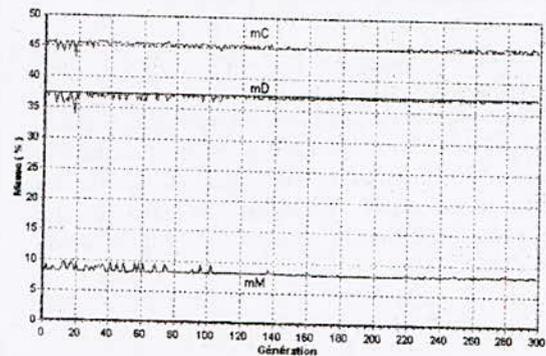


Fig. 9. la variation de m_C , m_M , et m_D , en fonction du nombre des générations (Pour $m=100\text{ kg/h}$)

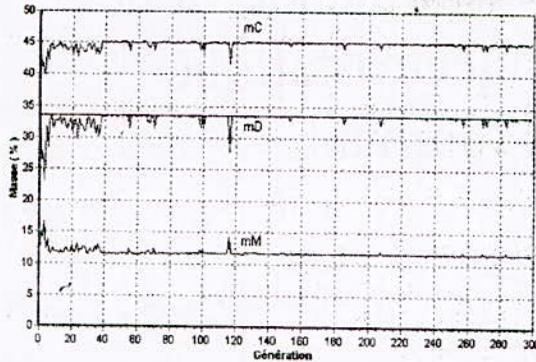


Fig. 8. Variation de m_C , m_M , et m_D , en fonction du nombre des générations (Pour $m=140$ kg/h)

VII. Conclusion

Dans ce travail, nous avons adopté les « algorithmes génétiques » comme outil d'optimisation du fonctionnement d'un séparateur électrostatique à cylindre tournant et nous avons développé un programme de calcul utilisant le langage de programmation Borland C++Builder6. La principale interaction entre l'utilisateur et le Simulateur est accomplie à travers des interfaces conçues sous builder 6.

Nous avons montré l'efficacité de l'algorithme génétique à détecter les nouveaux points optimaux de fonctionnement, dans le cas d'un dysfonctionnement du processus de séparation électrostatique, simulé par un changement de débit. Le choix judicieux des différents paramètres de l'algorithme génétique, tel que la taille de la population, la longueur du chromosome, ainsi que la probabilité du croisement, et de la mutation, contribue efficacement dans la recherche de la solution optimale.

Références

- [1] M. Younes, A. Tilmatine, K. Medles, A. Younes, et L. Dascalescu, "Commande floue d'un séparateur électrostatique à cylindre tournant" CNHT2007, Taghit/Bechar
- [2] K. Medles, "Modélisation expérimentale et optimisation des procédés de séparation électrostatique des matériaux granulaire", thèse de Doctorat d'Etat, 20 Mai 2006, UDL, Sidi-Bel-Abbès, Algérie.
- [3] I. Kiss, L. Pula, E. Balagh, L.T. Koczy, and I. Berta, "Fuzzy logic in industrial electrostatics" Journal of Electrostatics, vol. 40&41, pp561-567, 1997
- [4] I. Kiss and I. Berta, "New concept of ESP "modelling based on fuzzy logic" Journal of Electrostatics, vol 51&52, pp206-211, 2001
- [5] M. Younes, "Optimisation et commande du processus de séparation électrostatique ", thèse de Doctorat d'Etat, 2007, UDL, Sidi-Bel-Abbès, Algérie
- [6] J.M. Renders, "Algorithmes génétiques et Réseaux de Neurones». Edition HERMES, Paris, 1995
- [7] L. Saludjean et al: "Algorithme génétique et développement de Taylor de la solution éléments finis pour l'optimisation d'un élément électromagnétique", Journal de Physique III, 1997, pp 2189-2200.

- [8] J.H.Holland, "Adaptation in natural and artificial systems", Technical reports, University of Michigan, Ann Arbor, 1975
- [9] D.E Goldberg, "Genetic Algorithm in Search Optimizations and Machine Learning", Addison-Wesley, New York, 1989.

Amélioration de la commande floue d'un séparateur électrostatique à cylindre tournant

K. Younes¹, M. Younes^{1,2}, K. Medles^{1,2}, A. Tilmatine¹
IRECOM Laboratory, University Djillali Liabes, Sidi-Bel-Abbes, Algeria.

A. Samuila², L. Dascalescu²
Laboratory of Aerodynamic Studies, UMR 6609,
University of Poitiers, University Institute of Technology,
4 avenue de Varsovie, 16021 Angoulême Cedex, France

Résumé — Le travail consiste à trouver des fonctions d'appartenances qui peuvent s'adapter facilement à la commande floue d'un séparateur électrostatique. Le paramètre à commander est la haute tension et la sortie est la différence de masse du produit conducteur et du produit mixte.

Abstract—Work consists in finding of memberships functions which can adapt easily to the vague control of an electrostatic separator. The factor to be controlled is the high voltage and the output is the difference in mass of the conducting product and the mixed product.

Mots clés : contrôle flou, séparateur électrostatique, fonctions d'appartenances.

I INTRODUCTION

La disponibilité d'un modèle mathématique sain est une condition nécessaire pour une commande traditionnelle des systèmes. Par conséquent, modéliser les procédés de séparation électrostatique est une matière active de recherches [1,2]. Une des conclusions principales des diverses études sur ces processus est leur dépendance d'un grand nombre de variables [3], pas tous contrôlables [4] et chaque application est caractérisée par un modèle différent [5]. Par conséquent n'importe quelle approche traditionnelle à la commande de tels processus échouerait, en particulier si nous prendrions également en considération la complexité de la surveillance des variables de rendement (la masse et/ou pureté des produits séparés). Sous ces dernières circonstances, un système basé sur des règles empiriques, peuvent être plus efficaces.

La commande floue est une technique qui a été déjà appliquée dans les processus électrostatiques [6, 7].

Aucun système de commande automatisé n'a été encore développé pour le séparateur électrostatique industriel. Dans la plupart des applications, l'opérateur a la possibilité d'ajuster deux variables de commande: niveau à haute tension [8] et la vitesse de l'électrode tournante. L'ajustement est exécuté selon un ensemble de règles basées sur la connaissance de l'expert.

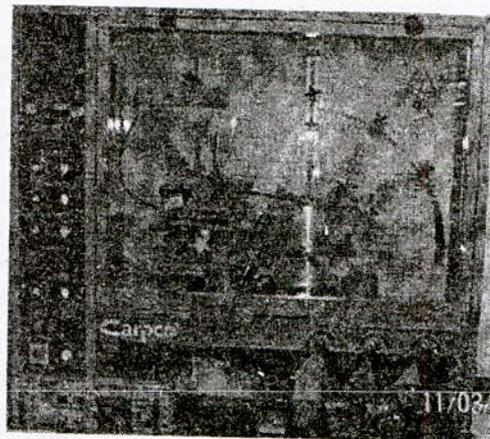


Figure 1 : photographie du séparateur électrostatique à cylindre tournant Carpco

Dans ce travail nous appliquons la logique floue pour commander un séparateur électrostatique à cylindre tournant (figure 1). Ce séparateur est modélisé en équation mathématique dans un travail ultérieur, et on ne tiendra compte que de la tension comme variable de commande.

II CONTROLE FLOU D'UN SEPARATEUR ELECTROSTATIQUE A TAMBOUR

La meilleure séparation c'est celle qui maximise le produit conducteur et minimise le produit mixte. Le problème à résoudre consiste donc à trouver la valeur de la tension qui minimise le pourcentage de produit mixte m_M et maximise le pourcentage de produit conducteur m_C [8] à la sortie du séparateur. Les valeurs de la masse de conducteur M_C , de la masse de non conducteur M_{NC} et de la masse de mixte M_M , sont continuellement utilisées pour le calcul de m_C et m_M avec :

$$m_M = \frac{M_M}{(M_C + M_{NC} + M_M)} ; m_C = \frac{M_C}{(M_C + M_{NC} + M_M)} \quad (1)$$

Les expériences réalisées au laboratoire montrent que la valeur de tension minimisant m_M et celle qui maximise m_C sont toujours différentes. Par conséquent, une alternative

peut être considérée : maximiser l'écart m_D [8, 9] ($m_D = m_C - m_M$) Dans ce contexte, une mesure de la différence des deux sorties m_M et m_C en temps réel est nécessaire.

D'une façon plus générale, il serait possible de définir un indicateur de performance :

$$m_D = (1-p)m_C - p(m_M) \quad (2)$$

où p est un coefficient entre 1 et 0 (les valeurs limites correspondant respectivement à la minimisation de m_M et à la maximisation de m_C). Dans notre exemple de calcul : $p=0,5$. En effet, la tension maximisant $m_D=0,5(m_C-m_M)$ est celle qui maximise $m_D=m_C-m_M$.

Les deux sorties du système considérées sont : m_M et m_C (figure 2). Seule la différence de ces deux sorties est considérée pour le raisonnement flou.

En effet cette valeur m_D est comparée à une valeur de référence $M_r = 100$, représentant le cas idéal où le matériau à traité ne contient que des particules conductrices et le produit mixte est nul. La différence entre la valeur mesurée m_D et la valeur de référence (M_r) est notée X et elle est déterminée de la façon suivante :

$$X(i+1) = m_D(i) - M_r \quad (3)$$

où i est un cycle en temps Δt comprenant la durée de stabilisation du séparateur à une variation de la tension commandée par le contrôleur flou (réponse permanente du séparateur pour une nouvelle tension) ajoutée à la durée du pesage (durée d'assembler la quantité à peser de m_D après la stabilisation du séparateur).

Une autre variable du contrôleur flou est Y , définie comme :

$$Y(i+1) = [m_D(i) - m_D(i-1)] / \Delta u(i) \quad (4)$$

avec Δu l'accroissement de la tension, qui représente la sortie du contrôleur flou. Il faut noter que u désigne la valeur normalisée centrée de la tension U :

$$u = 2(U - U_0) / (U_{max} - U_{min}) \quad (5)$$

où

$$U_0 = (U_{max} + U_{min}) / 2 \quad (6)$$

avec U_{max} et U_{min} étant respectivement les valeurs maximale et minimale de la tension U .

Le contrôleur flou s'active seulement quand les valeurs $m_D(0)$, $m_D(1)$ et $\Delta u(1)$ sont disponibles.

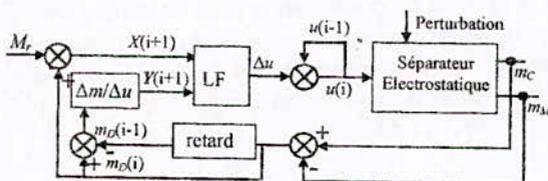


Figure 2 : Schéma du système de contrôle flou du séparateur électrostatique

III LES ETAPES DU CONTRÔLE FLOU

A l'instant initial, quand le séparateur est mis en marche (en faisant tourner le tambour et en mettant sous tension

l'électrode couronne), le contrôleur flou n'est pas encore activé, le système de mesure des masses donne la valeur $m_D(0)$, avec le retard de Δt . Durant le cycle suivant ($i=1$), la tension appliquée est $u(1)=u(0)+\Delta u(1)$, avec $\Delta u(1)$ une valeur prédéfinie (dans notre exemple $\Delta u(1)=0,02$). A la fin de ce cycle, le contrôleur flou est activé, les valeurs de $m_D(1)$, $m_D(0)$ et $\Delta u(1)$ sont disponibles. Dans ces conditions les valeurs $X(2)$ et $Y(2)$, peuvent être calculées en utilisant les équations (3.3 et 3.4) pour $i=1$.

Durant le cycle ($i=2$), le contrôleur flou utilise $X(2)$ et $Y(2)$ pour calculer la valeur $\Delta u(2)$, et le système de pesé peut mesurer $m_D(2)$. A la fin de tout cycle i , $m_D(i)$ sert avec $\Delta u(i)$ à calculer les entrées du contrôleur flou ($X(i+1)$ et $Y(i+1)$) respectivement avec les équations (3 et 4).

A. Fuzzification

Les valeurs issues des grandeurs physiques telles que : l'écart X et la dérivée Y , et du raisonnement flou tel que Δu sont définis en degrés d'appartenance à partir des fonctions d'appartenance (ensembles flous), tel que "négative" (N), "zéro" (Z) et "positive" (P). Ces ensembles flous sont représentés par trois fonctions : respectivement (μ_{XN} , μ_{XZ} , μ_{XP}), (μ_{YN} , μ_{YZ} , μ_{YP}) et ($\mu_{\Delta uN}$, $\mu_{\Delta uZ}$, $\mu_{\Delta uP}$) pour les entrées X (erreur sur la sortie du système), Y (dérivée de l'entrée X par rapport à la sortie du bloc flou Δu) et Δu . Les bornes de ces fonctions sont prédéfinies par le spécialiste en séparation électrostatique.

B. Règles d'inférence

Le raisonnement flou se base sur la combinaison des règles d'inférence : SI-ALORS, avec la partie SI appelée antécédent et la partie ALORS appelé la conséquence.

Table 1 : table d'inférence du système de contrôle flou utilisé pour séparateur électrostatique

X\Y	N	Z	P
N	N	Z	P
Z	Z	Z	Z
P	P	Z	N

C. Défuzzification

La sortie du bloc flou (accroissement $\Delta u(2)$) est une information floue, qu'on doit la convertir en valeur bien déterminée (réelle). La méthode de **défuzzification** la plus utilisée est celle de la détermination du centre de gravité de la fonction d'appartenance résultante $\mu_{RES}(\Delta u(2))$ figure 4. Dans ce contexte, il suffit de calculer l'abscisse $\Delta u(2)_r$ du centre de gravité à l'aide de la relation générale suivante :

$$cdg = \frac{\int \Delta u \mu_{res}(\Delta u) d\Delta u}{\int \mu_{res}(\Delta u) d\Delta u} \quad (7)$$

IV MODELE MATHEMATIQUE DU SEPARATEUR

Le contrôle flou du séparateur est fait par simulation sur un modèle établi par la méthode des plans d'expériences dans le laboratoire de l'IUT d'Angoulême en utilisant le logiciel Modde5.0. Le modèle ainsi déterminé est donné par les équations 8 et 9. En effet Les pourcentages du produit mixte m_M (8) et du produit conducteur m_C (9) sont

exprimés par les fonctions normalisées des valeurs centrées de la tension u et du débit m :

$$m_M = 3,19 u^2 - 1,45 u - 4,01 u m + 6,3 m + 8,25 \quad (8)$$

$$m_C = -2,1 u^2 + 3,15 u + 1,82 u m - 2,34 m + 44,58 \quad (9)$$

Dans les équations (8) et (9) u est donnée par l'équation (5), avec $U_{min} = 26$ kV, $U_{max} = 30$ kV. avec :

$$m = 2 (M + M_0) / (M_{max} - M_{min}) \quad (10)$$

où $M_0 = (M_{max} - M_{min}) / 2$ avec $M_{min} = 50$ kg/h et $M_{max} = 150$ kg/h sont respectivement les valeurs minimales et maximales du débit considérées dans notre exemple de calcul.

V FONCTIONNEMENT OPTIMAL

Afin de valider les résultats issus de la commande floue du séparateur, nous déterminerons analytiquement le fonctionnement optimal du séparateur électrostatique.

A. Détermination analytique du fonctionnement optimal

La valeur de tension pour un fonctionnement optimal pour une valeur de débit ($m=0,8$) est calculée en cherchant l'extremum de la fonction m_D , les résultats sont montrés au tableau 2 :

Tableau 2 : Fonctionnement optimal du séparateur pour un débit ($m=0,8$).

Débit (kg/h)	U (kV)	m_D
140	29,751228	33,473845

B. Détermination par logique floue du fonctionnement optimal

Nous allons utiliser une fonction d'appartenance définie par l'équation (11) cette équation définit les fonctions triangulaire et aussi d'autres fonctions subissant des déformations suivant la valeur de θ . Nous représentons sur la figure 3 les fonctions d'appartenance pour $\theta=1$ et sur la figure 4, les différentes formes selon la valeur de θ . Il s'agit alors d'étudier l'évolution de la commande suivant la valeur de θ (maximisation de la fonction m_D).

$$\mu(x) = \theta \left((1 - |x + m|) - (\cos((x + m)\pi) + 1) / 2 \right) + (1 - |x + m|) \quad (11)$$

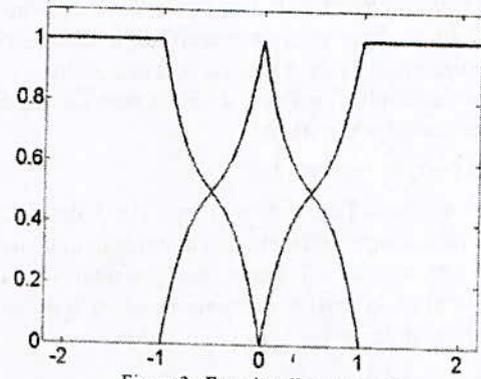


Figure 3 : Fonction d'appartenance

Tel que :

m : est le paramètre traduisant la fonction vers l'avant ou l'arrière.

θ : représente un coefficient de déformation de la fonction d'appartenance, sur la figure (4), nous représentons la fonction d'appartenance avec différentes valeurs de θ . A $\theta=0$, on retrouve la fonction triangulaire.

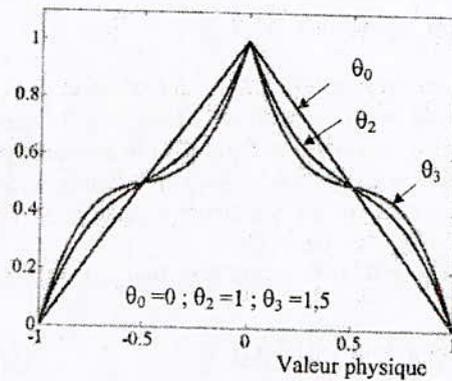


Figure 4 : Fonction d'appartenance en fonction de θ : (0 ; 1 ; 1,5)

Dans notre travail, nous avons laissé les fonctions d'appartenance avec les bornes $[-2 \ 0]$; $[-1 \ 1]$; $[0 \ 2]$ et c'est les grandeurs d'entrées et de sortie ($X, Y, \Delta u$) qui sont multipliées par les coefficients de bornes. Pour les fonctions d'appartenance triangulaires ($\theta_0=0$), les coefficients donnant les bons résultats sont (10 ; 1 et 0,2) respectivement pour l'erreur X , la ponte Y et l'accroissement Δu . Ces valeurs, ont été étroitement choisies afin de minimiser le temps de réponse (nombre de cycle de raisonnement flou). Sur la figure 5, nous représentons une comparaison d'évolution de la réponse m_D et la variable de commande u pour les deux types de fonction d'appartenance ($\theta_0=0$ avec $\theta_2=1$). Sur la figure 6, on reporte la même comparaison mais pour des coefficients multiplicateur moins étroitement choisis (100 pour Y ; 1 pour X ; 1 pour Δu).

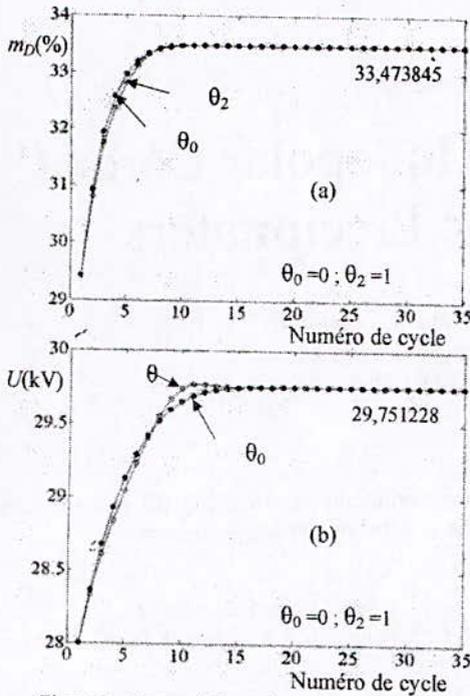


Figure 5 : réponse de la sortie m_D (a) et de l'entrée u (b) pour différentes formes des fonctions d'appartenance avec les coefficients multiplicateurs (10 ; 1 ; 0,2)

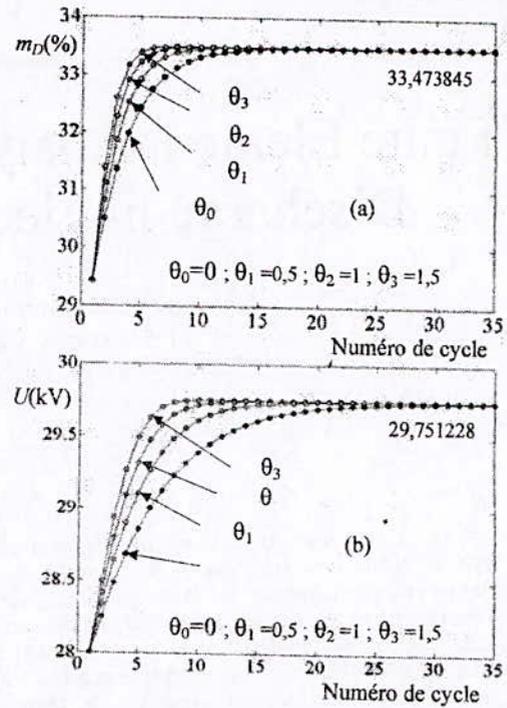


Figure 7 : réponse de la sortie m_D (a) et de l'entrée u (b) pour différentes formes des fonctions d'appartenance avec les coefficients multiplicateurs (100 ; 1 ; 1) et différentes valeurs de θ

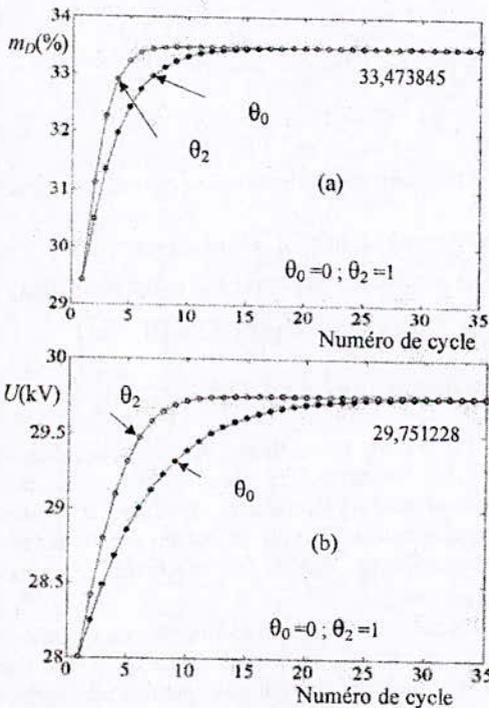


Figure 6 : réponse de la sortie m_D (a) et de l'entrée u (b) pour différentes formes des fonctions d'appartenance avec les coefficients multiplicateurs (100 ; 1 ; 1)

Nous constatons que les fonctions d'appartenance pour une valeur de θ différent de zéro, donne des résultats bien meilleures que celle de $\theta=0$.

Sur la figure (7), nous représentons une optimisation par commande floue pour différentes valeur de θ , afin de montrer que ce paramètre peut avoir une importance pour les faibles valeurs.

VI CONCLUSION

L'utilisation de la logique floue pour commander les systèmes influencés par des facteurs perturbateurs est une alternative intéressante. Le modèle mathématique du séparateur utilisé comme boîte noire, nous a permis de mettre en évidence l'importance de la commande floue pour le fonctionnement optimale. Le travail sur les fonctions de l'appartenance nous a permis de conclure qu'une bonne investigation sur ces fonctions peut nous amener à étendre le choix des coefficients multiplicateurs qui a été souvent difficile à trouver.

VII REFERENCES

- [1] L. Dascalescu, A. Tilmatine, F. Aman, and M. Mihailescu, "Optimisation of electrostatic separation processes using response surface modeling," *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 40, pp.53-59, 2004.
- [2] L. Dascalescu, A. Mihalciou, A. Tilmatine M. Mihailescu, A. Iuga, and A. Samuila, "Electrostatic separation processes," *IEEE Industry Applications Magazine*, vol. 10, pp. 19-25, 2004.
- [3] L. Dascalescu, A. Samuila, A. Mihalciou, S. Bente, and A. Tilmatine "Robust control of electrostatic separation processes," *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 41, pp. 715-720, 2005.
- [4] I. Kiss, L. Pula, E. Balogh, L.T. Kóczy, and I. Berta, "Fuzzy logic in industrial electrostatics," *Journal of Electrostatics*, vol.40. & 41, pp. 561-567, 1997.
- [5] I. Kiss and I. Berta, "New concept of ESP modelling based on fuzzy logic," *Journal of Electrostatics*, vol. 51-52, pp. 206-211, 2001.
- [6] N. Grass, "Fuzzy-logic-based power control system for multifield electrostatic precipitators," *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 38, pp. 1190-1195, 2002.
- [7] M.Younes, A.Tilmatine, K.Medles, L.Dascalescu « *Fuzzy Control of an Electrostatic Separation Process* » IEEE Berkeley 2006.
- [8] M Younes, A Tilmatine, K. Medles, L. Dascalescu.: « *Fuzzy control of an Electrostatic separation Process* ». IEEE Transactions on Industry Applications Society; Publication date: January/February. 2008, vol.44, N° 1, Pp 9-14, ISSN: 0093-9994.

Finite Element Analysis of Monopolar Corona Discharge in Electrostatic Precipitators

H. Nouri^(1,2), N. Zouzou⁽¹⁾, M. Aissou⁽²⁾, and Y. Zebboudj⁽²⁾

⁽¹⁾LEA laboratory, University of Poitiers. 86000, France

⁽²⁾LGEB laboratory, University of A. Mira. Bejaia, 06000 Algeria

Abstract—This paper aims at analysis of the monopolar ionized field in conductor- two planes configurations. An iterative finite-element technique is used to solve Poisson's equation. Two algorithms are proposed for satisfying the current continuity condition and updating the space-charge density. The first algorithm is a modified method of characteristics, which neglects ion diffusion. The second algorithm is based on application of Kirchhoff's current-balance law at each node of the finite-element grid. We used the model which separates the corona in two distinct regions. The ionisation region radius and the electric field at the ionisation - region/ drift - region interface, which corresponds to a zero net ionisation coefficient of the ambient air, are developed by Hartmann in this investigation on the generalisation of the Peek's law. We proposed the introduction of a potential corresponding to the critical minimum ionization field directly in the finite element formulation as a Dirichlet condition.

Keywords— Corona discharge, Finite element method, Space charge, Electric field

I. INTRODUCTION

The electric corona discharge usually occurs when a high voltage is applied between two electrodes with substantially different radii of curvature. The high electric field in the vicinity of the corona electrode causes gas ionisation and its partial breakdown. While the whole process is rather complicated, the net effect is that ions, of the same polarity as that of the corona electrode, are drifting to the other electrode. A space charge is formed and an electric current flows between both electrodes [1].

High-voltage DC has many advantages over conventional AC lines for long-distance power transmission. The economic feasibility of DC transmission has increased recently with development of HV terminal equipment. One of the problems associated with HVDC transmission is the corona occurring on the transmission lines and power loss, audible noise, radio interference and television interference [2].

This paper presents a numerical algorithm which can be used to simulate the essential parameters of the process in the wires

– two planes configuration, including the electric field, the space charge density and the current density.

II. MATHEMATICAL MODEL

The corona phenomenon are obtained from the following relations [3]

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

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

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

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

Where \vec{E} is the electric field intensity vector (V/m), ρ is the

space charge density (C/m³), \vec{J} is the current density vector (A/m²), Φ is the electric potential, ϵ_0 is the permittivity of

free space, μ is the ion mobility ($1.85 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$), D is the diffusion coefficient ($3.8 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) and \vec{v} the gas velocity.

Equations (1)-(4) are, respectively, Poisson's equation, the current continuity condition, the equation of 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.

In reality, it is extremely difficult to find an exact solution to these equations due to their nonlinear nature. However, there are analytical solutions for simple geometries such as spherical and coaxial configurations. All attempts at solving these differential equations have been based on some simplifying assumptions [2, 4].

The most common ones are the following.

- (i) The entire electrode spacing is filled with monopolar space-charge of the same polarity as the coronating conductor. The thickness of the ionization layer around the conductor is sufficiently small to be disregarded with respect to the interelectrode spacing.
- (ii) The space-charge affects only the magnitude and not the direction of the electric field. This assumption was

suggested at first by Deutsch and later referred to as 'Deutsch's assumption'.

- (iii) The mobility of ions is constant (independent of field intensity).
- (iv) Diffusion of ions is neglected.
- (v) The surface field of the coronating conductor remains constant at the onset value E_0 , which is known as Kaptzoy's assumption [5]. For the conductor-to-two plane configurations, E_0 is expressed in kilovolts per centimetre as

$$E_0 = 30\eta[1 + (0.0906/r_0)^{1/2}] \quad (5)$$

Where r_0 is the conductor radius in centimetres and η is the surface irregularity factor (1 for smooth conductors). Conductor-two planes configuration is given as

$$V_0 = E_0 r_0 \ln(2H/r_0) \quad (6)$$

In the present analysis, the electric field at the surface of the coronation conductor,

$$E_{crit} = E_0 f_1(U/V_0) \quad (7)$$

Where the function f_1 is assumed to have the following form [2]:

$$f_1 = 1.1339 - 0.16678\left(\frac{U}{V_0}\right) + 0.03\left(\frac{U}{V_0}\right)^2 \quad (8)$$

Solution of equation (1)-(4), which describes the space-charge ionized field, requires three boundary conditions.

- (i) The potential on the coronating conductor is equal to the applied voltage.
- (ii) The potential on the grounded electrode is zero.
- (iii) The magnitude of the electric field at the surface of the coronating conductor E_{crit} is assumed to be a function of the applied voltage.

(iv) The boundary conditions problem solved in this paper is shown in Fig. 1

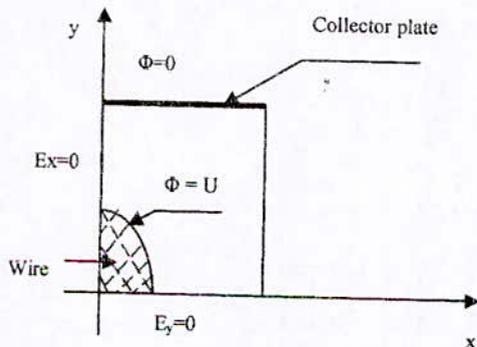


Fig. 1. The boundary conditions problem.

Many attempts have been made to solve the ionized field problem using the finite-element technique (FET) [1 - 4]. None of them included ion diffusion in the solution of the describing equations. A few attempts have included ion diffusion but using other numerical techniques.

In order to satisfy the continuity condition and to estimate the discrete space-charges at the grid nodes, the interelectrode spacing was divided into linear triangular elements. The triangular elements are obtained by subdividing each quadrangle produced by the intersection of field lines and equipotential contours into two triangles (Fig. 3). In comparison with previous approaches for grid generation, the proposed grid makes it easier to formulate the current continuity condition and current density equation along the computational domain.

In the present paper, the monopolar ionized field equations are solved in wires-two planes configurations. An iterative FET is used as a numerical tool to solve Poisson's equation and is supported by two algorithms. In the first algorithm, the current continuity condition is satisfied, neglecting ion diffusion, using a modified characteristics method. In the second, the current continuity condition is satisfied by applying Kirchhoff's current-balance law at each node of the FE grid.

III. PROPOSED METHOD OF ANALYSIS

The solution of the space charge field for wire-duct precipitators is described in the following sections. The investigated wires-two planes configuration has a Wires radius r_0 and height H above the ground plane (see Fig. 2).

Ω is a computational domain how is represented by the computational mesh of Fig. 4. The proposed method of analysis is described in the following procedure (see Fig. 3).

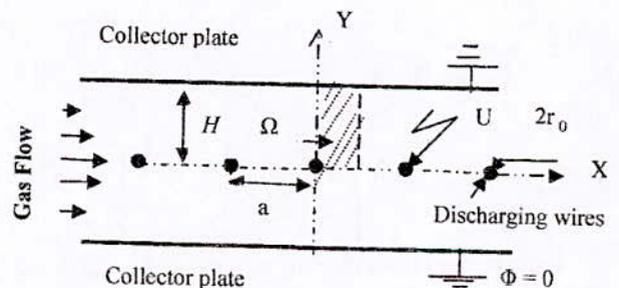


Fig. 2. Precipitator Geometry and Computational Domain.

The solution process involves the following steps:

Step1: First mesh generation

The first mesh is created in the absence of space charge and, therefore, the electric field is Laplacian. The mesh mapping is

formed by the quadrangles obtained from the intersections of the electric field lines and equipotential contours. The linear triangular elements are obtained by subdividing each quadrangle. The node (i, j) represents the intersection between the jth field line and the ith equipotential contour.

Step2

Solve via the finite-element method the Laplace equation for Φ ($\Delta\Phi = 0$) assuming $\rho_{\pm} = 0$ in the entire interelectrode region. The potential at the jth boundary is expressed as

$$\Phi_i = \sum_{j=1}^{chg \text{ number}} C_{ij} q_j \quad (9)$$

where C_{ij} is the potential coefficient of the charge q_j at the jth point and is equal to

$$C_{ij} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln \left[\frac{r_j'}{r_j} \right] \quad (10)$$

r_j And r_j' are distances from the ith point to the charge q_j and to its image.

Step3

The space charge density located at node (i,1) around the periphery of the ionization region is assumed initially as:

$$\rho_{i1} = \rho_e \cos(\theta_i / 2) \quad (11)$$

Where $\rho_e = \rho_0 \frac{H}{r_0} \frac{E_0}{E_{cr}}$ (12)

$$\rho_0 = [4\epsilon_0 V_s (U - V_s)] / [H^2 U (5 - 4(V_s/U))] \quad (13)$$

$$E_0 = \frac{U}{H \ln(H/r_0)} \quad (14)$$

$$V_s = E_{cr} \cdot r_0 \ln \left[\frac{\sinh(\pi H / a)}{\pi r_0 / a} \right] \quad (15)$$

And θ_i is the angle at which the field line emanates at the wire surface [6].

Step 4

The evaluation of the space charge density for the other mesh nodes is obtained using the simplified method of characteristics which neglects ion diffusion and wind speed. In practical problems the movement of charge may also be influenced by a wind. Its presence changes the constitutive law

relating current density to the electric field and (3) should be replaced by [7, 8]:

$$\vec{J} = \pm \rho \mu \vec{E} \quad (16)$$

From the current continuity equation we can write

$$\nabla J = 0 \Rightarrow \nabla[\rho(\mu E)] = 0 \Rightarrow (\nabla \rho)(\mu E) + \rho \mu \nabla E = 0 \quad (17)$$

$$(1) \text{ and } (6) \Rightarrow \nabla \rho = \frac{-\rho^2}{\epsilon_0 E} \quad (18)$$

Along field lines, the Eq.8 becomes

$$\frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{-\rho^2}{\epsilon_0 E} \quad (19)$$

Integration of eq. 9 gives values of the space charge density along field lines. As initial values of E we took those obtained in step 2. For the resolution of Eq.9, we used the Runge-Kutta method [9].

Step 5

Using the FEM, solve Poisson's equation, eq. 1. The potential ϕ within each element is approximated as a linear function of coordinate:

$$\phi = \phi_1 w_1 + \phi_2 w_2 + \phi_3 w_3 \quad (20)$$

With 1, 2, and 3 representing the nodes of the element e Fig.4, and w is the corresponding shape function [10].

A functional R^e is formulated in the usual FEM:

$$R^e = - \int_A [w]^T \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \frac{\rho}{\epsilon_0} \right] dA \quad (21)$$

Where A is the area of triangular element, $[w]$ is the row vector containing the element shapes functions.

Equation (21) is transformed into 2 set of linear equation by minimizing the functional R^e , in the form:

$$[k^e][\phi^e] = [f^e] \quad (22)$$

Applying equation (22) for all elements of the grid and summing up the results the following set of equations is obtained:

$$[K][\Phi] = [F] \quad (23)$$

Where $[K] = \sum_{e=1}^{Elt.Num} k_{ij}(e)$ (24)

$$\{F\} = \sum_{e=1}^{Elt.Num} f_i(e) \quad (25)$$

$$k_{ij} = \iint_{\Delta_e} \left[\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial x} \right] dx dy \quad (26)$$

$$f_i = \sum_n \iint_{(\epsilon_i)_n} \frac{\rho_i}{\epsilon_0} N_i dx dy \quad (27)$$

$$N_i(x, y) = \frac{1}{2\Delta_e} (a_i + b_i x + c_i y); i = 1, 2, 3. \quad (28)$$

Note that $N_i(x_j, y_j)$ is the shape function and the coefficients of a_i , b_i and c_i can be easily determined from the definition of the shape function in the finite element theory.

The N_i is given as :

$$N_i(x_j, y_j) \doteq \delta_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{Si } i \neq j \\ 1 & \text{si } i = j \end{cases} \quad (27)$$

Step 6

Calculate the electric field distribution from the potential using the interpolation/extrapolation method along each field line.

Step 7

Repeat steps (4-5) until the maximum mismatch E_{rr} between the last two estimates of the potential at each node (Φ^l and Φ^{l+1}) is less than a pre-specified error δ_1 .

E_{rr} is defined as

$$E_{rr} = \frac{|\Phi^{(l)} - \Phi^{(l+1)}|}{\Phi^{(l)}} \quad (24)$$

With l is the iterative number.

Step 8

Estimate discrete charges $q(i)$ placed in the triangles centre. They are given as follows:

$$q(i) = \rho(i) \cdot \Delta_e(i) \quad (25)$$

$$\text{With: } \rho(i) = [\rho(1) + \rho(2) + \rho(3)]/3 \quad (26)$$

$\rho(1), \rho(2), \rho(3)$ are the space charge density values on the i th triangle's peak, which area is $\Delta_e(i)$ [11].

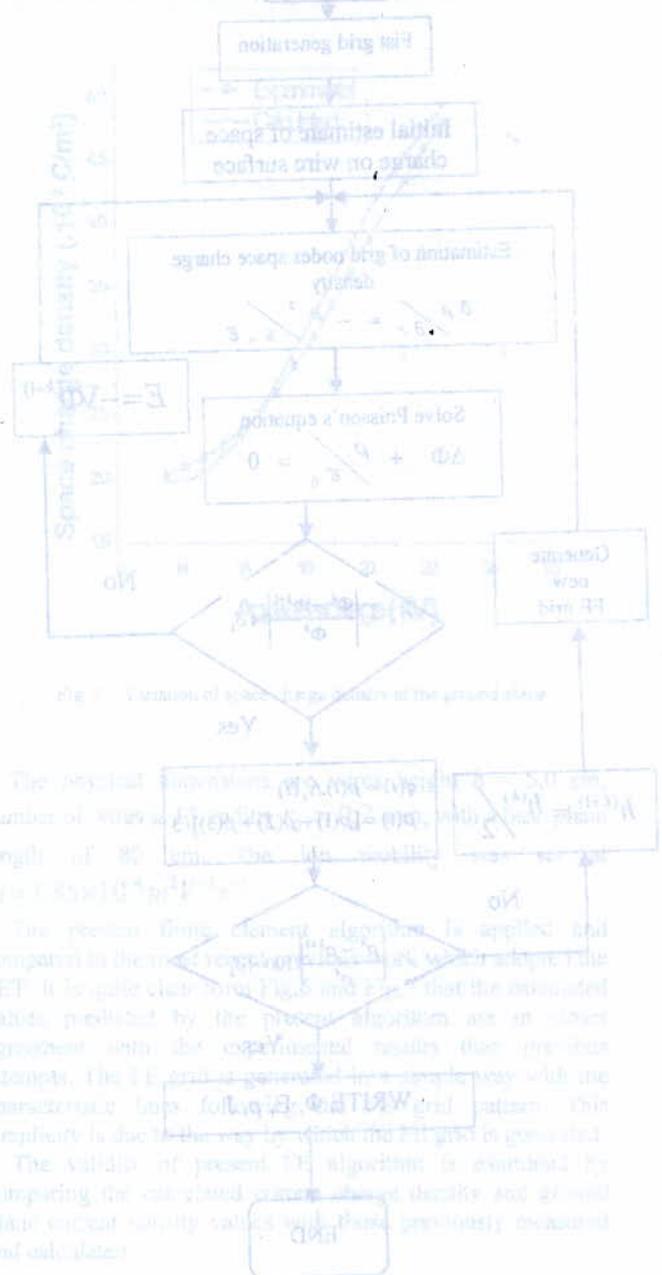
Step 9

Space charge estimated in step 8 modifies the Laplacian electrostatic field indeed, the electrostatic field at any mesh node is the superposition of fields created by all charges including that simulated the electrodes system. The charge on the electrodes will be modified to maintain constant potential on the active electrode.

Step 10

Steps 3-9 are repeated until the difference value between the space charge densities of two consecutive iterations is less than a pre-specified value δ_2 .

Figure 3 shows the computational flow of this method. The procedures of this calculation are as follows.



V. CONCLUSION

The proposed numerical computation takes into account the thickness of the insulation region whereas previous works of this problem neglected this region. The proposed method is correspondent to the minimum simulation field directly to the formulation of the FEM on the border of the insulation region, which reduces the algorithm computation. The results obtained agreed well with experimental data. The electric field is distorted in high voltage and high temperature conditions.

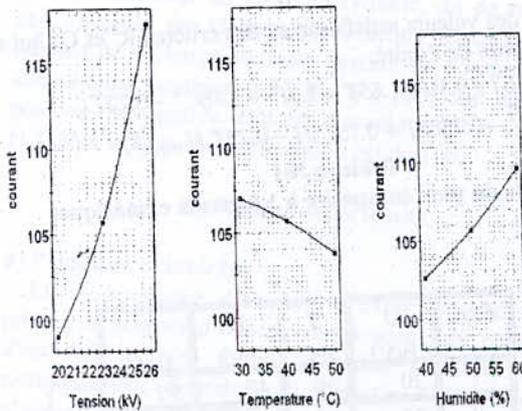


Figure 4 : variation du courant en fonction des paramètres climatiques

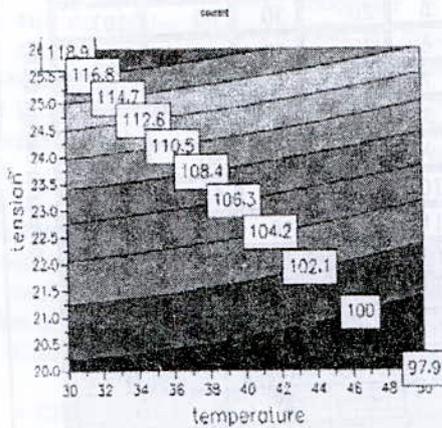


Figure 5 : courbe iso-réponse tension-température

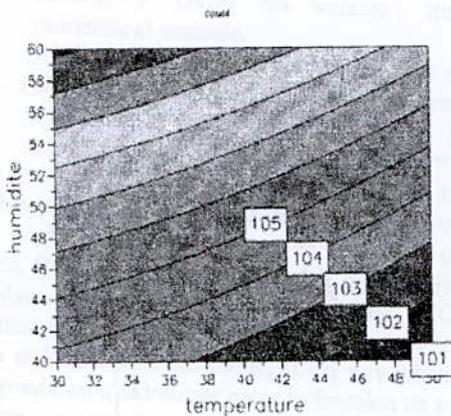


Figure 6 : courbe iso-réponse humidité-température

2^{ème} plan d'expériences des facteurs géométriques

Les paramètres définissant la géométrie de l'intervalle, c'est-à-dire la forme de l'électrode HT (essentiellement la courbure à son extrémité) et la distance à l'électrode de terre ont une influence déterminante sur le mécanisme de la décharge et donc sur les variations des paramètres d'amorçage. Pour

réaliser un dimensionnement cohérent, il convient de préciser les longueurs. Dans cette optique nous allons présenter dans cette partie une étude faite sur un intervalle d'air formé par un fil-cylindre.

4.2) Interaction entre facteurs géométriques

Les interactions entre les facteurs géométriques ont fait l'objet d'un autre plan composite

Nous commençons par délimiter un intervalle de variation pour chaque facteur, les valeurs minimale et maximale sont choisies comme suit :

- Haute tension: $U_{min}=22kV$ & $U_{max}=26Kv$.
- Diamètre du fil $D_{fmin}=0.5mm$ & $D_{fmax}=2.5mm$
- Diamètre du cylindre $D_{cmin}=6cm$ & $D_{cmax}=12cm$

Les résultats expérimentaux du plan d'expériences sont montrés dans le tableau 2. Après validation des résultats expérimentaux le logiciel propose le modèle mathématique.

$$I = 49.95 - 25.1D_c - 19.67D_f + 25.1U + 3.4D_c^2 - 16.8D_f^2 + 3.2U^2 + 3.3D_c D_f - 6.9D_c U - 1.4D_f U \dots (5)$$

Tableau №2 Résultats du plan composite à 3 facteurs géométrique

Exp.	De [cm]	Df [mm]	U [Kv]	I [uA]
1	6	0,5	22	88,5
2	12	0,5	22	42,5
3	6	2,5	22	45
4	12	2,5	22	16,4
5	6	0,5	26	154
6	12	0,5	26	84,3
7	6	2,5	26	109
8	12	2,5	26	48,5
9	6	1,5	24	75,8
10	12	1,5	24	29,7
11	9	0,5	24	89,3
12	9	2,5	24	43
13	9	1,5	22	28,9
14	9	1,5	26	76,3
15	9	1,5	24	51
16	9	1,5	24	50,7
17	9	1,5	24	50,5

Factorial design

Composite design CCF

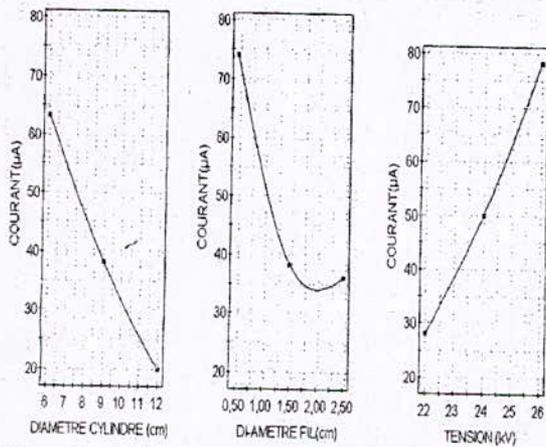


Figure 7 : variation du courant en fonction des paramètres géométriques

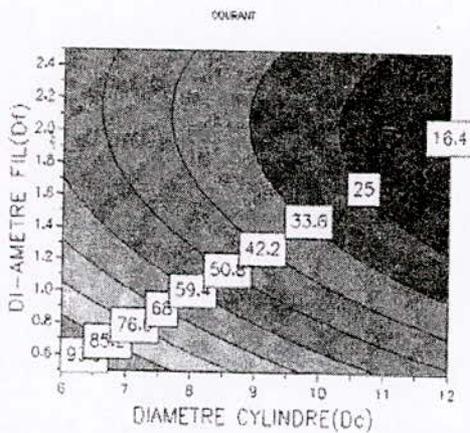


Figure 8 : courbe iso-réponse diamètrefil-diamètre-cylindre

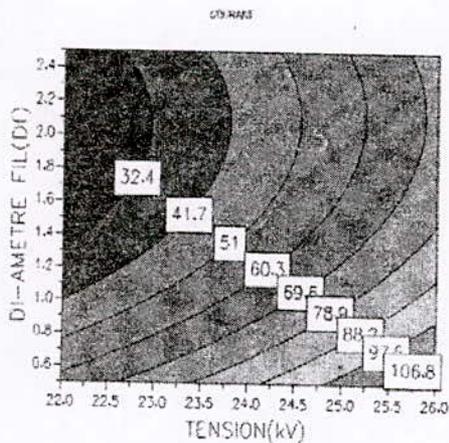


Figure 9 : courbe iso-réponse diamètrefil-tension

Le modèle quadratique du 2^{ème} ordre du courant obtenue avec ce 2^{ème} plan, possède des valeurs des critères R^2 et Q^2 satisfaisantes, comprises entre

5) Discussion

Les valeurs des coefficients associées aux facteurs traduisent et expriment le degré d'influence du facteur en question. Il ressort d'après les modèles obtenus exprimant I (équation 4) que l'influence de l'humidité est plus grande que celle de la température. En outre on note une faible interaction entre l'humidité et la température. Les courbes de prédiction dites iso-réponses des courants (figure 5 & 6) tracées par MODDE.05 en fonction de la température et l'humidité confirment l'influence de l'humidité par rapport à la température.

Concernant les interactions entre les facteurs géométriques, il ressort d'après les modèles mathématiques (équation 5) que tous les facteurs étudiés ont une influence sur l'intensité de la décharge couronne. Comme l'influence de chaque facteur est fonction de la valeur de son coefficient, nous notons que les paramètres les plus influents sont en ordre décroissant la tension U ensuite l'intervalle (diamètre du cylindre D_c) et enfin le rayon de courbure (diamètre du fil D_f).

6) Conclusion

- L'étude menée a montré les résultats importants suivants ;
- Une augmentation de la conductivité de l'air en fonction de la tension $I=f(V)$;
 - Une augmentation de la conductivité en fonction de l'humidité $I=f(H)$;
 - Une diminution de la conductivité de l'air avec l'augmentation de la température ;
 - Une diminution de la conductivité de l'air avec l'augmentation du diamètre D_c du cylindre ;
 - Une diminution de la conductivité de l'air avec l'augmentation du diamètre D_f du fil.

Nous attribuons l'augmentation de la conductivité de l'air en fonction de la tension à une augmentation du champ électrique E , l'augmentation de la conductivité en fonction de l'humidité est liée d'une part au fait que l'augmentation de l'humidité se traduit par un apport de particules d'eau qui viennent croître la densité des molécules $(H_2O)_n$ lesquelles sont facilement ionisables ce qui entraîne une augmentation de la densité des particules chargées n donc de la conductivité de l'air et d'autre part aux phénomènes d'explosions des molécules d'eau agglomérées lors de leur contact avec l'électrode active. Sous l'effet de la température, les poussières peuvent s'agglomérer entre elle, sitôt après leur formation, des molécules heurtent les particules et provoquent chez les plus fine d'entre elles des mouvements désordonnés qui favorisent leur rencontre et cela d'autant que la température est élevée, ceci entraîne une diminution de la mobilité des particules chargées et donc du courant de décharge. Il est clair que l'augmentation de la distance inter électrode D_c entraîne une diminution de l'intensité de la décharge, car les lignes de champ ne sont plus concentrées, pour le rayon de courbure il est évident que la diminution du rayon de courbure (diamètre du fil D_f) entraîne une forte concentration des ligne de champ et par suite une augmentation de la conductivité (intensité du courant de couronne)

7) Références

- [1] A.D. Moore (Ed), "Electrostatics and Its Applications", Wiley, New York, 1973, pp. 221-249
- [2] J.S Chang, A.J. Kelly, J.M. Crowley (Eds), "Handbook of Electrostatic Process", Dekker, New York, 1995, pp. 365-386
- [3] L.B Loeb, "Electrical coronas", University of California Press, Berkley and Los Angeles 1965
- [4] J. Goupy, "La méthode des plans d'expériences". Paris Dunod, 1996.
- [5] J.Goupy, "Pratique des plans d'expériences", Paris, Dunod 2005.
- [6] J. Goupy "plans d'expériences pour surfaces de réponse". Paris, Dunod 1999.
- [7] A. Samuila, A. Tilmatine, M. Bouhmama, L. Dascalescu. "Modélisation expérimentale des procédés de séparation électrostatique des matériaux granulaires", Congrès de la société Française d'électrostatique, Toulouse 2002.
- [8] Dascalescu L, Tilmatine A, Aman. F Mihailescu, M, "Optimization of electrostatic separation Process using response surface modelling". Industry Application IEEE Transactions, Volume 40, Issue 1, Jan-Feb, 2004 Page(s):53-59
- [9] MODDE.05 "User guide and tutorial". Umetrics

Essais Expérimentaux dans un Précipitateur Autonettoyant pour Dépolluer l'Air de Particules Solides

A. Touhami, T. Benaissa, H. benamar, S. Flazi
 Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie

Abstract—In this article, we present an experimental study of the influence of parameters (electric and geometric) on the filtration efficiency of the self-cleaning experimental apparatus and we check the validity of the idea of self-cleaning system. The results obtained are encouraged to continue the parametric study to have a good filtration efficiency.

Résumé—Dans cet article, nous présentons une étude expérimentale de l'influence des paramètres (électrique et géométrique) sur l'efficacité de filtration du montage expérimental autonettoyant que nous avons conçu. Nous vérifions également la validité de l'idée d'auto nettoyage du système. Les résultats obtenus sont encourageants pour continuer l'étude paramétrique afin d'avoir une bonne efficacité de filtration.

Index Terms—Charge des particules, Décharge électrique, Efficacité de purification, Précipitateur électrostatique, pollution particulaire

I. INTRODUCTION

AFIN de traiter la pollution due aux particules en suspension dans les effluents gazeux, des précipitateurs électrostatiques qui sont basés sur des décharges couronnes sont largement utilisés dans le domaine industriel vu leur efficacité d'épuration [1,3]. Dans cet article, nous présentons un montage expérimental autonettoyant que nous avons conçu qui permet d'étudier l'influence des différents paramètres (géométriques et électriques) sur l'efficacité d'épuration de l'air. Notre conception se base essentiellement sur la création d'une décharge couronne dans un système de décharge coaxial (fil-cylindre) qui induira la charge des particules qui seront orientées dans une direction appropriée. Ceci à l'avantage d'une part de séparer les particules polluantes de l'air et d'autre part de réduire l'impact des phénomènes anormaux (le back corona et le phénomène de ré enlèvement) qui affectent l'efficacité de filtration du dispositif. Nous commençons par présentation des principales parties du montage expérimental et le rôle de chacune d'elle puis nous abordons les essais expérimentaux ou nous étudions seulement l'influence de quatre paramètres seulement sur l'efficacité de filtration et sur la masse collectée à l'intérieur du système et qui n'a pas été évacué par le système autonettoyant.

II. STRUCTURE GENERALE DU MONTAGE EXPERIMENTAL [1,2]

La figure 1, montre le schéma explicatif du montage expérimental autonettoyant. Ce montage a été présenté avec ces différentes parties ainsi que son principe de fonctionnement dans la septième conférence de haute tension, CNHT'07 [2]. Les quatre principales parties du montage sont :

- 1^{er} Partie : la partie de production de l'air pollué,
- 2^{ème} Partie : la partie de décharge électrique (fil-cylindre),
- 3^{ème} Partie: la partie de sortie d'air purifié,
- 4^{ème} Partie : la partie de récupération de pollution.

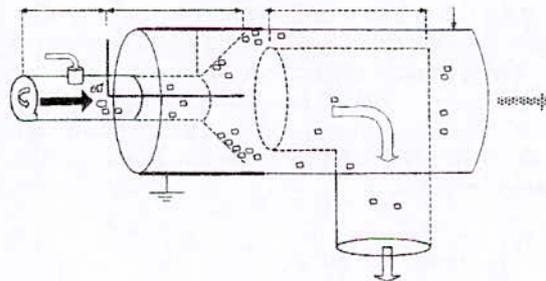


Fig. 1 Schéma explicatif des différentes parties du montage expérimental.

A. Partie de Production de L'air Pollué

La première partie du montage joue le rôle d'une source de pollution. Elle est composée d'un tube en PVC possédant une ouverture située en haut permettant l'introduction des particules polluantes. Le refoulement des particules s'effectue à l'aide d'une ventilation placée à son extrémité. La ventilation est commandée par un gradateur. La vitesse de l'air qui circule à l'intérieur du montage est mesurée à l'aide d'un petit ventilateur placé juste après la sortie du premier ventilateur du refoulement de l'air. Le petit ventilateur délivre une tension proportionnelle à sa vitesse, exprimée par :

$$u = k.v$$

Avec :

u : tension délivrée par le ventilateur,

v : vitesse de l'air,

k : coefficient de proportionnalité.

Cette tension sert comme une indication de la vitesse de l'air et elle sera utilisée dans notre étude expérimentale sous le terme indice de la vitesse de l'air, exprimée en volt.

B. Partie de Décharge Electrique

C'est le système d'électrode coaxial fil-cylindre, dont le fil métallique (cuivre) à faible rayon ($\phi = 0.5mm$), joue le rôle d'une électrode de décharge alimentée par une haute tension. Pour la filtration en courant continue, deux électrodes de masses métalliques coaxiales sont utilisées. Le cylindre intérieur de 4cm de diamètre, se termine par une partie conique dans l'espace entre le fil et le cylindre extérieur. La partie conique est métallique d'inclinaison $\alpha = 29^\circ$ est importante dans la canalisation et l'orientation de la pollution dans le sens approprié pour leur récupération.

C. Partie de récupération de pollution

C'est le cylindre en pvc, horizontalement disposé. Cette partie permet d'un côté de récupérer les particules qui s'y sont déposés sur ses parois internes, d'un autre côté de nous offre la possibilité d'incorporer au système une partie de conduite d'air pour une éventuelle purification, de tel sorte que l'air pollué par les particules non adhérents, retourne à la zone active où les particules se rechargent et s'orientent dans une direction bien déterminée selon les conditions dans lesquelles les particules sont soumises.

D. Partie de sortie de l'air purifié

Un cylindre en pvc, formé d'une partie horizontale où est verticalement disposé à son extrémité un autre cylindre orienté vers le bas. Le déplacement horizontal du cylindre assure une ouverture dans la partie conique par laquelle sont orientées les particules chargées. Pour chaque position correspond un rendement de purification. L'air plus ou moins dépollué est évacué à l'extérieur.

III. EFFICACITE DE COLLECTION DANS LE MONTAGE AUTONETTOYANT [4]

Le principe de calcul de l'efficacité du montage autonettoyant consiste à effectuer des prélèvements de la masse de pollution récupérée aux deux sorties du montage et de déterminer le pourcentage de quantité de pollution de chaque sortie comme indiqué dans l'équation suivante :

$$\eta(\%) = \frac{m_{pr}}{m_{pr} + m_p} \cdot 100$$

Avec :

m_{pr} : Masse de pollution à la sortie de l'air dépollué

m_p : Masse de pollution à la sortie de l'air à recycler

IV. ETUDE EXPERIMENTALE PARAMETRIQUE SUR LE MONTAGE AUTONETTOYANT [4]

A partir de la présentation des différentes parties du montage expérimental, il apparait plusieurs paramètres à varier tels que :

1. le type de pollution et sa morphologie (forme, diamètre, composition)
2. la nature et rayon de courbure de l'électrode haute tension
3. la vitesse de refoulement de l'air pollué
4. La valeur et le type de la tension appliquée
5. Les dimensions de l'électrode de masse
6. L'inclinaison de la partie conique
7. Espacement entre le début de la partie conique et le cylindre de sortie de l'air propre
8. la disposition du montage expérimental (horizontal ou vertical)

Nous présentons l'influence de quatre paramètres sur l'efficacité du montage ainsi que la masse collectée par la partie cylindrique du montage autonettoyant.

Les quatre paramètres sont:

1. le niveau de la tension appliquée, V (kv)
2. indice de la vitesse de l'air pollué, v (volt)
3. la distance entre le début de la partie conique et le cylindre de sortie de l'air propre, D (cm)
4. la longueur de la partie cylindrique de l'électrode de masse intérieure, L (cm)

Le reste des paramètres sont maintenus constants.

, type de pollution : ciment, $\alpha = 29^\circ$ Inclinaison du cône : position du montage : horizontal, rayon de l'électrode haute tension : 0.5 mm et nature de la haute tension appliquée est continue négatif.

A. Influence du Potentiel Electrique

Le potentiel électrique est un paramètre important pour le fonctionnement des filtres électrostatique c'est le paramètre responsable sur la création de l'effet couronne et par suite la charge et l'émigration des particules.

Dans cette expérimentation nous faisons varier le potentiel électrique de 0 à 20 KV, avec L=10 cm, D=2 cm, indice de la vitesse de l'air =0.6volt. Nous obtenons les courbes de l'efficacité de filtration et de la masse collectée, figure 2 et 3.

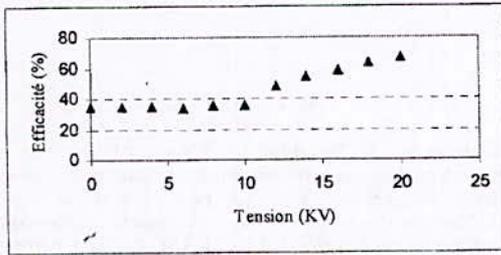


Fig. 2 : Variation de l'efficacité de collection en fonction de la tension appliqué

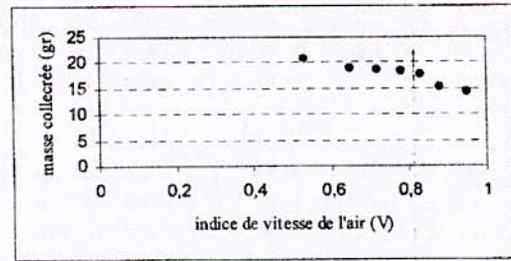


Fig. 5 : Influence de la vitesse de l'air sur la masse collectée

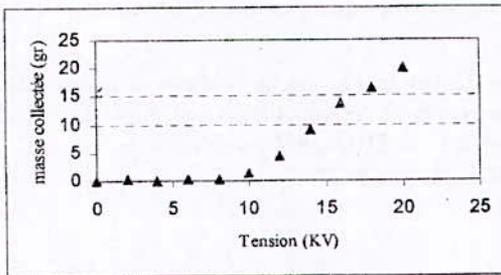


Fig. 3 : Variation de la masse collectée en fonction de la tension appliquée.

La valeur du potentiel électrique appliqué aux électrodes ionisantes a des effets importants sur l'efficacité de filtration. La figure 2 montre que l'augmentation du potentiel électrique conduit à une amélioration de l'efficacité de filtration à partir de la valeur de 8 kV qui correspond au début de l'apparition de l'effet couronne. Cependant, l'interprétation d'un tel comportement n'est pas très simple. Ainsi dans nos conditions expérimentales, l'amélioration de l'efficacité de filtration peut être attribuée essentiellement à l'augmentation de la charge des particules. La figure 3 montre aussi que l'augmentation du potentiel électrique mène à une augmentation de la quantité collectée.

B. Influence de la Vitesse de L'air

Pour l'étude de l'influence de la vitesse de l'air on fait varier son indice de 0.5 à 0.95 volts qui sont les deux limites de notre système pour une tension constante de 20 KV et toute en gardant la longueur L=10 cm, la distance D=2 cm.

Les résultats obtenus sont présentés par les courbes des figures 4 et 5.

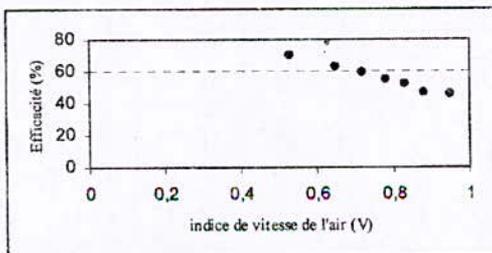


Fig. 4 : Influence de la vitesse de l'air sur l'efficacité

En examinant ces courbes, on observe que l'augmentation de la vitesse de l'air produit une baisse de l'efficacité du filtre car l'augmentation de la vitesse réduit le temps de séjour des particules dans l'électro filtre, ce qui affecte le processus de leur charge (diminution de la charge électrique acquise), par la suite influe sur l'orientation et la collection des particules. La figure 5 montre que l'augmentation de la vitesse de l'air conduit à la diminution de la quantité de masse collectée.

C. Influence de la Distance D'ouverture

Dans cet essai, on fait varier la distance d'ouverture D de 0.5 à 4 cm, nous maintenant la tension constante égale à 20 KV, la longueur L=10 cm, indice de la vitesse de l'air égale à 0.6 volts.

Nous obtenons les courbes de la figure 6 et 7.

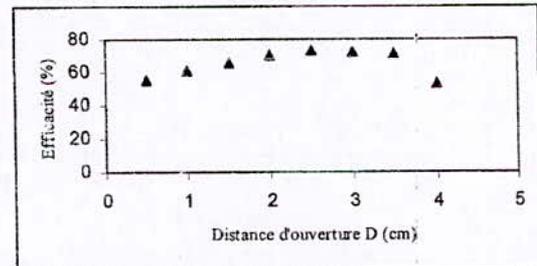


Fig 6: influence de la distance D (cm) sur l'efficacité de filtration

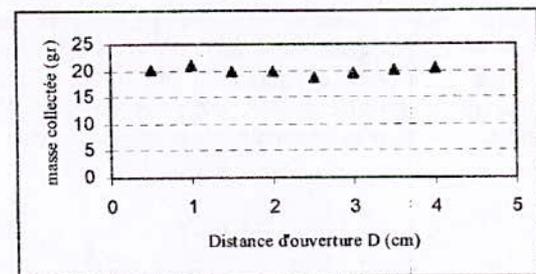


Fig. 7 : Influence de la distance sur la masse collectée

A partir des courbes obtenus, Nous constatons dans la figure 6 que l'augmentation de la distance D conduit à une augmentation de l'efficacité du système jusqu'à D=2.5 cm et après cette distance l'efficacité baisse. Il faut noter que quand la vitesse de l'air ou la distance d'ouverture change, la quantité de l'air sortant de chaque coté change aussi et par

conséquent ce changement devient un paramètre important à étudier. Sur la figure 7, nous voyons que la distance d'ouverture D n'a pas d'influence remarquable sur la masse collectée.

D. Influence de la Longueur de la Partie Cylindrique L

Pour l'étude de l'influence de la longueur de la partie cylindrique (zone de charge des particules), nous faisons varier L de 0.5 à 10 cm et nous maintenons la tension constante égale à 20 KV, $D=2$ cm, indice de la vitesse de l'air = 0.6 volts.

Les résultats obtenus sont représentés par les courbes des figures 8 et 9.

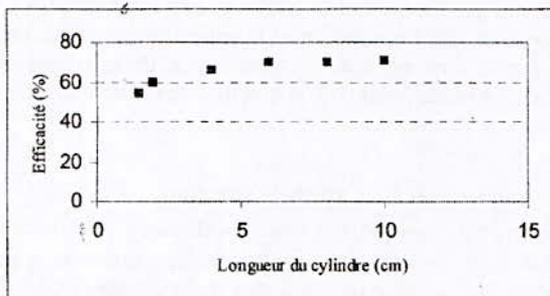
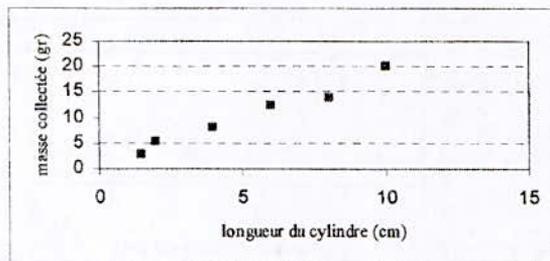


Fig. 8: influence de la longueur L sur efficacité de collection.



La figure 8 montre que pour une longueur inférieure à 5 cm, l'efficacité diminue car le temps de séjours des particules dans la partie active diminue et par conséquent les particules seront moins chargées. Dans la figure 9, il est clair que la longueur de la partie cylindrique a une influence importante sur la masse collectée et que l'augmentation de la longueur conduit à une forte augmentation de la masse collectée.

V. CONCLUSION

Nous avons essayé dans ce travail de présenter une étude expérimentale de l'influence des paramètres (électrique et géométrique) sur l'efficacité de filtration. Les résultats obtenus montrent que les quatre paramètres choisis (tension appliquée, la vitesse de l'air pollué, la longueur de la partie cylindrique, la distance d'ouverture) ont un effet significatif et que l'idée d'auto nettoyage est exploitable. L'étude de l'influence des autres paramètres fera l'objet des prochains

travaux.

VI. REFERENCES

- [1] M. Popescu, J. Blanchard, J. Carré, "Analyse et traitement physicochimique des rejets atmosphériques industriels. Emissions, fumées, odeurs et poussières," Eds. Paris : TEC et DOC, 1998.
- [2] A. Touhami "conception d'un Précipitateur Autonettoyant pour dépolluer l'air de particules solides" CNHT'07 Taghit, Béchar.
- [3] A. Touhami "Dépollution de l'air des particules polluantes par décharges électrique," Thèse de magister de l'université des sciences et de la technologie d'Oran, 2007.
- [4] T.Benaissa "contribution à l'étude d'un filtre électrostatique," Thèse de magister de l'université des sciences et de la technologie d'Oran, 2008.

. Adresse de l'auteur: Aicha Touhami, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie, BP 1505 EL M'naouer Oran 31000, Algérie, Email: touhami_adz@yahoo.fr

Analysis of Positive Corona in Wire-to-Plate Electrostatic Precipitator

Y. Zebboudj

Laboratoire de Génie Electrique, Université A. Mira de Béjaïa, 06000 Béjaïa, Algérie
yzebboudj@yahoo.fr

H. Nouri

Laboratoire de Génie Electrique, Université A. Mira de Béjaïa, 06000 Béjaïa, Algérie
hamidouche@yahoo.fr

Abstract: This paper analyses corona discharge in ambient air flow associated with laboratory-scaled wire-to-plate electrostatic precipitator. The corona parameters are analysed by a combined iterative computational technique based on the finite element method and charge simulation method. The phenomenon is mathematically described by Maxwell's equations in differential form. Measurement method of the positive DC corona current density and electric field, taking into account the air flow velocity, has been introduced. The computed results are compared with experimental results to test the effectiveness of this approach.

I Introduction

Electrostatic precipitators are used to collect suspended particles in gases using an electrostatic force and they are the one ways to control air pollution caused by industrial plants.

The configuration mostly used in electrostatic precipitation technique is the wires-to-plates. It consists of high-field parallel active wires located midway between the grounded plates (the collecting electrodes) where the air flows through. The ions produced by the corona discharge near the wires charge the dust particles which are thus driven toward the collecting plates. The collection efficiency of the wire-to-plate electrostatic precipitators (WPESPs) depends on numerous variables like the global drift velocity of charged particles to be removed and their distributions, the magnitude of applied voltage, the active electrodes radius, the humidity and temperature of the air. The WPESP geometry consists of a number of discharge wires located midway between two grounded plates. A high voltage is applied to the discharging wires, and ions are formed at their vicinity, which then accelerate to the collecting plates, charging and collecting the particles on the way. The particle charges are neutralised at the plates and the particle is thus collected. When the number of wires is high the geometry can be considered equivalent to a coaxial system as described by Cooperman [1], where the equivalent cylinder radius R_e is given by:

$$R_e = \frac{a}{2\pi} e^{\frac{\pi h}{a}} \quad (1)$$

and the inception field E_i according to the inception voltage V_i at the wires surface is given by:

$$E_i = \frac{V_i}{R \ln \frac{R_e}{R}} \quad (2)$$

where h is the wires-to-plate spacing, a is the half wire-to-wire spacing and R is the wires radius. The Cooperman's model is widely used in the design and evaluation of precipitators.

In this paper we have proposed a numerical method to solve the Poisson's equation and a method to measure the electric field at the one grounded plates where the velocity of the air flow through the grounded plates is associated. The method uses the finite-element and the current continuity equation which updates the space charge density using the simplified method of characteristics.

II Experimental apparatus

The experimental method aims to obtain new measurements of current density and electric field for positive DC corona in laboratory-scaled WPESP, Fig. 1, and in which the velocity of the ambient air flow, free of all particles, is controlled. 13 parallel wires (1) are fixed with two insulating supports (2) and located midway between two planes (C) and (C') at $h = 50$ mm and the wire-to-wire spacing is fixed at $2a = 40$ mm, where (C) is made up of one biased electrode (E), a circular probe (P) and two guard planes. The probe is incorporated on a same level of surface at the centre of the electrode (E) and the end-effects were prevented by the two guard planes. All the components are made of stainless steel and are fixed with insulating props. Positive direct voltage, supplied by a $0 - \pm 140$ kV source (6), is applied to the wires, a high voltage divider (7) and a DC voltmeter (8) are used to measure the applied voltage V . The current probe (P) is connected to a picoammeter (9) and the electrode (E) is on-line to the DC low voltage source (10). The larger of the polarised plate (E) is $l = 200$ mm according to the z -axis and the longer is $L = 800$ mm according to the x -axis.

The probe requires a careful assembly. It is fixed with two insulating supports (4) and the leakage was prevented by using a screen (5). The leakage current between the corona wires and the probe is evacuated to earth by the guard planes. The circular biased probe theory is fully developed in [2 - 3].

III Boundary conditions and numerical computation

The method uses the finite-element and the current continuity equation which updates the space charge density using the simplified method of characteristics. The velocity of the ions under the effect of the electric field and the air flow is higher than the velocity of their diffusion. The ion diffusion is thus neglected for a small distance between electrodes and the ion mobility under the electric field is taken as constant. These assumptions are largely used in the literature [4 - 7].

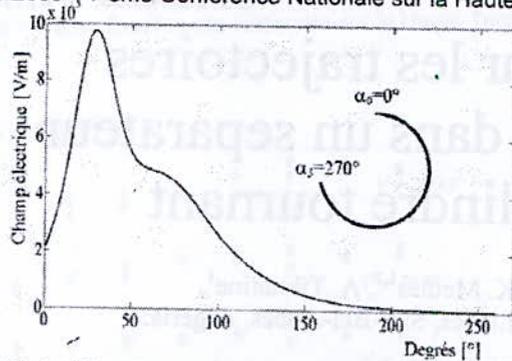


Fig. 2 : Allure du champ électrique sur le ¼ de la périphérie du tambour créée par une tension continue [$\alpha_0 \alpha_s$]

Nous présentons sur la figure 2, l'allure du champ électrique sur la partie active du séparateur en se servant de logiciel Tricomp [11].

B. Etude expérimentale du processus de décharge des particules isolantes en contact avec une électrode plane mise à la masse en HT continue

En sortant de la zone de charge d'espace, la particule commence à perdre sa charge acquise. Des études expérimentales ont été réalisées pour quantifier ce phénomène.

Installation expérimentale

Afin de mettre en évidence la caractéristique de décharge des particules isolantes préalablement chargées par effet couronne, un dispositif a été mis en œuvre au ceins de Laboratoire LAII (Angoulême- France) qui comporte (Figure 3) [12, 13] :

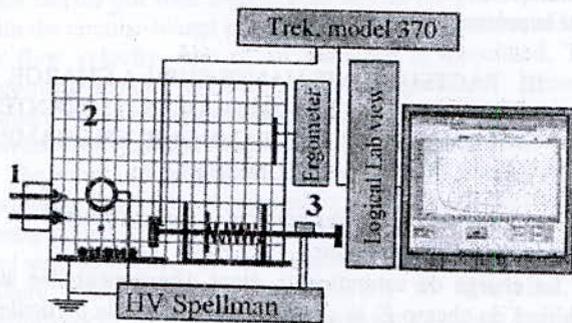


Fig. 3. L'installation expérimentale utilisée pour caractériser le processus de charge des particules isolantes par effet de couronne.
1: arrivè d'air conditionné; 2: Couvercle et une grille mise à la masse
3: coupe contact de la haute tension

- 1- Instrument de mesure du potentiel électrostatique (Treck 370)
- 2- Dispositif électrode couronne
- 3- instrument de mesure de l'humidité et de la température
- 4- Alimentation haute tension (Spellman SL300)
- 5- Une résistance de chauffage alimentée par un autotransformateur et une alimentation en air comprimé (pour réglage de l'humidité)
- 6- Autotransformateur
- 7- Logiciel Labview

La mesure de la charge décroissante est en fait une mesure de potentiel qui apparaît proche de la surface des particules chargées par les ions provenant de l'électrode couronne. Cette mesure est faite par la sonde d'un voltmètre électrostatique (Trek 370). Ensuite le voltmètre est lié à la plaque d'acquisition de l'ordinateur d'où nous prenons les données à l'aide d'un instrument virtuel (*en anglais*: Virtual Instrument) créée en LabView.

L'humidité étant un facteur très influent sur la décharge des particules isolantes, il est indispensable d'en tenir compte. Pour régler l'humidité, l'air sec et froid fourni par le compresseur est introduit dans l'enceinte qui contient l'installation expérimentale à travers un dispositif chauffant. La valeur de l'humidité peut être réglée en manipulant à la fois : la température, le débit d'air comprimé et l'ouverture de la fenêtre du couvercle. Une fois la valeur de l'humidité atteinte, les particules sont maintenues dans cette enceinte pendant dix minutes avant de procéder à la mesure. De cette façon, les particules adoptent la valeur de l'humidité imposée. Les résultats du déclin du potentiel en fonction du temps et pour différentes valeurs d'humidités sont donnés sur la figure 4.

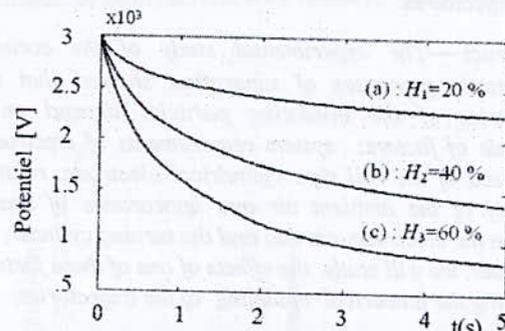


Fig. 4 : Un zoom des trois courbes de déclin de potentiel assemblées pour différentes valeurs de l'humidité : a : $H_1=20\%$, b : $H_2=40\%$ et c : $H_3=60\%$.

C. Influence de la vitesse du tambour sur la charge et la décharge des particules sous HT continue

La vitesse du tambour ne laisse pas le temps à la particule de se charger jusqu'à sa saturation. Plus la vitesse est importante, plus le niveau de charge est moins élevé. La variation de cette charge en fonction du temps peut être exprimée de la façon suivante :

$$dq_{i+1} = \frac{q_{s,i+1}}{\tau} \left[\left(1 - \frac{q_i}{q_{s,i+1}} \right)^2 \right] dt \quad (3)$$

où $q_{s,i+1}$ est une fonction de la position angulaire α de la particule à la surface du tambour :

$$\alpha = \omega t_{i+1} \quad (4)$$

tel que :

$$t_{i+1} = t_i + dt ; \quad (5)$$

et ω : vitesse angulaire du tambour

Les caractéristiques de déclin de potentiel de la figure 4 sont utilisées comme base de données afin de déterminer l'évolution de la charge en fonction de la position de la particule à la surface du tambour, pour différentes vitesses de rotation de celui-ci.

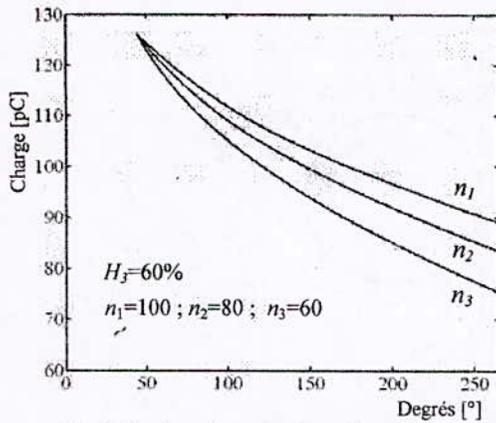


Fig. 5 : La charge de saturation q_s d'une particule de 0.8mm sous tension continue, 60% d'humidité et pour différentes valeurs de vitesse du tambour.

III EFFET DES ETINCELLE SUR LA CHARGE DES PARTICULES

A. Influence des étincelles sur le champ électrique

Lors de la séparation électrostatique des mélanges granulaires, des étincelles se produisent entre l'électrode couronne et le tambour. Chaque étincelle produit une annulation et un rétablissement de la tension pendant une durée d'environ 0,44 s pour la source haute tension (model M583, GAMMA, Ormond Beach, Florida) (Figure 8) [14].

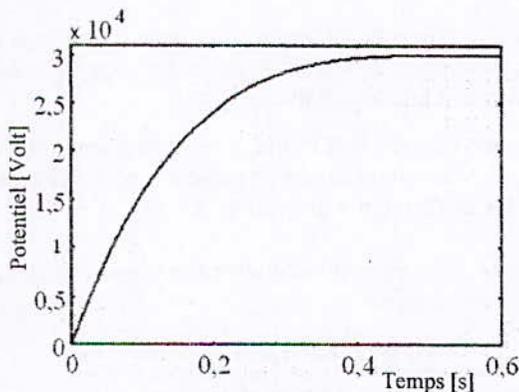


Fig. 4 : Zone de charge des particules sur la surface du tambour.

Nous représentons aux figures 9a, 9b, 9c et 9d, l'allure du champ électrique sur le ¼ de la périphérie du tambour à la suite d'amorçage d'étincelle. Après l'annulation de la tension (instant d'amorçage), la valeur du champ électrique rétablit par l'accroissement de la tension (accroissement depuis le zéro Volt), ne peut établir tout de suite l'effet couronne (champ électrique faible), alors le champ régnant dans le séparateur est celui du champ harmonique jusqu'à ce que ce dernier prend la valeur provoquant l'effet couronne.

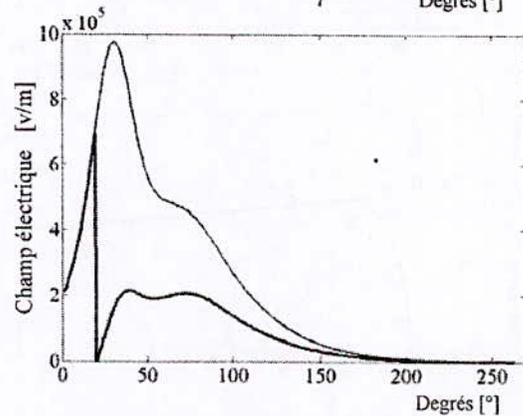
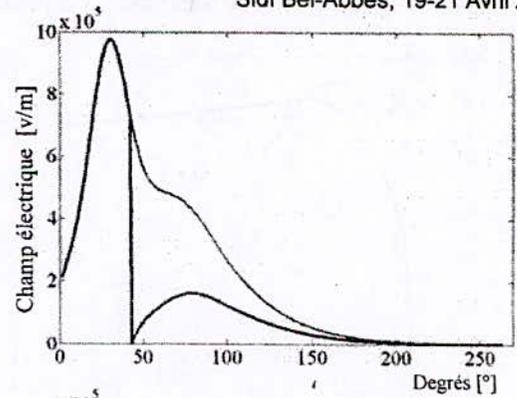


Fig. 5 : Allure du champ électrique sur le ¼ de la périphérie du tambour pour différentes valeurs d'angle d'amorçage de l'étincelle ; a : $\alpha_e = 42^\circ$ b : $\alpha_e = 25^\circ$

B. Evaluation de la charge électrique acquise par une particule

La durée de la présence de la particule dans la zone de la charge d'espace, pour une vitesse de 60 tr/min, n'est que 0,072 s. Une durée nettement plus faible que la durée de rétablissement de la tension. Par conséquent, les particules ne se chargent pas si l'étincelle se produit à l'instant de leur entrée dans la zone de charge d'espace. Dans cette situation, elles vont être projetées vers les compartiments du mixte et les compartiments des conducteurs selon la vitesse du tambour. Cela explique la présence des granules isolantes dans les compartiments des conducteurs.

Pour les particules qui se trouvaient dans la zone de la charge d'espace au moment de l'amorçage de l'étincelle, elles se chargent partiellement. Au moment de l'amorçage de l'étincelle, le champ électrique s'annule puis il se rétablit suivant les courbes représentées aux figures 9. Pendant cette durée comprenant l'instant de l'amorçage et le rétablissement du champ électrique, les particules isolantes cessent de se charger à cause de l'absence du champ électrique ou à cause du fait que la valeur de la charge de saturation (fonction du champ électrique) se trouve inférieure à la charge déjà acquise par la particule.

En utilisant des courbes représentées sur la figure 9, nous calculons la charge acquise par une particule de 0,8 mm de rayon à une humidité $H_3 = 60\%$ pour différentes valeurs de l'angle d'amorçage de l'étincelle.

Les résultats de ces calculs sont représentés sur la figure 10.

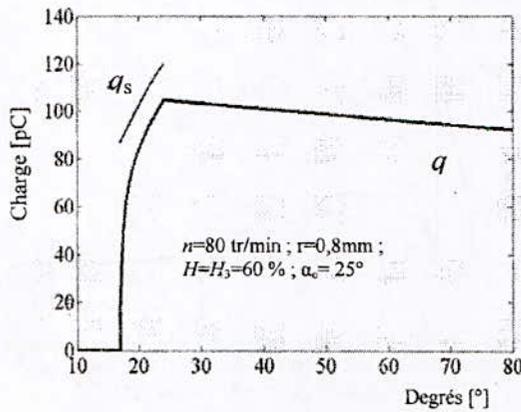
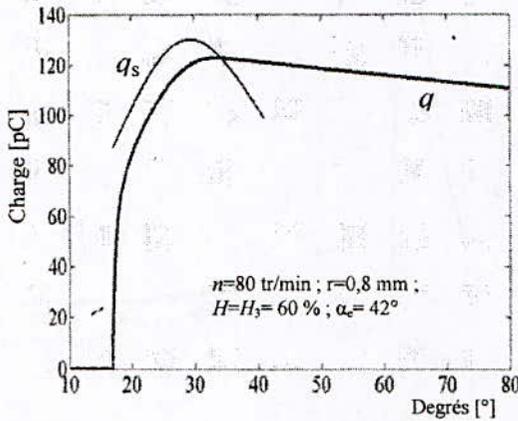


Fig. 6 : Evolution de la charge pour différents angles d'amorçage d'étincelle ; a : $\alpha_c=42^\circ$ b : $\alpha_c=25^\circ$

VI SIMULATION DE LA TRAJECTOIRE DES PARTICULES

A. Angle de décollement

Les forces agissant sur la particule isolante (Figure 11) sont [13, 15, 16] :

Le poids :

$$F_g = mg \tag{7}$$

La force d'image électrique :

$$F_i = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 d^2} \tag{8}$$

La force électrique :

$$F_e = qE \tag{9}$$

La force centrifuge :

$$F_c = m \frac{v^2}{R} \tag{10}$$

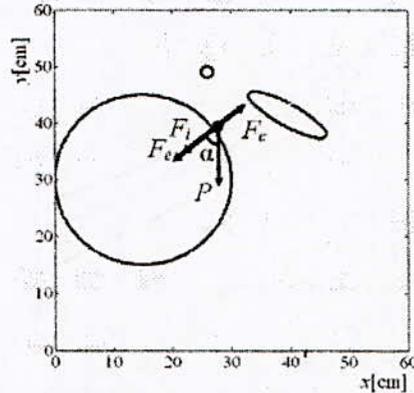


Fig. 7 : forces exercées sur une particule déposée sur la surface du tambour.

L'angle de décollement est déterminé à partir de l'équation suivante :

$$F_c - F_g \cos(\alpha) - F_i - F_e = 0 \tag{11}$$

La charge maximale acquise, la valeur de l'angle de décollement et la charge au décollement sont calculées :

- Pour une particule de 0,8 mm, un angle d'amorçage de 42° , en fonction de la vitesse pour différentes valeurs de l'humidité (tableau 1) ;
- Pour une particule de 0,8 mm, à un angle d'amorçage de 25° , en fonction de la vitesse pour différentes valeurs de l'humidité (tableau 2) ;
- Pour une vitesse de 80 tr/min, à un angle d'amorçage de 42° , en fonction de rayons de particules pour différentes valeurs de l'humidité (tableau 3) ;
- Pour une vitesse de 80 tr/min, à un angle d'amorçage de 25° , en fonction de rayons de particules pour différentes valeurs de l'humidité (tableau 4).

A noter que la particule utilisée est de masse volumique mesurée $\mu=1,2 \text{ g/cm}^3$.

Tab. 1 : Charge maximale acquise, charge au décollement et angle de décollement d'une particule isolante de rayon 0,8 mm pour différentes vitesses du tambour et humidité avec $\alpha_{c1}=42^\circ$

Vitesse (tr/min)	$H_1=20\%$		$H_2=40\%$		$H_3=60\%$		
	q_m (pC)	q_d (pC)	α_d	q_d (pC)	α_d	q_d (pC)	α_d
60	127			102	165	96	142
80	122	114,1	149	107	129	102	119
100	119	113,8	104	109	96	107	91

TABLE. 2 : Charge maximale acquise, charge au décollement et angle de décollement d'une particule isolante de rayon 0,8 mm pour différentes vitesses du tambour et humidité avec $\alpha_{c1}=25^\circ$

Vitesse (tr/min)	$H_1=20\%$		$H_2=40\%$		$H_3=60\%$		
	q_m (pC)	q_d (pC)	α_d	q_d (pC)	α_d	q_d (pC)	α_d
60	112	102	160	94	134	88	122
80	105	98	112	93	102	89	96
100	99	95	71	92	67	91	64

TABLE. 3 : Charge maximale acquise, charge au décollement et angle de décollement d'une particule isolante de rayon 0,8 mm pour différentes vitesses du tambour et humidité avec $\alpha_{e1}=42^\circ$

Rayon (mm)	$H_1=20\%$		$H_2=40\%$		$H_3=60\%$	
	q_m (pC)	q_d (pC)	α_d	q_d (pC)	α_d	q_d (pC)
0,6	69			57	173	55
1,2	276	262	106	250	99	242
1,5	432	413	91	397	86	387

TABLE. 4 : Charge maximale acquise, charge au décollement et angle de décollement d'une particule isolante de rayon 0,8 mm pour différentes vitesses du tambour et humidité avec $\alpha_{e1}=25^\circ$

Rayon (mm)	$H_1=20\%$		$H_2=40\%$		$H_3=60\%$	
	q_m (pC)	q_d (pC)	α_d	q_d (pC)	α_d	q_d (pC)
0,6	59	56	143	51	124	48
1,2	236	225	85	216	80	209
1,5	369	354	74	342	71	333

B. Trajectoires des particules

Une simulation précise des trajectoires des particules doit tenir compte du fait que la force F_g est constante, tandis que F_e change à cause de la variation du champ électrique dans le domaine. Connaissant le point de décollement, satisfaisant l'équation (10), il est possible de calculer les trajectoires de ces particules isolantes.

Soit le point de décollement (x_0, y_0) le premier point de la trajectoire, où l'accélération initiale s'exprime comme suit [13, 15, 16] :

$$\gamma_x(x_0, y_0) = \frac{q(x_0, y_0) E_x(x_0, y_0)}{m} \tag{12}$$

$$\gamma_y(x_0, y_0) = \frac{q(x_0, y_0) E_y(x_0, y_0)}{m} - g \tag{13}$$

tel que $q(x_0, y_0)$ est la charge de la particule au point de décollement et $q(x, y)$ est une fonction tenant compte des phénomènes déjà étudiés dans le paragraphe précédent. La vitesse initiale s'exprime :

$$v_x(x_0, y_0) = v_0 \cos(\alpha_0) \tag{14}$$

$$v_y(x_0, y_0) = v_0 \sin(\alpha_0) \tag{15}$$

où v_0 représente la vitesse de décollement.

Le point suivant de la trajectoire, de coordonnées (x_1, y_1) , est calculé à partir des équations suivantes:

$$x_1 = 0,5 \gamma_x(x_0, y_0) dt^2 + v_x(x_0, y_0) dt + x_0 \tag{16}$$

$$y_1 = 0,5 \gamma_y(x_0, y_0) dt^2 + v_y(x_0, y_0) dt + y_0 \tag{17}$$

avec $dt=0,1$ ms.

Pour la détermination du point $(i+1)$, ayant les coordonnées (x_{i+1}, y_{i+1}) , on utilise les équations suivantes :

$$x_{i+1} = 0,5 \gamma_x(x_i, y_i) dt^2 + v_x(x_i, y_i) dt + x_i \tag{18}$$

$$y_{i+1} = 0,5 \gamma_y(x_i, y_i) dt^2 + v_y(x_i, y_i) dt + y_i \tag{19}$$

tel que :

$$\gamma_x(x_i, y_i) = \frac{q(x_0, y_0) E_x(x_{i-1}, y_{i-1})}{m} \tag{20}$$

$$\gamma_y(x_i, y_i) = \frac{q(x_0, y_0) E_y(x_{i-1}, y_{i-1})}{m} - g \tag{21}$$

$$v_x(x_i, y_i) = \gamma_x(x_{i-1}, y_{i-1}) dt + v_x(x_{i-1}, y_{i-1}) \tag{22}$$

$$v_y(x_i, y_i) = \gamma_y(x_{i-1}, y_{i-1}) dt + v_y(x_{i-1}, y_{i-1}) \tag{23}$$

C. Résultats et analyses

Les trajectoires des particules isolantes de différents rayons, sont représentées sur la figure 12 pour différentes valeurs d'humidités, différents angles d'amorçages et à une vitesse de $n=80$ tr/min.

Les trajectoires d'une particule isolante sphérique de rayon $r=0.8$ mm à une même valeur d'humidité pour différents angles d'amorçages de l'étincelle et différentes valeurs de la vitesse, sont représentées sur la figure 13.

- Les particules qui ne sont pas chargées à cause de l'amorçage qui s'est produit à l'instant de leur intrusion dans la zone de charge d'espace vont être éjectées dans les compartiments conducteurs.
- Les particules qui sont partiellement chargées vont être éjectées vers les compartiments des isolants.
- Les particules qui sont faiblement chargées vont être éjectées vers les compartiments mixtes

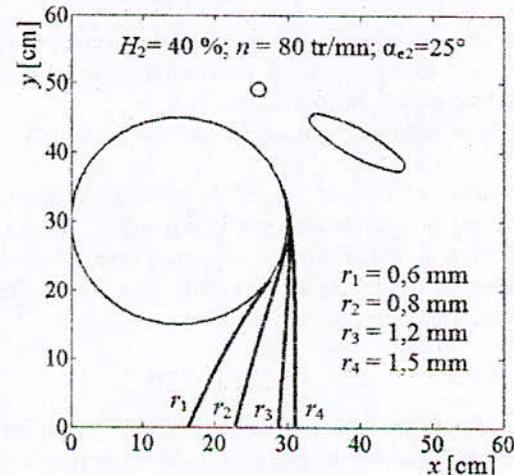
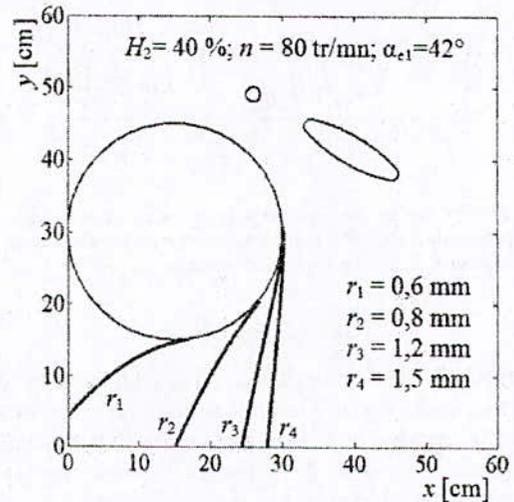


Fig. 12 : Comparaison des trajectoires d'une particule sphérique de différents rayons à une vitesse de 80 tr/min, pour différents angle d'amorçage. a: $\alpha_e=42^\circ$; b: $\alpha_e=25^\circ$

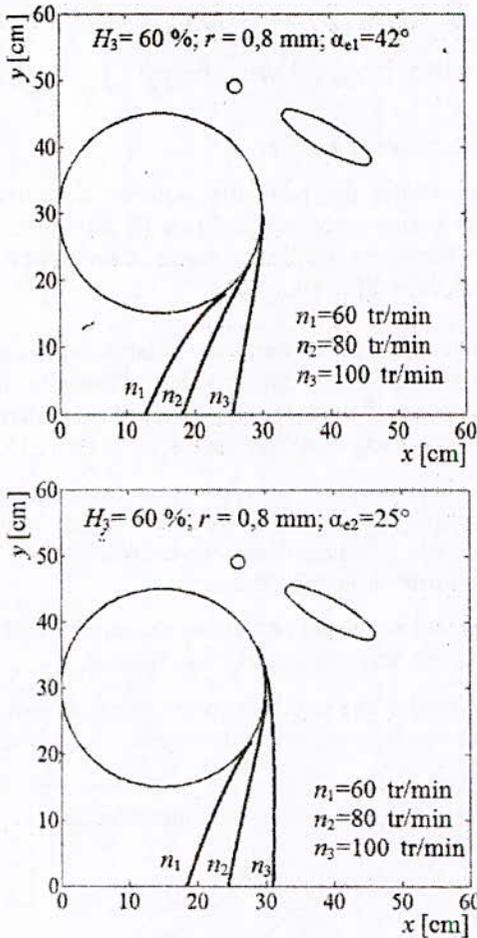


Fig. 13 : Comparaison des trajectoires d'une particule isolante sphérique de rayon $r=0,8$ mm pour différents angles d'amorçage d'étincelle et différentes valeurs de vitesses. a: $\alpha_e=42^\circ$; b: $\alpha_e=25^\circ$

V CONCLUSION

L'évolution de la charge d'une particule isolante dans un champ ionisé est un phénomène complexe. La formule de Pauthenier ainsi que la mesure du déclin de potentiel à la surface d'une couche de particules isolantes déposée sur la surface d'une électrode plaque rend possible :

- La quantification du phénomène de décharge d'une particule chargée qui se trouve en contact avec le tambour métallique relié à la terre
- Le calcul des forces qui agissent sur ces particules

L'étincelle entre électrode est un phénomène qui influe d'une manière considérable sur la séparation. En effet, à chaque fois qu'une étincelle se produit, une quantité de particules dépendant du débit et de la vitesse du tambour sera éjectée sans charge.

VI REFERENCES

[1] L. Dascalescu, A. Iuga, and R. Morar, "Electrostatic Technologies for the Recycling of Non-ferrous Metals and Plastics from Wastes." In: Inculet, I.I., Tanasescu, F.T., Cramariuc, R. (Eds.) *The Modern Problems of Electrostatics with Applications in Environmental*

Protection, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London, 1999, pp 77-87.

[2] A.Iuga, R.Morar, A.Samuila, L.Dascalescu "Electrostatic separation of metals and plastics from granular industrial wastes". *IEE Proc.- Sci.Meas. Technol.*, vol. 148, pp.47-54, 1999.

[3] E. Lawver and W.P. Dyrenforth, "Electrostatic separation," in A.D. Moore (Ed.), *Electrostatics and Its Applications*. New York: Wiley, 1973, pp. 221-249.

[4] R. Morar, A. Iuga, L. Dascalescu, and A. Samuila, "Factors which influence the insulation-metal electroseparation," *J. Electrostat.* vol. 30, pp. 403-412, 1993.

[5] I.I.Inculet, G.S.P. Castle, J.D.Brown "Electrostatic separation of plastics for recycling". *Particulate Science and Technology*, vol. 16, pp. 91-100, 1998.

[6] L..Dascalescu, A.Iuga, R.Morar, "Corona-electrostatic separation: an efficient technology for recovery of metals and plastics from industrial wastes". *Magnetic and Electrical Separation*, vol.4, 1993, pp. 241-255.

[7] L.Dascalescu, R.Morar, A.Iuga, A.Samuila, V.Neamtu "Electrostatic separation of insulating and conductive particles from granular mixes". *Particulate Science and Technology*, vol. 16, pp. 25-42, 1998.

[8] Y.Higashiyama, K.Asano "Recent progress in electrostatic separation technology". *Particulate Science and Technology*, vol. 16, pp. 77-90, 1998.

[9] L.Dascalescu, A. Iuga, R. Morar, V. Neamtu, I. Suarasan, A. Samuila, and D. Rafiroiu, "Corona and electrostatic electrodes for high-tension separators," *Journal of Electrostatics*, vol. 29, pp. 211-225, 1993.

[10] M. Pauthenier, M.Moreau-Hannot, La charge des particules sphériques dans un champ ionis, *J.Physique. Radium*, vol 3, 1932, p. 1145-1160.

[11] Logiciel de calcul numérique téléchargé dans le site Internet www.tricomp.com.

[12] M. Younes, Modélisation et commande des processus électrostatiques. Thèse de Doctorat Novembre 2007.

[13] M. Younes, A. Tilmatine, K. Medles, A. Bendaoud, L. Dascalescu Numerical modeling of insulating particles trajectories in roll-type corona-electrostatic separators *6th Conference of the French Society of Electrostatics*, Paris, July 2008.

[14] A. Mihalcioiu, V. Neamtu, A. Stochita, and L. Dascalescu, L., "High-voltage monitoring in electrostatic separators," Conf. Rec. 2004 IEEE/IAS Annual Meeting, Seattle, pp. 1974-1980.

[15] L.Dascalescu "Mouvements des particules conductrices dans un séparateur à haute tension pour matériaux granulaires. *Journal of Electrostatics*, vol. 32, pp. 305-316, 1994.

[16] M.Younes, A. Tilmatine, K. Medles, M. Rahli, L. Dascalescu,, Numerical Modeling of Conductive Particle Trajectories in Roll-Type Corona-Electrostatic Separators. *IEEE Transactions on Industry Applications*, Volume 43, Issue 5, Sept.-oct. 2007 Page(s):1130 – 1136.

Trajectoire des particules isolantes dans un séparateur électrostatique à cylindre tournant en alimentation haute tension sinusoïdale redressée

M. Younes^{1,2}, A. Younes¹, M. Rezouga¹, K. Medles^{1,2}, A. Tilmatine¹,
IRECOM Laboratory, University Djillali Liabes, Sidi-Bel-Abbes, Algeria.

A. Samuila², L. Dascalescu²

Laboratory of Aerodynamic Studies, UMR 6609,
University of Poitiers, University Institute of Technology,
4 avenue de Varsovie, 16021 Angoulême Cedex, France

Résumé — La séparation couronne électrostatique est un processus à variables multiples : configuration du système d'électrode, vitesse de rotation du cylindre, l'humidité et la forme de la haute tension. Dans ce travail, nous étudierons l'effet de la tension sinusoïdale redressée sur la charge des particules isolantes et leurs trajectoires.

Abstract — Corona-electrostatics separation is a process with multiple variables (configuration of the electrode system, rotation speed of roll type, moisture and the high voltage form). In this work, we will study the effect of the high sinusoidal voltage rectified on the charge of the insulating particles and their trajectories.

Mots clés : séparateur électrostatique, champs ionisé, trajectoires des particules.

I. INTRODUCTION

La séparation couronne-électrostatique est un processus à variables multiples [1-9]. Les trajectoires des particules isolantes dépendent de plusieurs facteurs :

- la configuration du système d'électrodes et le niveau de la haute tension d'alimentation, qui déterminent l'intensité du champ électrique et par conséquent la magnitude des forces électriques,
- la vitesse de l'électrode cylindrique tournante et de la taille des particules, qui interviennent dans la formule de la force centrifuge ;
- l'humidité relative de l'air ambiant, qui modifie la vitesse de décharge des particules en contact avec l'électrode liée à la terre ;
- la forme d'onde haute tension (continue ou sinusoïdale redressée), qui influence l'allure du processus de charge des particules dans le champ électrique du séparateur. Notre objectif est d'étudier les effets de certains de ces facteurs, en faisant appel à la modélisation numérique des trajectoires des particules chargées dans un champ électrique.

II. CHARGE ET DECHARGE D'UNE PARTICULE ISOLANTE SUR LA SURFACE DE L'ELECTRODE TOURNANTE D'UN SEPARATEUR A TAMBOUR

La décharge couronne est le plus efficace procédé de charge des particules. Le premier modèle théorique du processus de charge des particules en champ ionisé a été proposé par Pauthenier [10]. La plupart des hypothèses qu'il a utilisées correspondent aussi aux conditions de charge des particules dans les séparateurs à tambour :

- la particule est de forme sphérique ;
- le mouvement de la particule est libre ;
- la particule tourne librement autour de son axe ;
- la charge acquise par la particule est uniformément distribuée sur sa surface.

Même si dans les séparateurs à tambour les particules isolantes sont en contact avec les électrodes, et non pas à grande distances de celles-ci, comme dans la situation étudiée par Pauthenier, l'équation de la charge des particules établie par celui-ci peut être utilisée, avec les précautions de rigueur

$$\frac{dq}{dt} = q_s / \tau \left(1 - \frac{q}{q_s} \right)^2 \quad (1)$$

q_s étant la charge de saturation et τ la constante du temps ($\tau \approx 1$ ms) [10]. La valeur de la charge q_s peut être calculée avec la formule suivante :

$$q_s = 4 \pi \epsilon_0 \left(\frac{3\epsilon_r}{\epsilon_r + 2} \right) r^2 E \quad (2)$$

où E est l'intensité du champ électrique non-affecté par la présence de la particule.

La charge de saturation q_s étant directement liée aux valeurs du champ E , la charge q acquise par la particule à un moment t est aussi une fonction de E . Le modèle numérique du processus de charge tient compte du fait que

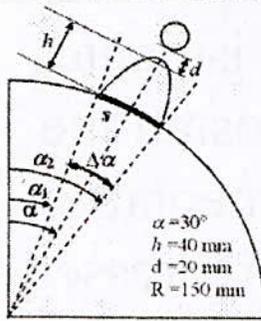


Fig. 1 : Zone de charge des particules sur la surface du tambour.

la charge de la particule ne se produit que dans la zone de charge d'espace générée par la décharge couronne, dans l'intervalle $[\alpha_1 \alpha_2]$ (figure 1).

Le calcul de la variation du champ électrique à la surface de l'électrode tournante dans la partie active du séparateur a été présenté dans un autre papier [11]. Les résultats de ce calcul seront utilisés par la suite pour évaluer la charge acquise par les particules.

La vitesse du tambour ne laisse pas le temps à la particule de se charger jusqu'à sa saturation. Plus la vitesse est importante, plus le niveau de charge acquise est moins élevé. La variation de cette charge en fonction du temps peut être exprimée de la façon suivante :

$$dq_{i+1} = \frac{q_{s,i+1}}{\tau} \left[\left(1 - \frac{q_i}{q_{s,i+1}} \right)^2 \right] dt \quad (3)$$

où $q_{s,i+1}$ est une fonction de la position angulaire α de la particule à la surface du tambour :

$$\alpha = \omega t_{i+1} \quad (4)$$

tel que :

$$t_{i+1} = t_i + dt ; \quad (5)$$

et ω : vitesse angulaire du tambour

En sortant de la zone de charge d'espace, la particule commence à perdre sa charge. Les résultats des mesures du déclin du potentiel à la surface d'une couche de matériaux isolants obtenus dans les conditions décrites d'une étude antérieure [12] et donnés sur la figure 2 permettent de quantifier ce phénomène.

Les caractéristiques de déclin de potentiel de la figure 2 sont utilisées comme base de données afin de déterminer

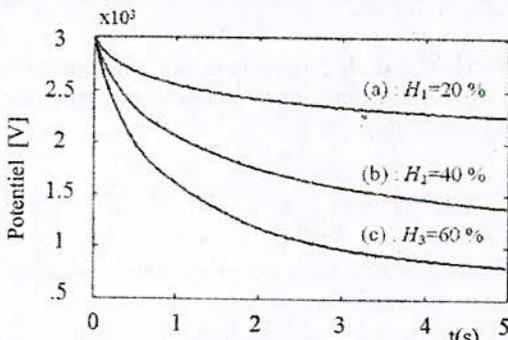


Fig. 2 : Courbes de déclin de potentiel obtenues pour différentes valeurs de l'humidité ambiante : a : $H_1=20\%$, b : $H_2=40\%$ et c : $H_3=60\%$.

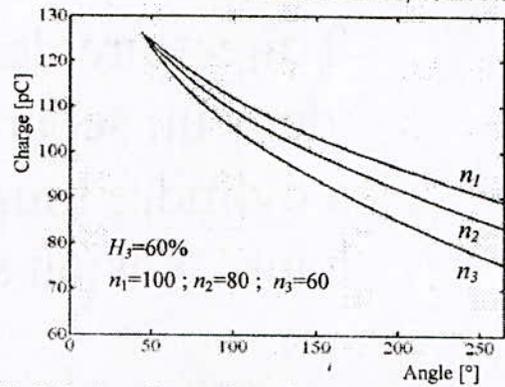


Fig. 3 : La charge de saturation q_s d'une particule de 0.8mm sous tension continue, 60% d'humidité et pour différentes valeurs de vitesse du tambour.

l'évolution de la charge en fonction de la position de la particule à la surface du tambour, pour différentes vitesses de rotation de celui-ci (figure 3).

II EVALUATION DE LA CHARGE ACQUISE PAR UNE PARTICULE ISOLANTE SOUS HT SINUSOÏDALE EDRESSEE

La charge de saturation est une fonction du champ électrique créée par la tension alternative redressée ; elle prendra alors la même allure. Nous représentons sur la figure 4 le champ électrique E_{tamb} auquel est soumise une particule collé au tambour tournant à une fréquence F . Ce champ peut être déterminé par l'équation suivante.

$$E_{tamb} = E_{red} \left| \sin \left(\alpha \frac{F_0}{F} - \alpha_1 + \frac{\pi}{2} \right) \right| \quad (6)$$

où :

α : est l'angle sur le tambour

α_1 : l'angle à l'entrée de la zone de charge d'espace

F_0 : fréquence de l'onde haute tension.

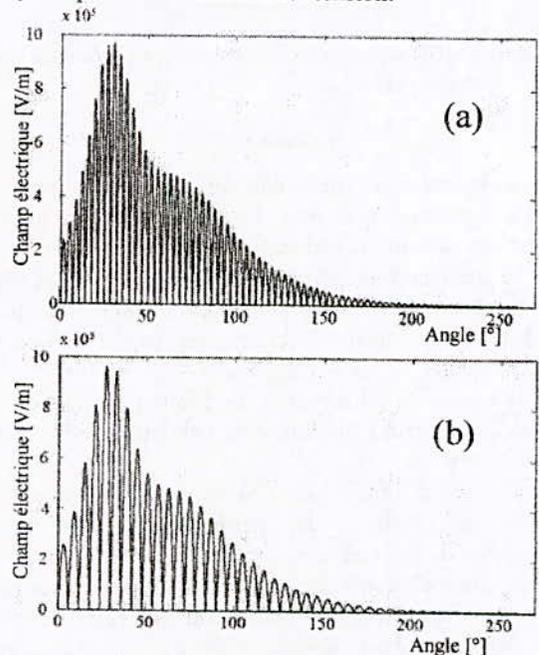


Fig. 4 : Allures du champ électrique sur le $\frac{1}{4}$ de la périphérie du tambour $[\alpha_0 \alpha_3]$, créée par une tension alternative redressée pour différentes vitesses : 60 tr/min (a) et 100 tr/min (b).

En utilisant les équations (2) et (5), nous avons représenté sur la figure 5 la charge de saturation q_s sous tension continue et sous tension alternative, en tenant compte du paramètre vitesse du tambour :

$$q_s = q_s^\infty \left| \sin \left(\alpha \frac{F_0}{F} - \alpha_1 + \frac{\pi}{2} \right) \right| \quad (7)$$

où q_s^∞ est la charge qui serait acquise par la particule dans un champ ionisé d'intensité E , après un temps de charge infiniment long.

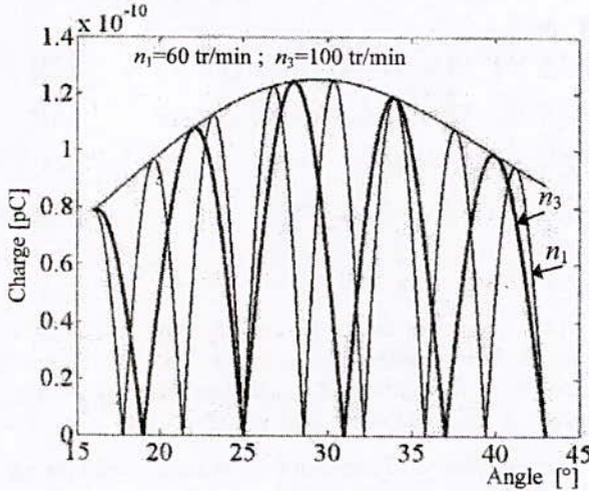


Fig. 5 : Charge de saturation q_s d'une particule de 0.8 mm sous tension continue et sous tension sinusoïdale redressée pour différentes valeurs de vitesse du tambour.

Le calcul de la charge de la particule isolante prend en compte deux phénomènes :

(1) le processus de charge de la particule exprimé par l'équation du Pauthenier résolue par la méthode de Runge-Kutta du quatrième ordre (RK4) en remplaçant l'expression de $q_s(\alpha)$ dans l'équation de charge (1) on obtient :

$$\frac{dq}{dt} = \frac{1}{\tau} q_s^\infty \sin \left(\alpha \frac{F_0}{F} - \alpha_1 + \frac{\pi}{2} \right) \left[1 - \frac{q}{q_s^\infty \sin \left(\alpha \frac{F_0}{F} - \alpha_1 + \frac{\pi}{2} \right)} \right]^2 \quad (8)$$

(2) le processus de décharge de cette même particule, quantifié à l'aide des courbes données sur la figure 3. Sur la figure 6, nous montrons l'évolution de la charge d'une particule isolante pour différentes vitesses du tambour et sur la figure 7, nous faisons une comparaison entre la charge acquise sous tension alternative redressée et sous tension continue.

IV SIMULATION DE LA TRAJECTOIRE DES PARTICULES

A. Angle de décollement

Les forces agissant sur la particule isolante (figure 8) [11, 12, 13] sont :

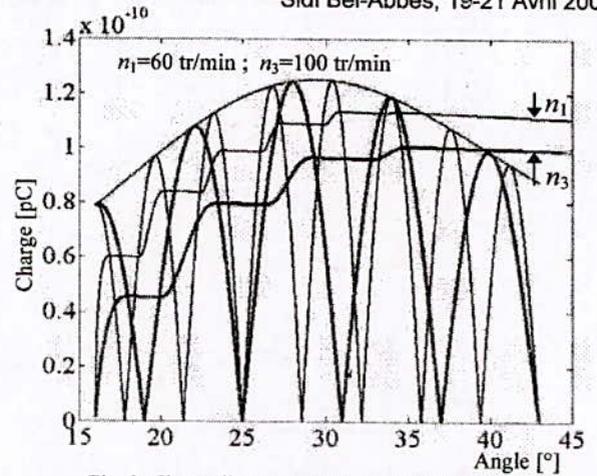


Fig. 6 : Charge d'une particule isolante de 0.8 mm, sous tension alternative redressée pour différentes vitesses du tambour, à une humidité de 60%.

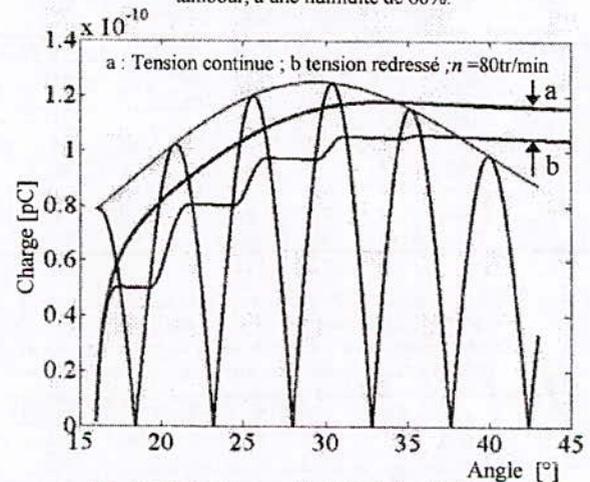


Fig. 7 : Charge d'une particule isolante de 0.8 mm, sous tension alternative redressée ($f=50\text{Hz}$) pour différentes vitesses du tambour, à une humidité de 60%.

Le poids :

$$F_g = mg \quad (9)$$

La force d'image électrique :

$$F_i = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 d^2} \quad (10)$$

La force de Coulomb :

$$F_e = qE \quad (11)$$

La force centrifuge :

$$F_c = m \frac{v^2}{R} \quad (12)$$

L'angle de décollement est déterminé à partir de l'équation suivante :

$$F_c - F_g \cos(\alpha) - F_i - F_e = 0 \quad (13)$$

La charge maximale acquise, l'angle de décollement et la charge au décollement sont calculées avec une tension alternative redressée et une tension continue et sont montrés aux tableaux 1 et 2.

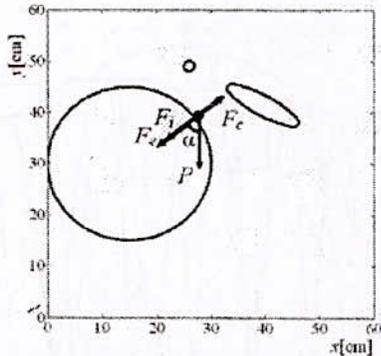


Fig. 8 : Forces agissant sur une particule isolante au contact de la surface du tambour

Tab. 1 : Comparaison de charge maximale acquise, charge au décollement et angle de décollement d'une particule isolante de rayon 0,8 mm pour différentes vitesses du tambour et humidités, pour une tension alternative avec la tension continue

Vitesse tr/min	forme HT	q _m (pC)	H ₁ =20%		H ₂ =40%		H ₃ =60%	
			q _d (pC)	α _d	q _d (pC)	α _d	q _d (pC)	α _d
60	Cont.	121					97	160
	Alter.	114			98	161	93	148
80	Cont.	117	110	156	103	143	98	135
	Alter.	106	100	135	95	128	90	123
100	Cont.	114	108	126	103	120	98	116
	Alter.	100	96	109	92	105	88	102

Tab. 2 : Comparaison de charge maximale acquise, charge au décollement et angle de décollement des particules isolantes de différents rayons, pour une vitesse de 80 tr/min du tambour et humidités, pour une tension alternative avec la tension continue

Rayon (mm)	Forme HT	q _m (pC)	H ₁ =20%		H ₂ =40%		H ₃ =60%	
			q _d (pC)	α _d	q _d (pC)	α _d	q _d (pC)	α _d
0,6	Cont.	66					53	157
	Alter.	59	55	170	52	149	497	140
1,2	Cont.	265	253	146	238	118	228	115
	Alter.	239	228	111	218	108	210	105
1,5	Cont.	414	395	112	376	108	362	106
	Alter.	374	359	101	344	99	359	101

B. Trajectoires des particules

La simulation prend en compte le fait que la force F_g est constante, tandis que F_e change à cause de la variation du champ électrique dans le domaine.

Connaissant le point de décollement, répondant à l'équation (13), il est possible de calculer les trajectoires prises par les particules isolantes. Soit le point de décollement (x_0, y_0) le premier point de la trajectoire, où l'accélération initiale s'exprime comme suit [11, 12, 13] :

$$\gamma_x(x_0, y_0) = q(x_0, y_0) E_x(x_0, y_0) / m \tag{14}$$

$$\gamma_y(x_0, y_0) = q(x_0, y_0) E_y(x_0, y_0) / m - g \tag{15}$$

où $q(x_0, y_0)$ est la charge de la particule au point de décollement avec $q(x, y)$ est une fonction tenant compte des phénomènes déjà étudiés dans le paragraphe précédent. La vitesse initiale s'exprime :

$$v_x(x_0, y_0) = v_0 \cos(\alpha_0) \tag{16}$$

$$v_y(x_0, y_0) = v_0 \sin(\alpha_0) \tag{17}$$

où v_0 représente la vitesse de décollement.

Le point suivant de la trajectoire, de coordonnées (x_i, y_i) , est calculé à partir des équations:

$$x_i = 0,5 \gamma_x(x_0, y_0) dt^2 + v_x(x_0, y_0) dt + x_0 \tag{18}$$

$$y_i = 0,5 \gamma_y(x_0, y_0) dt^2 + v_y(x_0, y_0) dt + y_0 \tag{19}$$

avec $dt = 0,1$ ms.

Pour la détermination du point $(i+1)$, ayant les coordonnées (x_{i+1}, y_{i+1}) , on utilise les équations :

$$x_{i+1} = 0,5 \gamma_x(x_i, y_i) dt^2 + v_x(x_i, y_i) dt + x_i \tag{20}$$

$$y_{i+1} = 0,5 \gamma_y(x_i, y_i) dt^2 + v_y(x_i, y_i) dt + y_i \tag{21}$$

tel que :

$$\gamma_x(x_i, y_i) = q(x_0, y_0) E_x(x_{i+1}, y_{i+1}) / m \tag{22}$$

$$\gamma_y(x_i, y_i) = q(x_0, y_0) E_y(x_{i+1}, y_{i+1}) / m - g \tag{23}$$

$$v_x(x_i, y_i) = \gamma_x(x_{i-1}, y_{i-1}) dt + v_x(x_{i-1}, y_{i-1}) \tag{24}$$

$$v_y(x_i, y_i) = \gamma_y(x_{i-1}, y_{i-1}) dt + v_y(x_{i-1}, y_{i-1}) \tag{25}$$

C. Résultats et analyses

* Les trajectoires des particules isolantes de différents rayons, sont représentées sur la figure 9 pour différentes types de tension (continue et sinusoïdale redressée), à une vitesse de $n=80$ tr/min et à une humidité de 40%.

* Les trajectoires d'une particule isolante sphérique de rayon $r=0,8$ mm sont représentées sur la figure 10 pour tension continue et sinusoïdale redressée, à différentes vitesses et à une humidité de 60%.

• Les particules se chargent mieux en tension continue qu'en tension sinusoïdale redressée.

• Plus les alternances redressées sont nombreuses plus la charge acquise par la particule est importante, d'où il faut travailler à faible vitesse pour les tensions sinusoïdales redressées.

• L'humidité est un facteur important dans la séparation électrostatique, car elle diminue la charge acquise par les particules par conséquent, réduisant le rendement de la séparation.

V. CONCLUSION

L'évolution de la charge d'une particule isolante dans un champ ionisé est un phénomène complexe. La formule de Pauthenier ainsi que la connaissance du champ électrique dans le séparateur, nous permettant d'évaluer assez bien la charge atteinte par la particule à la sortie de la zone de champ couronne.

La mesure du déclin de potentiel à la surface d'une couche de particules isolantes déposée sur la surface d'une électrode plane rend possible :

* La quantification du phénomène de décharge d'une particule chargée qui se trouve en contact avec le tambour métallique relié à la terre.

* Le calcul des forces qui agissent sur ces particules.

La forme de la tension (continue et sinusoïdale redressée), influe d'une manière considérable sur la séparation. En effet, la tension sinusoïdale redressée interrompt le phénomène de charge des particules :

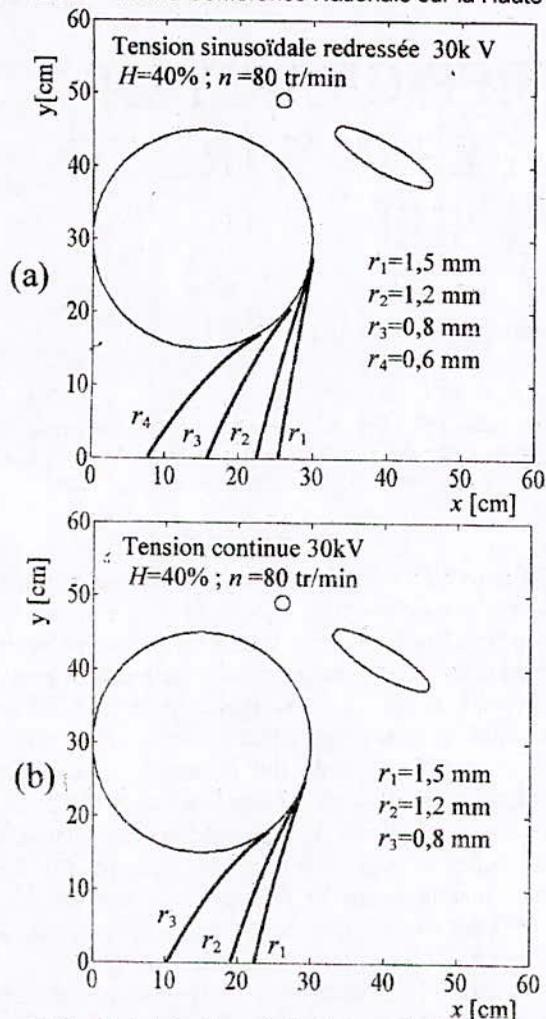


Fig. 9: Trajectoires des particules isolantes pour différentes formes de haute tension, à une vitesse du tambour de 80 tr/min à une humidité relative de l'air ambiant de 40%.
a : tension sinusoïdale redressée ; b : tension continue
La particule de 0,6 mm de rayon reste collée au tambour pour (b)

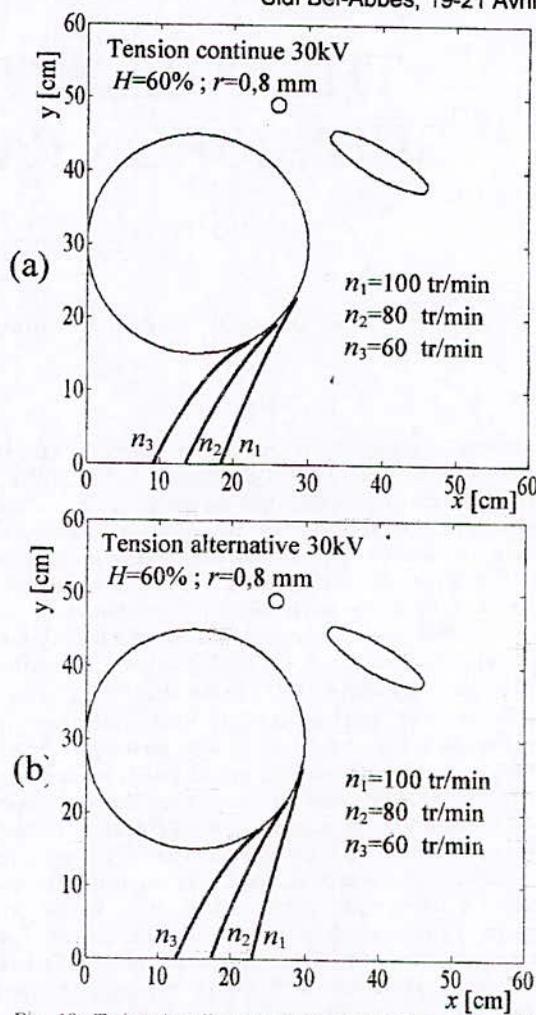


Fig. 10: Trajectoires d'une particule isolante de rayon ($r=0,8$ mm) pour différentes formes de haute tension, à une vitesse de 80 tr/min et à une humidité relative de l'air ambiant de 40 %
a : tension sinusoïdale redressée ; b : tension continue

à l'égalité des deux charges (charge de saturation et charge acquise), le phénomène de charge s'interrompt pour qu'il soit substitué par le phénomène de décharge. Donc, il est recommandé d'utiliser la haute tension continue, sinon trouver un compromis dans l'utilisation de la haute tension sinusoïdale redressée, entre la vitesse du tambour et la caractéristique de décharge.

VI REFERENCES

[1] L. Dascalescu, A. Iuga, R. Morar, "Electrostatic Technologies for the Recycling of Non-ferrous Metals and Plastics from Wastes." In: Inculet, I.I., Tanasescu, F.T., Cramariuc, R. (Eds.) *The Modern Problems of Electrostatics with Applications in Environmental Protection*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London, 1999, pp 77-87.
[2] A. Iuga, R. Morar, A. Samuila, L. Dascalescu "Electrostatic separation of metals and plastics from granular industrial wastes". *IEE Proc.-Sci.Meas. Technol.*, vol. 148, pp.47-54, 99.
[3] E. Lawver and W.P. Dyrenforth, "Electrostatic separation," in A.D. Moore (Ed.), *Electrostatics and Its Applications*. New York: Wiley, 1973, pp. 221-249.
[4] R. Morar, A. Iuga, L. Dascalescu, and A. Samuila, "Factors which influence the insulation-metal electroseparation," *J. Electrostatic.* vol. 30, pp. 403-412, 1993.
[5] I.I.Inculet, G.S.P. Castle, J.D.Brown "Electrostatic separation of plastics for recycling". *Particulate Science and Technology*, vol. 16, pp. 91-100, 1998.

[6] L. Dascalescu, A. Iuga, R. Morar, "Corona-electrostatic separation : an efficient technology for recovery of metals and plastics from industrial wastes". *Magnetic and Electrical Separation*, vol.4, 1993, pp. 241-255.
[7] Y.Higashiyama, K.Asano "Recent progress in electrostatic separation technology". *Particulate Science and Technology*, vol. 16, pp. 77-90, 1998.
[8] L. Dascalescu, R. Morar, A. Iuga, A. Samuila, V. Neamtu "Electrostatic separation of insulating and conductive particles from granular mixes". *Particulate Science and Technology*, vol. 16, pp. 25-42, 1998
[9] L. Dascalescu, A. Iuga, R. Morar, V. Neamtu, I. Suarasan, A. Samuila, and D. Rafiroiu, "Corona and electrostatic electrodes for high-tension separators," *Journal of Electrostatics*, vol. 29, pp. 211-225, 1993.
[10] M. Pauthenier, M. Moreau-Hannot. La charge des particules sphériques dans un champ ionisé, *J. Physique. Radium*, vol 3, 1932, p. 1145-1160.
[11] L. Dascalescu "Mouvements des particules conductrices dans un séparateur à haute tension pour matériaux granulaires. *Journal of Electrostatics*, vol. 32, pp. 305-316, 1994.
[12] M. Younes, A. Tilmatine, K. Medles, A. Bendaoud, L. Dascalescu "Numerical modeling of insulating particles trajectories in roll-type corona-electrostatic separators" *6th Conference of the French Society of Electrostatics*, Paris, July 2008.
[13] M. Younes, A. Tilmatine, K. Medles, M. Rahli, L. Dascalescu, Numerical Modeling of Conductive Particle Trajectories in Roll-Type Corona-Electrostatic Separators. *IEEE Transactions on Industry Applications*, Volume 43, Issue 5, Sept.-Oct. 2007 Page(s):1130 – 1136.

THE COLLECTION EFFICIENCY OF SUBMICRON PARTICLES IN WIRE-TO-CYLINDER ESP

R. Gouri, N. Zouzou, F. Miloua, A. Tilmatine, E. Moreau and L. Dascalescu

Résumé — L'objectif de travail expérimentale est l'étude de l'effet de la discrétisation de l'électrode active sur l'efficacité de collection des particules submicroniques en utilisant la décharge couronne positives et négatives générées par une source de tension continue. Deux types de précipitateurs électrostatiques de configuration fil-cylindre ont été utilisés pour la collecte des particules submicroniques. Le premier, "ESP-Continu", est un précipitateur fil-cylindre conventionnel. Le second, "ESP-discret", est semblable à l'ESP-continu, mais le fil est en partie couvert de 10 gaines de PVC.

Les mesures électriques obtenues démontrent que les caractéristiques courant-tension sont semblables quelque soit le type de précipitateurs et la polarité de la tension appliquée. Comme prévu, l'intensité du courant est plus forte dans le cas de l'ESP-continu. L'estimation de l'efficacité de collection obtenue à l'aide d'un spectromètre d'aérosol prouve que dans les deux configurations étudiées, elle est meilleure pour des tensions élevées et des faibles débits. Dans le cas de l'ESP-continu, l'efficacité de collection est plus élevée pour les tensions négatives. Cependant, l'ESP-discret semble être moins influencé par la polarité de la tension appliquée, en particulier dans le cas des débits forts.

Abstract — The main purpose of this paper is to analyze the effect of active electrode discretization on the collection efficiency of submicron particles using positive and negative dc coronas. Two ESP constructions in wire-to-cylinder configuration have been used to collect submicron particles. The "continuous-ESP" is a conventional wire-to-cylinder ESP. The "discrete-ESP" is similar to the continuous-ESP, but the wire is partly covered with 10 PVC sheaths.

Electrical measurements show that the current-voltage curves are similar whatever the ESP-construction and the polarity of the applied voltage. As expected, the current magnitude is higher in the case of the continuous-ESP, for given conditions. Results obtained with the aerosol spectrometer show that the particle collection efficiency of the system is higher at high applied voltage and at low flow rate in both constructions. In the case of the continuous-ESP, the

collection efficiency is higher with the negative voltage. However, the discrete-ESP seems to be less influenced by the polarity, especially at high flow rates.

I. INTRODUCTION

PARTICLE charging may be carried out by either positive or negative dc coronas. Nevertheless, negative dc corona is predominantly used in industrial electrostatic precipitators (ESPs) because of its higher particle collection efficiency. In the case of wire-to-cylinder ESP, the negative dc corona generates discrete active spots called "tufts" along the corona wire, while the positive dc corona gives a uniform bright sheath around the wire [1][2]. This is assumed to indicate a difference in the relative spatial distribution of positive or negative dc coronas [3]. Thus, the interaction between the primary flow and the secondary flow (ionic wind) is quite strong in negative corona, because of the small local vortices along the wire [4].

The aim of this study is the investigation of the effect of the longitudinal distribution of DC corona discharge on the ability to reduce the quantity of submicron particles within the range of 0.1 μm to 1 μm . Two different reactors are used. A wire-to-cylinder reactor (C-ESP, or continuous-ESP) is compared with wire-sheath-cylinder reactor (D-ESP, or discrete-ESP). The configuration D-ESP models well the effect of the pollution of the electrodes, by the deposition of the insulating particles.

The submicron particles, with a mean size of about 0.3 μm , are generated by incense burning and introduced into the reactors in order to examine their collection efficiency. The concentration of particles at the reactor outlet is measured with an aerosol spectrometer at various operating conditions and the collection efficiency is calculated. In the first part of the paper, the experimental setup is described. Then, the effect of flow rate and particle presence on the current-voltage characteristic is outlined and compared. Finally, the influence of the applied voltage and the flow rate on the collection efficiency for discrete-ESP reactors (D-ESP) is studied and compared to the case of the continuous-ESP reactor (C-ESP).

II. EXPERIMENTAL SETUP

Figure 1 illustrates the experimental setup. The incense is burned in the presence of air in the generator of particles. The produced smoke is mixed with clean air then introduced into the reactor. A small amount of the exhaust is connected to a diluter with controlled additional clean air.

R. Gouri is with the Electrical Engineering Department, University of Bechar, BP 417, Bechar, 08000 Algeria (corresponding author phone: +213 697 65 24 34, fax: +213 48 54 41 00; e-mail: r.gouri@gmail.com).

N. Zouzou, is with the Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques, University of Poitiers, Poitiers, France (e-mail: noureddine.zouzou@lea.univ-poitiers.fr).

F. Miloua is with the Electrical Engineering Department, University of Bechar, BP 417, Bechar, 08000 Algeria (e-mail: milouaf@yahoo.fr).

A. Tilmatine is with IRCOM Laboratory, University Djillali Liabes, 22000, Sidi-Bel-Abbes, Algeria (e-mail: amar_tilmatine@yahoo.fr).

E. Moreau, is with the Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques, University of Poitiers, Poitiers, France (e-mail: eric.moreau@lea.univ-poitiers.fr).

L. Dascalescu, is with the Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques, University of Poitiers, Poitiers, France (e-mail: lucian.dascalescu@lea.univ-poitiers.fr).

III. ELECTRICAL CHARACTERIZATION

• Effect of flow rate on the current-voltage characteristics

The effect of the flow rate on the current-voltage characteristics in negative and positive DC corona is shown in figure 3. The higher the flow rate, the lower is the current magnitude for both reactors. However, this tendency is more significant with the D-ESP reactor than with the C-ESP, and at the positive polarity than at the negative one. During the discharge, it seems that some charge carriers are transported outside the active section because of the flow rate [4] [5] [6]. Also, in the D-ESP, the ability to inject charges in the gap is reduced because of the PVC sheaths which act as a dielectric barrier.

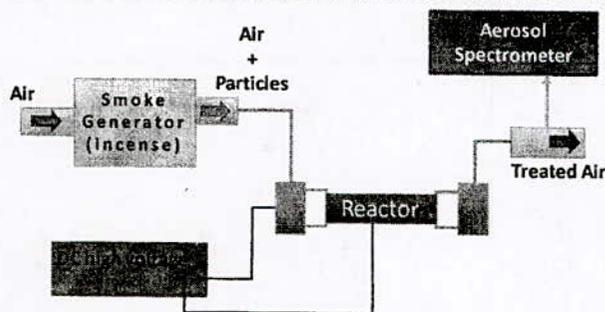


Figure 1. Schematic illustration of the experimental setup.

The size distribution of incense smoke particles in the diluted sample is measured using an aerosol spectrometer (Pallas Aerosoltechnologie, Model Wellas-1000, sensor range of 0.18-40 μm , concentration up to 10^5 particles/cm³). Then, the collection efficiency of both reactors is estimated. The flow rate inside the measurement cell is fixed at 5 l/min. However, the flow rate (Q) inside the reactors is adjusted between 5 and 20 l/min and measured using a floating ball flow meter (Brooks). The flow of reference is fixed at 10 l/min.

The cross-sections of the two reactors are shown on figure 2. They are made of stainless steel wire of 0.45 mm in diameter and a copper tube of 200 mm length and 38 mm inner diameter. However the wire in the discrete-ESP is covered with 10 PVC sheaths, each one has 20 mm length and 1 mm diameter. The distance between two successive sheaths is 2 mm.

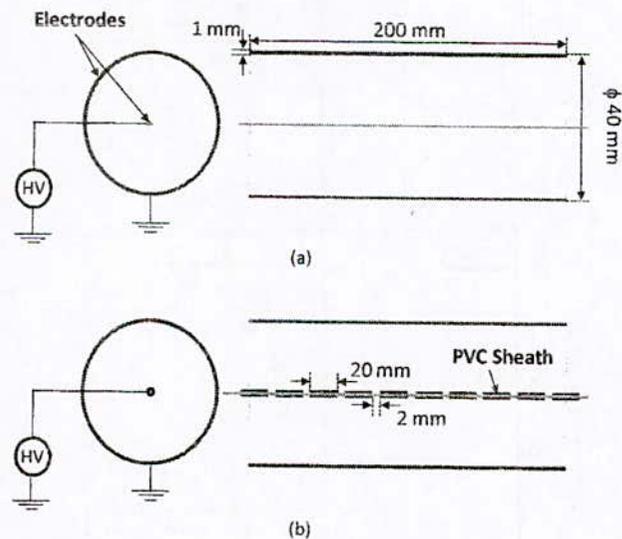
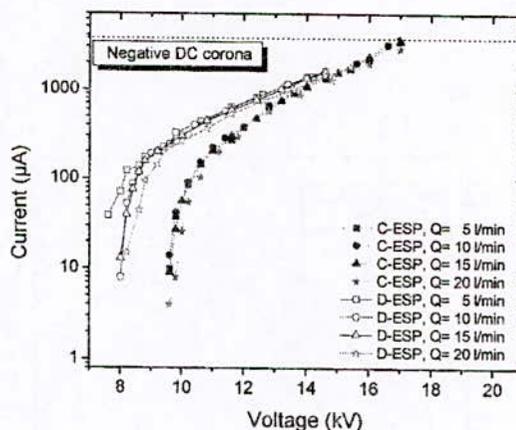


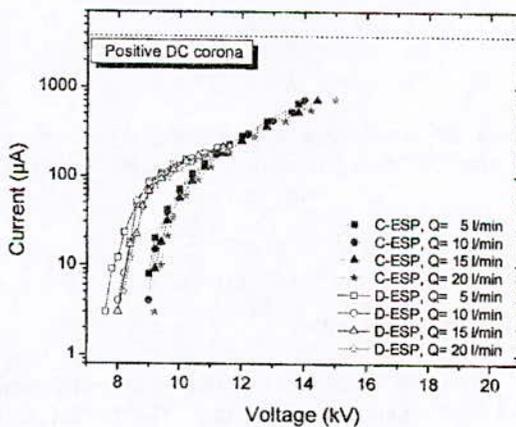
Figure 2. Cross view of the continuous (a) and discrete (b) ESP reactors.

The power supply system consists of a DC high voltage (SPELLMAN SSL 150, ± 40 kV; $\pm 3,75$ mA) with a resolution of 0.1 kV. The generator is protected by a resistance of 10 k Ω . The current is measured using a digital multimeter (METERMAN 37 XR, resolution: 1 μA).

All the experiments are carried out at atmospheric pressure and room temperature with controlled air flow rate.



(a)

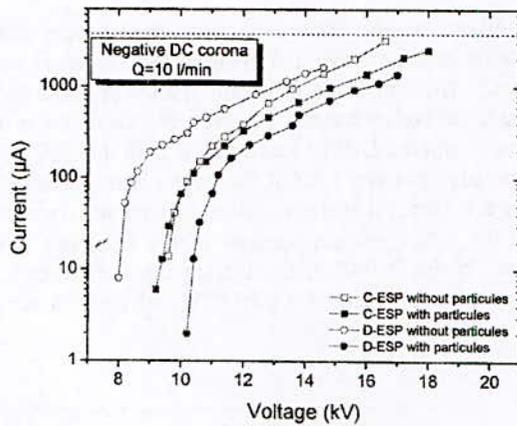


(b)

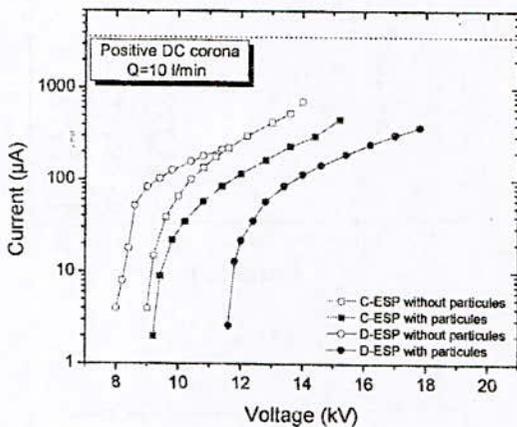
Figure 3. Influence of air flow rate on the current-voltage characteristics for negative (a) and positive (b) DC corona.

• Effect of particles on current-voltage characteristics

Figure 4 shows the influence of particle presence on the current-voltage characteristics. Under a fixed applied voltage, the time-averaged current magnitude decreases with the presence of particles for both reactors. This is due to the much smaller mobility of the submicron particles than those of ions, but also to the complex process of charge transfer to particles [7][8].



(a)



(b)

Figure 4. Influence of particle presence on the current-voltage characteristics for negative (a) and positive (b) DC corona.

IV. COLLECTION EFFICIENCY

• Particle size distribution

Figure 5 shows an example of particle size distribution in the outlet gas without corona discharge. The median particle diameter is about 0.3 µm.

Since the conventional particle mass/volume collection efficiency is not relevant to submicron particles due to the existence of heavier particles, collection efficiency in terms of number/volume is considered in this investigation[9]. The total-number collection efficiency (η) is defined as follows:

$$\eta = 1 - \frac{N_{ON}}{N_{OFF}} \quad (1)$$

Where N_{ON} and N_{OFF} are the number of particles per cm^3 with and without plasma, respectively.

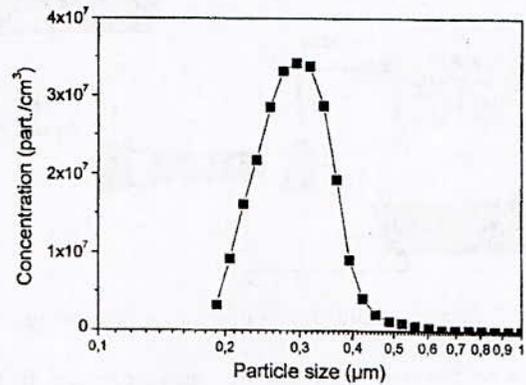
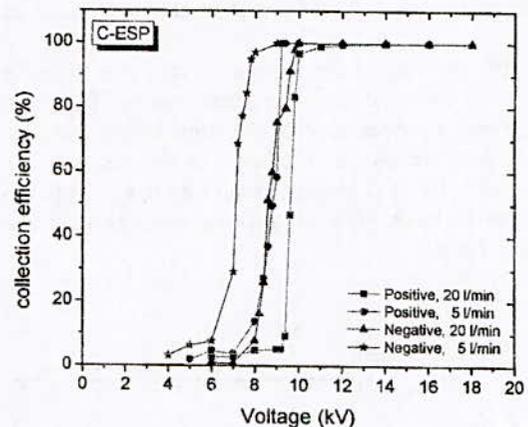
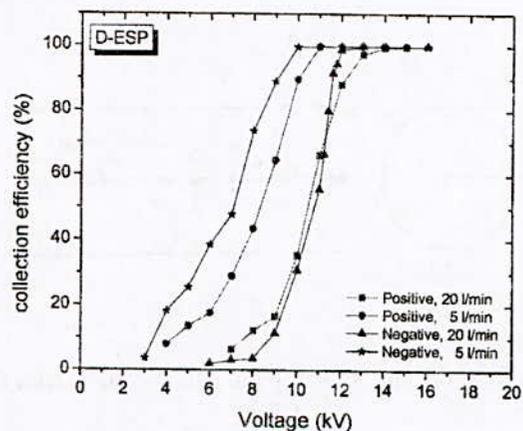


Figure 5. Particle size distribution in the outlet of the ESP, without corona discharge.

• Collection efficiency



(a)



(b)

Figure 6. Voltage and flow rate effect on the collection efficiency for continuous (a) and discrete (b) ESP reactor.

The collection efficiency is influenced by several parameters such as applied voltage magnitude, air flow rate, geometric configuration, particle concentration, temperature. Figure 6 illustrates the evolution of the collection efficiency as a function of the applied voltage for two flow rates (5 and 20 l/min). The collection efficiency is higher at high applied voltage in both reactors. However, the collection efficiency reaches the maximum (up to 99%) at lower voltages in the case of C-ESP reactor.

As expected, when the flow rate increases the resident time of the particles inside the plasma reactor reduces, and then the collection efficiency decreases. Also, the results obtained with the aerosol spectrometer show that in the case of the C-ESP, the collection efficiency is higher with the negative voltage. However, the D-ESP seems to be less influenced by the polarity especially at high flow rates; this points out the influence of the spatial distribution of the discharges on the collection efficiency of an electrostatic precipitator.

V. CONCLUSION

The main results show that the two configurations (C-ESP and D-ESP) have similar current-voltage characteristics in negative and positive coronas. Also, we confirmed that the particle collection efficiency of the system is higher at high applied voltage and at low flow rate in both constructions. In the case of the C-ESP, the collection efficiency is higher with the negative voltage. However, the D-ESP seems to be less influenced by the polarity especially at high flow rates; this points out the influence of the spatial distribution of the discharges on the collection efficiency of an electrostatic precipitator.

REFERENCES

- [1] H. J. White, *Industrial electrostatic precipitation*, Addison-Wesley, Reading, MA, Ch.4, 1963.
- [2] J. S. Chang, and A.J. Kelly, J.M. Crowley, *Handbook of Electrostatic Processes*, Marcel Dekker Edition, NY, Ch.9, 1995
- [3] D. Blanchard, L. M. Dumitran, P. Atten, "Effect of electro-aerodynamically induced secondary flow on transport of fine particles in an electrostatic precipitator", *Journal of Electrostatics*, Volumes 51-52, May 2001, Pages 212-217
- [4] B. Dramane, N. Zouzou, E. Moreau and G. Touchard, "Electrostatic Precipitation of Submicron Particles using a DBD in axisymmetric and planar configurations", *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, in press.
- [5] A. Yehia, "Operating regimes of corona and silent discharges in coaxial cylindrical reactors", *J. Appl. Phys.* 103, 073301 (2008).
- [6] Y. Zhuang, Y. J. Kim, T. G. Lee, P. Biswas, "Experimental and theoretical studies of ultra-fine particle behavior in electrostatic precipitators", *Journal of Electrostatics*, 48 (2000) 245-260
- [7] B. Dramane, N. Zouzou, E. Moreau and G. Touchard, "Précipitation électrostatique en configuration Fil Cylindre Etude de l'influence de la source d'excitation électrique", (Published Conference Proceedings style)", in SFE 2008.
- [8] N. Zouzou, E. Moreau, and G. Touchard, "Précipitation électrostatique dans une configuration pointe plan", *J. Electrostat.*, Vol. 64, pp. 537-542, 2006.
- [9] A. Zukeran, P.C. Looy, A. Chakrabarti, A.A. Berezin, S. Jayaram, J.D. Cross, T. Ito, J. S. Chang, Collection efficiency of ultrafine particles by an Electrostatic Precipitator under dc and pulse operating modes, *IEEE Trans. Ind. Applicat.* 35 (1999) 1184-1191.

Electrostatic Precipitation using a DBD reactor

N. Zouzou

Abstract— An AC high voltage is applied to create the Dielectric Barrier Discharge (DBD) inside a wire-to-plane precipitator and a plane-to-plane one. After the establishment of the DBD, the particle flow velocity field in the precipitators changes significantly compared to that observed without DBD.

Results obtained with the wire-to-plane configuration show a strong interaction between the primary flow and the secondary flow (ionic wind). Near the wire electrode, the strong electric forces move the particles from the central part of the channel to the plate electrodes. Within the drift region, the velocity magnitude depends essentially on the balance between the electric and the viscous forces. In the case of plane-to-plane DBD, two-dimensional analysis of the flow can be accepted. The flow is only modified in the boundary layer, which becomes thinner. The effect of ionic wind on the primary flow in such configuration is probably negligible.

Index Terms— High voltage, Electrostatic precipitation, Dielectric Barrier Discharge.

I. INTRODUCTION

ULTRA fine particles have been of great concern during the past years because of the established health effect by this particular matter [1, 2].

In recent investigations, Dielectric Barrier Discharges (DBDs) in axisymmetric and planar configurations have been used with success to reduce the quantity of submicron particles within the range of 0.1 to 1 μm [3-5]. It has been shown that particle collection efficiency decreases at high frequency because of particle oscillations, and at low frequency due to the intermittent nature of the discharge. Moreover, reactor configuration influences the frequency range where the collection efficiency is high.

In this paper, particle velocity fields inside DBD precipitators are investigated experimentally using Particle Image Velocimetry (PIV). The main objective of this study is to analyze the effect of the ionic wind on the particle collection efficiency in two different DBD reactors. A Wire-to-Plane (WP) reactor is compared with a Plane-to-Plane (PP) reactor.

N. Zouzou is with Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (LEA), Université de Poitiers, ENSMA, CNRS, Téléport 2 – 2, Bd Marie & Pierre Curie, BP. 30179, 86962, Futuroscope Cedex, France (corresponding author, phone: +33.(0)5.49.49.69.33; fax: +33.(0)5.49.49.69.68; e-mail: noureddine.zouzou@lea.univ-poitiers.fr).

II. EXPERIMENTAL SETUPS

A. Construction of the reactors

The WP reactor consists of two parallel electrodes (aluminum, 80-mm-length and 60-mm-width in x-direction and z-direction, respectively) as shown in Fig. 1a. Both parallel electrodes are grounded. The high-voltage electrode consists of a stainless steel wire (0.2-mm-diameter) aligned on the central axis of the channel. The planar electrodes are wrapped on 2-mm-thick dielectric plates (Pyrex, 600-mm-length and 60-mm-width in x and z directions), which form the wind tunnel used in PIV measurements. The distance between the dielectric plates is 16 mm.

Similar construction is used in the case of PP reactor with an air gap of 6 mm as shown in Fig. 1b. In this case, the high voltage is connected to the upper planar electrode. The second electrode is grounded.

B. Electrical Devices

The power supply system consists of a high voltage power amplifier (Trek, 30/20C, ± 30 kV, ± 20 mA), a function generator (Hameg, HM 8130), a current probe (shunt resistor of 100 Ω), a high voltage probe (internal probe of the amplifier), and a digital oscilloscope (Lecroy 424, 200 MHz, 2GS/s). More details on electrical system can be found in [4].

An ac high voltage is applied to create the DBD inside the reactors. The voltage level varies between 6 and 26 kV and the frequency between 1 and 1000 Hz. The submicron particles, with a mean size of about 0.3 μm , are generated from incense burning and introduced into the precipitators in order to examine the electrohydrodynamic (EHD) flow induced by the discharges.

C. Particle tracking using PIV

Particle velocity fields inside the DBD reactors have been analyzed experimentally using PIV (Fig. 2). The acquisition system is a standard PIV system manufactured by LaVision. This system used a mini YAG laser (30 mJ). Images are recorded by a CCD digital camera, with a resolution of 1376 \times 1040 pixels. We worked on a basis of 500 frames per series of measurements. The origin of the coordinate system is set at the centre between the parallel electrodes. All the experiments are carried out at atmospheric pressure and room temperature.

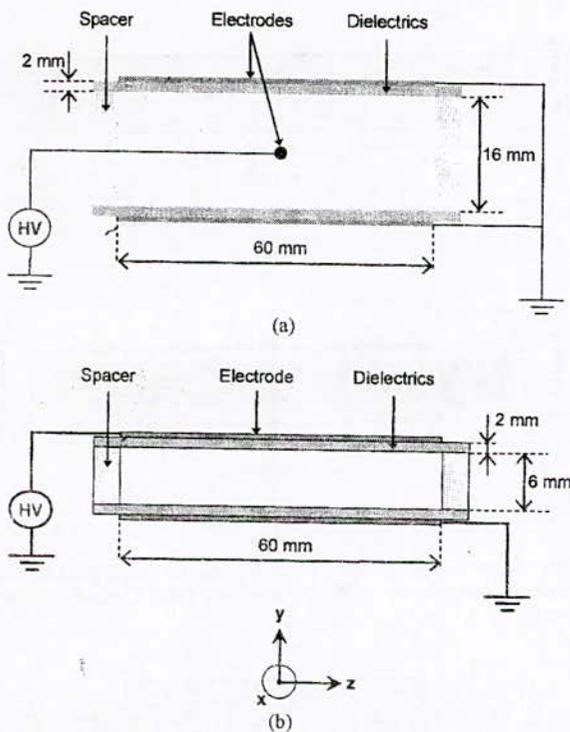


Fig. 1. Cross-section view of (a) wire-to-plane and (b) plane-to-plane reactors.

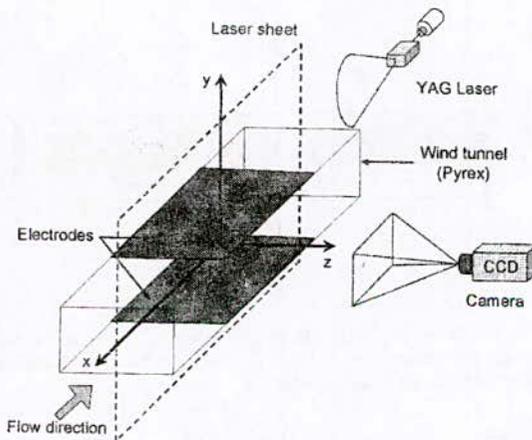


Fig. 2. Schematic illustration of the PIV measurements.

D. Particle counting

Inside the plasma reactor, the particles are electrically charged and collected on the internal surface of the dielectrics. In order to calculate the collection efficiency of the DBD reactors, particle concentration in a diluted sample of the exhaust is measured using an aerosol spectrometer (Pallas, Model Wellas-1000, sensor range of 0.18-40 μm , concentration up to 10^5 particles/ cm^3). More details on the particle counting and collection efficiency calculation can be found in [4].

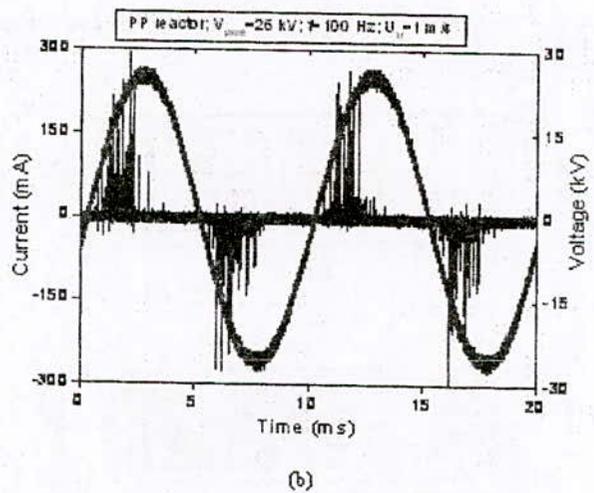
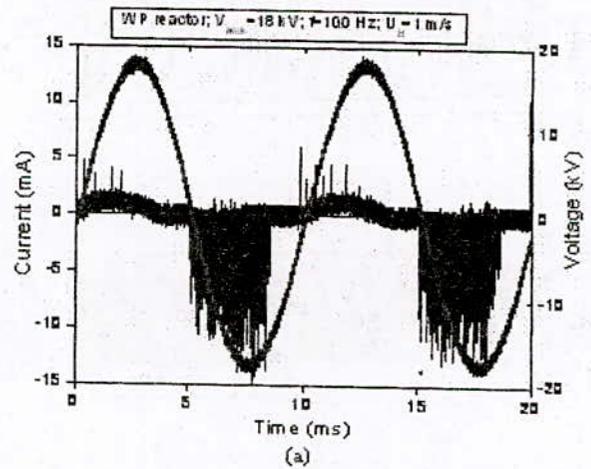


Fig. 3. Time evolution of the applied voltage and discharge current for WP reactor (a) and PP reactor (b), without the presence of particles.

III. RESULTS AND DISCUSSION

A. Current waveforms

Fig. 3 shows the time evolution of the applied voltage and the discharge current obtained in both configurations. With WP reactor (Fig. 3a), the discharge current waveform shows a current peak of small amplitude and long duration on the positive half-cycle, while on the negative one the current signature includes a significant number of short pulses. In the positive voltage half-cycle, the discharge operates in a glow-like mode, while the Trichel pulses are detected during the negative voltage half-cycle. In contrast, the discharge in PP reactor operates in filamentary mode (Fig. 3b), with current pulses less numerous and higher in magnitude (up to 300 mA) than the WP reactor.

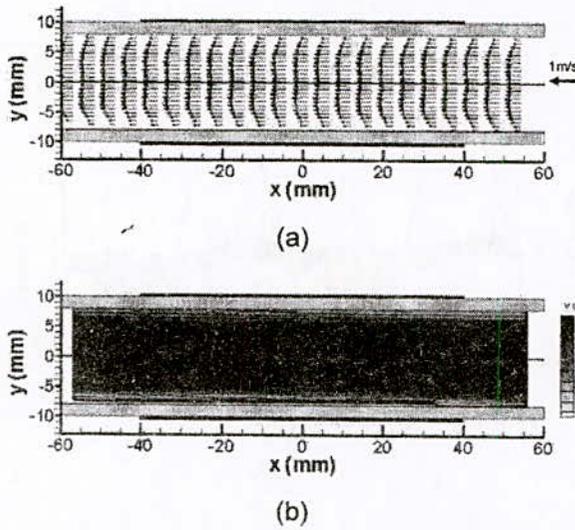


Fig. 4. Time-averaged vector fields (a) and the corresponding velocity magnitude (b) in the case of WP reactor without DBD. Conditions: no applied voltage.

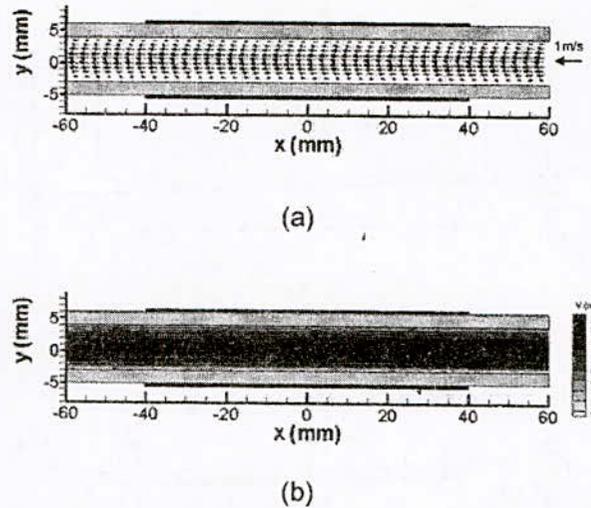


Fig. 6. Time-averaged vector fields (a) and the corresponding velocity magnitude (b) in the case of PP reactor without DBD. Conditions: no applied voltage.

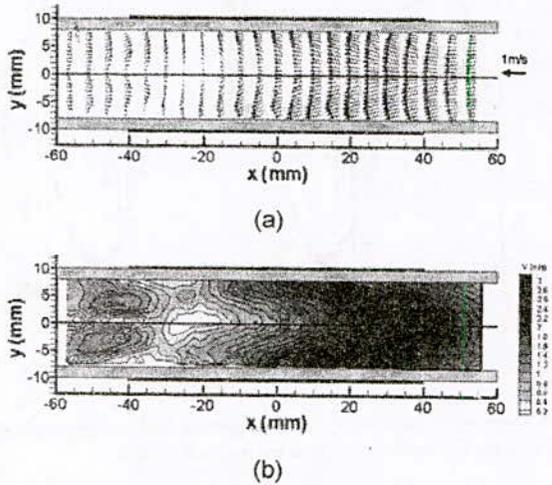


Fig. 5. Time-averaged vector fields (a) and the corresponding velocity magnitude (b) in the case of WP reactor with DBD. Conditions: applied voltage=18 kV_{peak} and frequency=100 Hz.

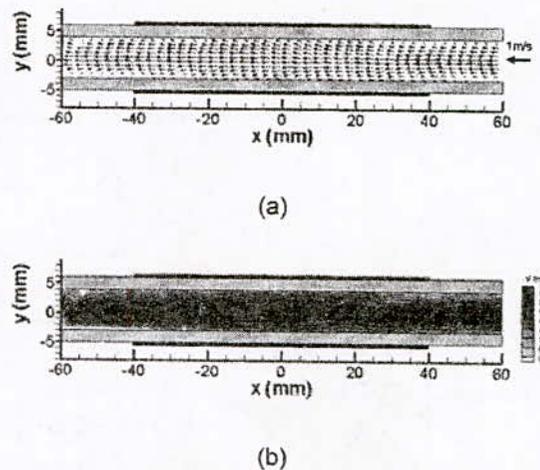


Fig. 7. Time-averaged vector fields (a) and the corresponding velocity magnitude (b) in the case of PP reactor with DBD. Conditions: applied voltage=26 kV_{peak} and frequency=100 Hz.

B. Particle velocity fields

The 2D particle flow patterns measured in the measurement planes along the DBD reactors are shown in Fig. 4-7. They illustrate the velocity fields and the corresponding velocity magnitude in the x-y plane at z=0mm. The primary flow averaged velocity is U₀=1 m/s.

Reynolds number has been calculated according to [6]:

$$Re = \frac{U_0 \cdot L}{\nu} \tag{1}$$

- U₀ is the primary flow average velocity (U₀=1 m/s),
- L is the characteristic length, plate to plate distance (L=16mm with WP reactor and L=6 mm with PP reactor),
- ν is the kinematic viscosity of air (ν=1.57 10⁻⁵ m²/s).

The Reynolds number is Re = 1019 with WP reactor and Re= 382 with the PP reactor. Without plasma (Fig. 4 and 6), the flow velocity fields confirms also that the flow is laminar. After the establishment of the discharge (Fig. 5 and 7), the particle flow velocity fields in the DBD reactors change significantly from that observed without discharge.

Results obtained with the wire-to-plane reactor (Fig. 4-5) show a strong interaction between the primary flow and the secondary flow (ionic wind). Near the wire electrode, the strong electric forces moved the particles from the central part of the channel to the plate electrodes. Within the drift region, the velocity magnitude depends essentially on the balance between the electric and the viscous forces. The particle flow exhibits a three-dimensional character, which leads to the existence of a backward flow near the reactor outlet.

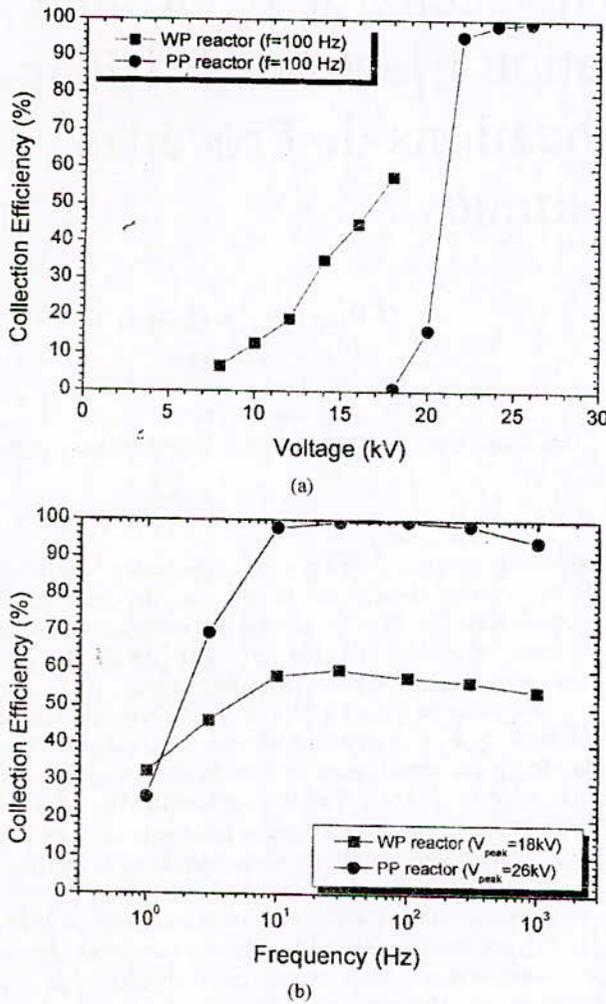


Fig. 8. Evolution of the collection efficiency as a function of the applied voltage and frequency. Conditions: (a) fixed frequency, and (b) fixed voltage.

In the case of plane-to-plane DBD (Fig. 6-7), two-dimensional analysis of the flow can be accepted. The flow is essentially modified in the boundary layer, which becomes thinner. The effect of ionic wind on the primary flow in such configuration is probably negligible.

C. Efficiency of the DBD reactors

Fig. 8 illustrates the evolution of the collection efficiency as a function of the applied voltage and frequency. The collection efficiency is greater at higher applied voltage in both reactors. However, the collection efficiency reaches higher values (up to 99%) in the case of PP reactor (Fig. 8a), where it is limited to 60 % in the case of the WP reactor, because of discharge instabilities at high applied voltage ($V_{peak} > 18$ kV). Whatever the configuration, the collection efficiency decreases at high frequency because of particle oscillations, and at low frequency due to the intermittent

nature of the discharge (Fig.8b). Similar behavior has been observed in wire-to-cylinder DBD [5].

Using plane-to-plane configuration, the microdischarges are distributed in the whole inter-electrode space, which induces high particle charging. The large scale effect of ionic wind is probably not expected in such precipitator.

In the case of wire-to-plane configuration, the discharge is limited to the wire vicinity. Furthermore, the drift region is not large in the z-direction. Even if the interaction between the EHD flow and the primary flow is strong, the particles entering in the active volume near the walls have small chance to be sufficiently charged. Thus, the collection efficiency level is limited in this case.

IV. CONCLUSION

The main objective of this study is to analyze the effect of the ionic wind on the particle collection in two different DBD reactors: wire-to-plane and plane-to-plane.

PIV technique has been used to show the strong interaction between the primary flow and the secondary flow in the case of wire-to-plane DBD reactor, while two-dimensional analysis of the flow can be accepted In the case of plane-to-plane DBD.

Collection efficiency results have shown that ionic wind developing in a large scale is not an important factor in the particle precipitation using PP DBD reactor.

REFERENCES

- [1] I. M. Kennedy, "The health effects of combustion-generated aerosols", Proc. Combust. Inst., Vol. 31, pp. 2757-2770, 2007.
- [2] C. S. Tang, L. T. Chang, H. C. Lee, and C. C. Chan, "Effects of personal particulate matter on peak expiratory flow rate of asthmatic children", Sci. Tot. Environ., Vol. 382, pp. 43-51, 2007.
- [3] J. H. Byeon, J. Hwang, J. H. Park, K. Y. Yoon, B. J. Ko, S. H. Kang and J. H. Ji, " Collection of submicron particles by an electrostatic precipitator using a dielectric barrier discharge", J. Aerosol Sci., Vol. 37, pp.1618-1628, 2006.
- [4] B. Dramane, N. Zouzou, E. Moreau, G. Touchard, "Electrostatic Precipitation of Submicron Particles using a DBD in axisymmetric and planar configurations", IEEE Trans. Diel. Elec. Insul., to be published in 2009.
- [5] B. Dramane, N. Zouzou, E. Moreau, G. Touchard, "Collection Efficiency of submicron particles using a DBD", The 6th International Symposium on Non Thermal Plasma Technology for Pollution Control and Sustainable Energy Development - ISNTPT'6, Taoyuan County, Taiwan, 12- 16, May, 2008.
- [6] IEEE-DEIS-EHD technical committee, recommended standard for dimensionless parameters used in electrohydrodynamics, IEEE Trans. Diel. Electr. Insul., Vol. 10-1, pp.3-6, 2003.

N. ZOUZOU was born in Biskra, Algeria in 1975. He received the M. Eng. degree in Electrical engineering from Biskra University, Biskra, Algeria in 1998, and the Ph.D degree from Paul Sabatier University, Toulouse, France in 2002. He is currently Associate Professor in the Department of Electronic, Electrical and Automatic Engineering, Poitiers University, France. Prior to this present position, he was an assistant professor in the Department of Electrical Engineering, National Polytechnic Institute of Toulouse, France. His research interests are the application of electrostatics: non-thermal plasma technology, air pollution control, flow control, space charge in solid dielectrics, and physical and chemical characterization of dielectric materials. Dr. Zouzou is a member of the French Society of Electrostatics.

Etude Expérimentale de la Décharge Couronne Générée par une Configuration Electrode Fil-Plan Modifiée pour les Applications de Procédés Electrostatiques

A. Bendaoud, A. Tilmatine, K. Medles,
K. Senouci

IRECOM, University Djillali Liabès

Sidi Bel Abbès 22000, Algeria

babdelber22@yahoo.fr ; amar_tilmatine@yahoo.fr ;
kmedles1972@yahoo.fr

O. Blejan, L. Dascalescu

IUT - Angouleme

University of Poitiers

Angouleme, France

taviblejan@gmail.com ; ldascalescu@iutang.univ-poitiers.fr

Résumé— La configuration des électrodes fil-plan est largement utilisée pour générer des décharges couronne dans divers procédés électrostatiques. Le présent article analyse les caractéristiques de cette configuration d'électrodes un peu modifiée. Dans toutes les expériences, un fil en acier inoxydable, d'un diamètre de 0,18 mm ou 0,57 mm a été utilisé comme électrode couronne, à partir d'une tension générée par une source de haute tension d'alimentation en courant continu réversible. L'électrode reliée à la terre est composée de trois segments de la plaque, parallèle au fil et situées respectivement à 20 mm, 15 (ou 10) mm. Dans une première série d'expériences, les caractéristiques courant-tension de cette électrode ont été obtenus pour les deux polarités de la haute tension à partir de la source d'alimentation, et comparés à ceux obtenus avec le système standard de fil-électrode plan. Dans une deuxième série d'expériences, chaque segment de la plaque a été fait de plusieurs bandes d'aluminium isolés les uns des autres et successivement connecté à un micro-ampèremètre, afin de caractériser la distribution du courant de couronne à la surface de l'électrode reliée à la terre. La troisième série d'expériences décrite dans ce travail a été réalisée avec une électrode couronne alimentée par un générateur rotatif de haute tension à impulsion. Enfin, la possibilité d'appliquer cette configuration des électrodes pour les précipitateurs de poussières contenues dans les gaz de combustion est brièvement discutée.

Mots clés – Décharge couronne, précipitateur électrostatique, Générateur rotatif d'impulsion.

I. INTRODUCTION

La précipitation des poussières, la pulvérisation de poudre [4], la séparation des mélanges granulaires, et le traitement des gaz ne sont que quelques-unes des applications industrielles de la décharge couronne [1-8]. Les particules de poussière, la poudre ou les matériaux granulaires traités respectivement dans les électrofiltres, les pulvérisateurs ou les séparateurs sont chargés par les ions générés dans de telles décharges. Les forces électriques qui agissent sur la charge due à la décharge

couronne peuvent atteindre les particules de poussière collectées, les dépôts de poudre ou de granules de la séparation [9-11]. Dans le plasma des réacteurs chimiques, la décharge couronne transfère aux gaz traités de l'énergie nécessaire pour décomposer les polluants [12].

Beaucoup de travail a déjà été fait afin de caractériser les différents types d'électrodes couronne et de calculer l'intensité du champ électrique, ainsi que la densité de charge ionique qu'ils génèrent [13-19]. En effet, l'efficacité d'un tel processus électrostatique dépend de la valeur maximale, mais aussi sur la répartition spatiale du champ électrique et de la densité de la charge ionique dans la décharge couronne [11].

Diverses configurations ont été décrites dans la littérature [15,16], accompagné de courbes de courant-tension permettant leur comparaison, sous certaines conditions bien définies (distance à l'électrode reliée à la terre et la polarité de l'électrode haute tension).

La décharge couronne dans la configuration fil-plan a été l'objet d'études approfondies, surtout en relation avec la conception de lignes haute tension courant continu ou alternatif [20-22]. Les études expérimentales ont permis de clarifier des questions importantes, telles que l'apparition de tension de seuil de couronne, les pertes de puissance, l'influence des conditions ambiantes (humidité, vent, ..). Les chercheurs ont élaboré des modèles numériques sophistiqués pour le calcul du champ électrique et de la charge d'espace engendré par le fil ionisant face à d'électrode plate [23, 24].

Des modèles numériques précis ont également été validés pour l'étude de deux autres configurations d'électrodes, qui sont typiques pour des applications de précipitation électrostatique: les fils entre les électrodes plates reliées à la terre et les électrodes de haute tension [25-27].

Ces études visent à améliorer l'efficacité du processus de précipitation électrostatique, qui dépend de la vitesse de migration des particules chargées vers le collecteur de

l'électrode. Il y a deux façons d'améliorer l'efficacité de la collecte d'un précipitateur:

- 1) accroître la vitesse de migration, en maximisant la charge transportée par les particules et la force du champ électrique;
- 2) diminution de la vitesse du gaz.

Dans ce type d'arrangement d'électrode, la manière la plus simple pour augmenter la force du champ électrique et l'espace de densité de courant serait de réduire l'espacement entre les électrodes, mais si on modifie la vitesse des gaz: les particules passent moins de temps dans la décharge couronne et pour une longueur du collecteur d'électrode, la probabilité de précipitation diminue. L'effet de l'écoulement de gaz est important pour les petites particules (moins de $1 \mu\text{m}$ de diamètre). Les solutions doivent être trouvées afin de mieux charger ces particules et d'intensifier le champ électrique qui agit sur elles sans pour autant augmenter la vitesse moyenne de l'écoulement de gaz dans la précipitation.

Dans un article récent, on a remarqué la modification importante de la distribution de la densité de courant de couronne générée par une réduction de la section transversale de l'électrode standard du fil-cylindre coaxial utilisé dans le précipitateur électrostatique [13].

Ils ont constaté une amélioration significative de l'efficacité de la collecte du précipitateur modifié, par rapport aux installations standard de dimensions similaires. Serait-il bénéfique à modifier de façon similaire les configurations standard d'électrode fil-plan?

L'objectif du présent travail est de donner une réponse à cette question, par la caractérisation de l'effet de couronne généré entre un fil électrode, connecté à un générateur de haute tension continu, et de plusieurs segments de la plaque parallèle à celle du fil et situées à différentes distances de celui-ci. Il est prévu que la densité de courant et l'intensité du champ électrique vont augmenter dans certaines sections de l'appareil, améliorant la charge des particules, tandis que la vitesse moyenne du gaz demeurent pratiquement la même.

II. REALISATION EXPERIMENTALE

La décharge couronne a été assurée en utilisant une électrode de type duale, composé d'un fil mince de tungstène, de longueur 198 mm, d'un diamètre de 0,18 mm ou 0,57 mm, attaché à un cylindre en cuivre, d'un diamètre de 20 mm, qui sert comme un support du fil ionisant de l'électrode comme indiqué à la figure 1. Le fil ionisant et le cylindre sont alimentés avec la même source d'alimentation réversible de haute tension continue (modèle SL300, SPELLMAN, Hauppauge, NY). Les deux éléments sont parallèles et le plan défini par leur axe est perpendiculaire à l'électrode reliée à la terre.

Les expériences ont été réalisées avec plusieurs modèles d'électrode reliée à la terre. Le modèle #1 consiste en une plaque en métal (Aluminium), espacée de 20 mm du fil ionisant, comme indiqué dans la Fig. 1, a. Les modèles # 2.1 et # 2.2 sont constitués de douze bandes en aluminium collées à la surface d'un support isolant à deux niveaux, qui sont

réalisés comme indiqué à la Fig. 1, b. La distance entre deux bandes est de 2,2 mm au niveau inférieur, et de 1 mm sur le niveau supérieur de l'électrode reliée à la terre (Fig. 2).

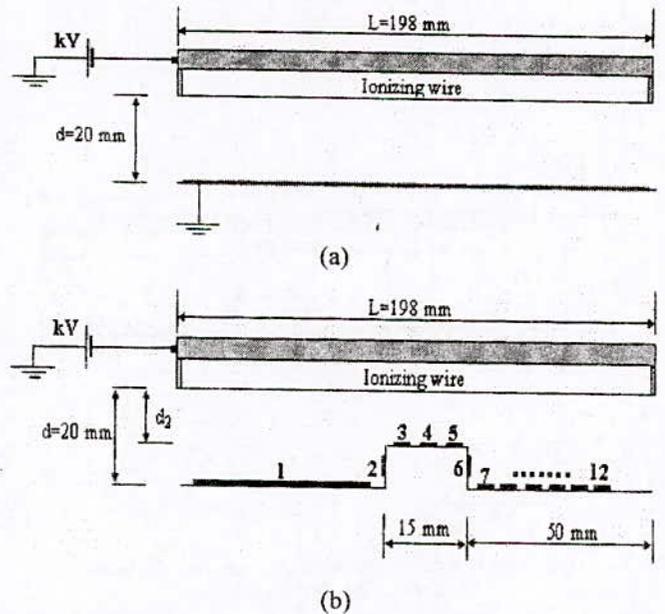


Fig. 1. Electrode de type Duale face à une électrode reliée à la terre de 1 niveau (modèle 1) (a) et des électrodes reliées à la terre de 2 niveaux (modèle 2.1 ou 2.2), à partir d'une tension réversible de haute tension continue; $d_2 = 15 \text{ mm}$ pour le modèle # 2.1, $d_2 = 10 \text{ mm}$ pour le modèle # 2.2. (b)

L'espace entre le fil ionisant et le niveau bas de l'électrode de terre est de $d = 20 \text{ mm}$. Le niveau haut de l'électrode de terre est situé à $d_2 = 15 \text{ mm}$ et $d_2 = 10 \text{ mm}$ du fil ionisant respectivement pour les modèles # 2.1 et # 2.2.

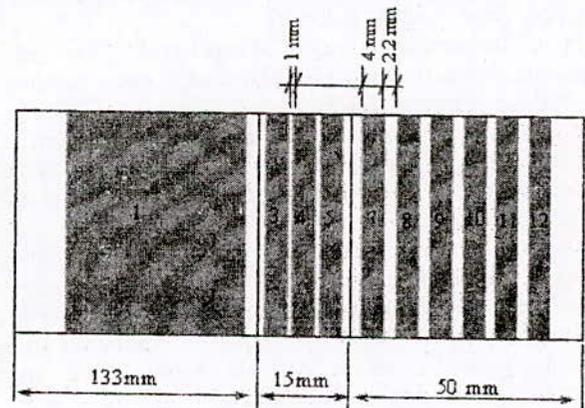


Fig. 2. Arrangement de l'électrode reliée à la terre du modèle #2.1 (2.2): 1 ... 12: bandes d'aluminium.

Dans certaines expériences, les divers arrangements d'électrodes ont été alimentés à partir d'un dispositif rotatif pour générer des impulsions, il est relié à la sortie d'une source d'alimentation de Haute tension continue (Fig. 3).

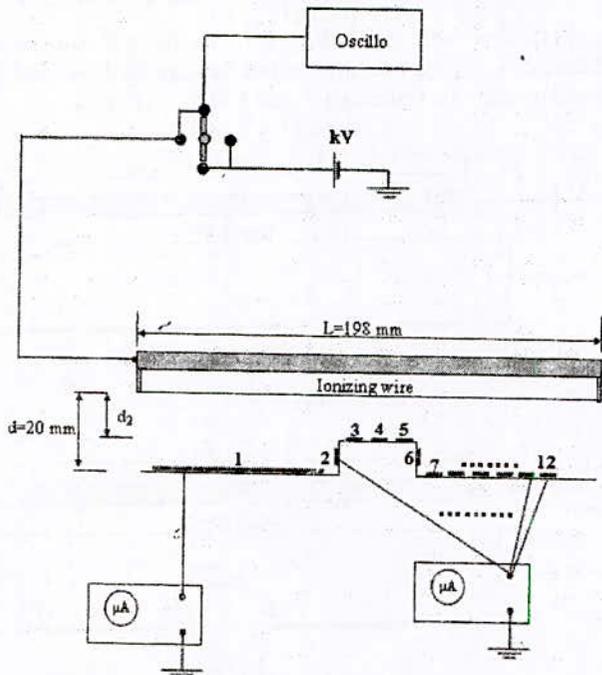


Fig. 3. Electrode alimentée par un dispositif rotatif générateur d'impulsions de haute tension

III. PROCEDURE EXPERIMENTALE

Dans une première série d'expériences, les caractéristiques courant-tension des modèles # 2.1 et # 2.2 ont été comparées à celles obtenues pour une électrode fil-plan standard d'un seul niveau (model #1), avec les deux polarités de la haute-tension d'alimentation. Le courant a été mesuré à l'aide d'un micro-ampèremètre analogique. La haute tension a été lu sur le panneau avant de l'alimentation. Une expérience a été réalisée en utilisant également une sonde à haute tension, afin de confirmer l'exactitude de la lecture.

Pour la deuxième série d'expériences, un micro-ampèremètre est connecté successivement entre la terre et chacune des 12 bandes d'aluminium de l'électrode de terre.

Il a ainsi été possible de déterminer la distribution de la densité de courant sur les deux surfaces (niveau inférieur et niveau supérieur) de l'électrode. Chaque expérience a été répétée trois fois.

Dans une troisième série d'expériences, les caractéristiques courant-tension et de la distribution du courant de couronne à la surface de l'électrode de terre ont été obtenues pour le fil d'électrode alimenté à partir d'un dispositif rotatif pour générer des impulsions, il est relié à la sortie d'une source d'alimentation de haute tension continue

IV. RESULTATS ET DISCUSSION

A. Caractéristiques: Courant-Tension

Les caractéristiques courant-tension obtenues pour les modèles # 1 et # 2.1 à la polarité négative peuvent être

examinées à la Fig. 4. Pour une tension donnée, le courant de couronne généré par l'électrode modifiée est plus élevé que celui obtenu avec une électrode standard fil-plan. L'explication est que le champ électrique est plus intense et, par conséquent, la densité de courant est plus élevée au niveau supérieur du modèle 2.1.

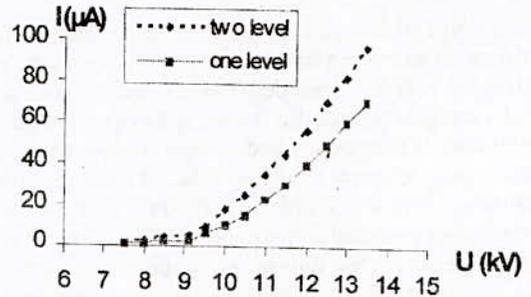


Fig. 4. Caractéristiques courant-tension obtenues avec un fil ionisant en polarité négative pour les modèles #1 (un niveau) et #2.1 (2 niveaux).

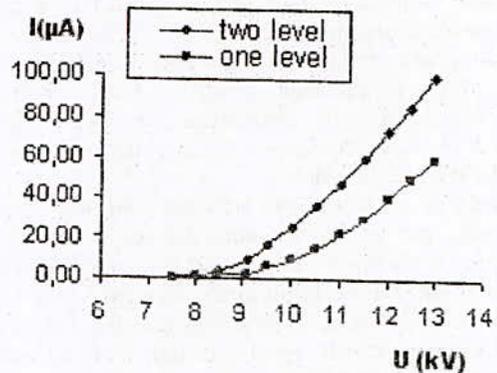


Fig. 5. Caractéristiques courant-tension obtenues avec un fil ionisant en polarité négative pour les modèles #1 (un niveau) et #2.2 (2 niveaux).

En polarité négative, le courant de couronne est plus élevé, en valeur absolue, par rapport à la même haute tension en polarité positive, comme on peut le constater en examinant les caractéristiques courant-tension de la figure.6. La tension de seuil de l'apparition de couronne U_c et la tension de claquage U_s pour $d_2 = 15$ mm (Modèle # 2.1) et $d_2 = 10$ mm (Modèle # 2.2), ainsi que respectivement les courants I_c et I_s sont donnés dans les tableaux I et II.

C'est pourquoi, la polarité négative est préférable dans la plupart des applications de précipitation électrostatique. Toutefois, la plupart des expériences qui seront présentées dans les sous-sections du document ont été réalisées à la polarité positive, pour lesquelles la décharge couronne est plus stable.

TABLEAU I. TENSION DE SEUIL ET CLAQUAGE POUR LE MODELE #2.1

Diamètre du fil [mm]	$\phi_w = 0.18$ mm	$\phi_w = 0.57$ mm
Tension [kV]	$U_c = 7.5; U_s = 17$	$U_c = 10; U_s = 18.5$
Courant [μ A]	$I_c = 0.15; I_s = 100$	$I_c = 0.3; I_s = 72$

TABLE II. TENSION DE SEUIL ET CLAQUAGE POUR LE MODELE #2.2

Diamètre du fil [mm]	$\phi_w = 0.18$ mm	$\phi_w = 0.57$ mm
Tension [kV]	$U_c = 6.6; U_s = 13.5$	$U_c = 9.5; U_s = 16$
Courant [μ A]	$I_c = 0.9; I_s = 95$	$I_c = 0.35; I_s = 70$

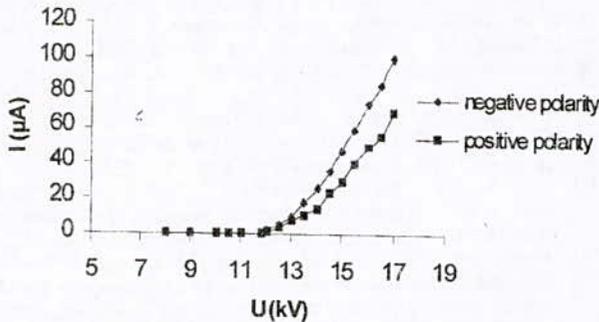


Fig. 6. Caractéristique courant-tension obtenue avec la polarité positive et négative pour le fil ionisant du modèle #2.1 ($d_2 = 15$ mm avec le fil de diamètre de 0.18 mm)

C. Alimentation avec une source de tension à impulsion

L'aspect des impulsions générées par le dispositif rotatif, peut être examiné à la Fig. 8. À la fréquence $f = 125$ Hz, le courant de couronne est plus élevé, en valeur absolue, que la valeur mesurée à la même tension obtenue pour $f = 62,5$ Hz, comme indiquée dans la Fig. 9. La tension de seuil de l'apparition de couronne est la même pour les deux fréquences mais la tension de claquage est plus élevée pour la fréquence $f = 125$ Hz qu'à celui obtenu à $f = 62,5$ Hz. Le courant total est plus faible que dans le cas d'un générateur de tension continu.

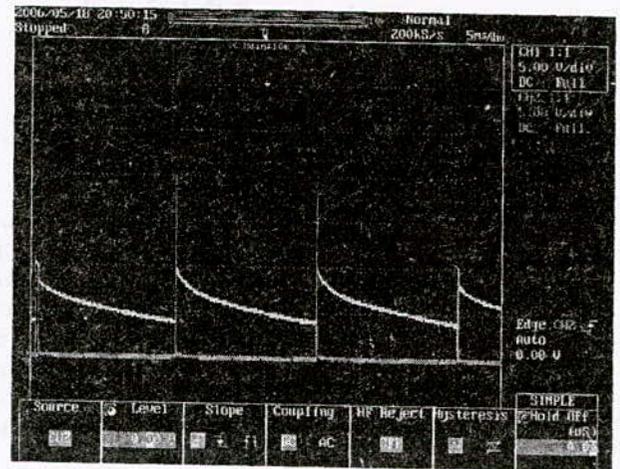


Fig. 8. Impulsions de haute tension générées par le dispositif rotatif à la fréquence de $f = 62.5$ Hz

B. Distribution de la densité de courant de couronne

La distribution de la densité de courant pour le modèle # 2.1 ($d_2 = 15$ mm) avec le fil de diamètre 0,18 mm, est donnée dans la Fig. 7, pour une tension de $U = 17$ kV et -17 kV. La densité est plus élevée pour la polarité négative, dans chaque point à la surface de l'électrode de terre. Des résultats similaires ont été obtenus pour le modèle # 2.2.

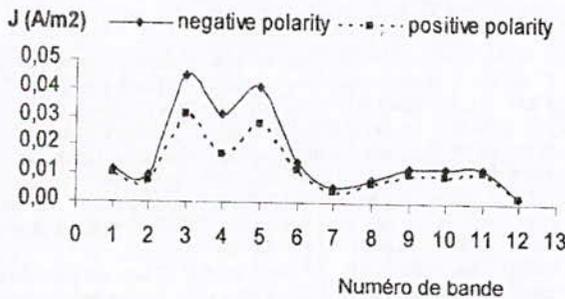


Fig. 7. Distribution de la densité de courant obtenue avec une tension de $U = 17$ kV et -17 kV pour le modèle # 2.1 ($d_2 = 15$ mm avec le fil de diamètre 0,18 mm).

L'aspect des courbes de la distribution de la densité de courant est le même pour le fil de diamètre 0,57 mm. Comme prévu, les plus petites valeurs de la densité de courant ont été obtenus à un niveau de tension.

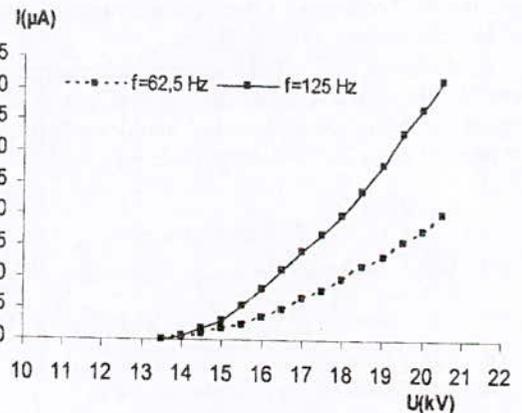


Fig. 9. Caractéristique de courant-tension obtenue avec les impulsions haute tension pour le fil du modèle #2.1 ($d_2 = 15$ mm et fil de diamètre : 0.18 mm)

Cette observation est confirmée par les courbes de la densité de courant obtenues pour différentes fréquences d'impulsions générées par le dispositif rotatif à impulsion de haute tension (fig. 10). La superposition de la haute tension continue et la haute tension en impulsions peut être considérée comme une solution efficace pour les applications de précipitation électrostatique.

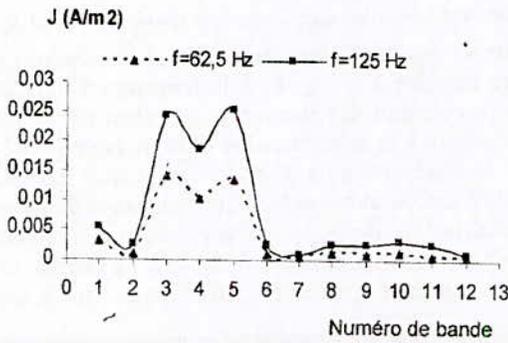


Fig. 10. Current distribution obtained for pulsed energization of the corona wire for model #2.1 ($d_2 = 15$ mm and wire diameter: 0.18 mm)

V. CONCLUSIONS

La configuration d'électrode fil-plan modifiée a des caractéristiques de courant-tension plus avantageuses pour les applications de la précipitation électrostatique que ceux des électrodes standard. Pour les mêmes dimensions du système d'électrodes, le rapport du courant total / la longueur totale de l'électrode modifiée est plus élevé, assurant ainsi une meilleure charge des particules comme a été vérifié par plusieurs séries d'expériences qui seront présentées dans un document ultérieur.

En utilisant des électrodes telles qu'on a suggérées par les modèles testés dans le présent travail, on peut citer les résultats suivants :

(1) une meilleure charge des particules, par l'intensification du champ électrique et en augmentant la turbulence de l'écoulement dans les sections du précipitateur avec de petits espaces inter-électrodes

(2) la vitesse de l'écoulement de gaz est moindre si les électrodes sont caractérisées par un plus grand espacement entre les électrodes, de telle sorte à améliorer l'efficacité de la collecte des particules de toutes tailles.

VI. REFERENCES

[1] H.J. White, Industrial Electrostatic Precipitation, Reading, MA: Addison-Wesley, 1963.
 [2] L.B. Loeb, Electrical Corona. Their Basic Physical Mechanisms. Berkeley, CA: Univ. of California Press, 1965.
 [3] J.S. Chang, A.J. Kelly and J.M. Crowley (Editors), Handbook of Electrostatic Processes, New York: Dekker, 1995.
 [4] L.M. Dumitran, P. Atten, D. Blanchard, and P. Nottingher, "Drift velocity of fine particles estimated from fractional efficiency measurements in a laboratory-scaled electrostatic precipitator," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 38, no. 3, May-June 2002, pp. 852-857.
 [5] L.M. Dumitran, O. Blejan, P. Nottingher, A. Samuila, and L. Dascalescu, "Particle charging in combined corona-electrostatic fields," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 44, no. 5, September/October, 2008, pp. 1385-1390.
 [6] A. Bendaoud, A. Tilmatine, K. Medles, M. Rahli, M. Huzau, L. Dascalescu, "Caracterisation of dual corona electrodes for electrostatic processes applications," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 44, no. 3, May/June 2008, pp. 692-698.
 [7] A. Bologa, A. Hornung, H. Seifert, K. Woletz, H.-R. Paur, "Application of space-charge electrostatic precipitator for collection of oil mist from pyrolysis gases," Conf. Rec. IEEE International Conference on

Dielectric Liquids, ICDL 2008, pp. 1 - 4; DOI 10.1109/ICDL.2008.4622490.
 [8] I. Botvinnik, C.E. Taylor, G. Snyder, "High-efficiency portable electrostatic air cleaner with insulated electrodes," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 44, no. 2, March/April 2006, pp. 512-516.
 [9] K. Adamiak, "Particle charging by unipolar ionic bombardment in an AC electric field," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 33, vol. 2, March/April 1997, pp. 421-426.
 [10] L. Dascalescu, A. Mizuno, R. Tobazéon, A. Iuga, R. Morar, M. Mihailescu, A. Samuila, "Charges and forces on conductive particles in roll-type corona-electrostatic separators," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 31, 1995, pp. 947-956.
 [11] L. Dascalescu, An Introduction to Ionized Gases: Theory and Applications, TUT Press, Toyohashi, 1993.
 [12] T. Yamamoto, T. Abe, T. Mimura, N. Otsuka, Y. Ito, Y. Ehara, A. Zukeran, "Electrohydrodynamically-Assisted Electrostatic Precipitator for Collection of Low Resistive Dust", Conf. Rec. IEEE/IAS Ann. Meet, Edmonton, Oct. 6-9, 2008, pp. 1-5, DOI 10.1109/08IAS.2008.98
 [13] L. Dascalescu, R. Morar, A. Iuga, A. Samuila, V. Neamtu, I. Suarasan, "Charging of particulates in the corona field of roll-type electroseparators," J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 27, 1994, pp. 1242-1251.
 [14] L. Dascalescu, A. Iuga, R. Morar, V. Neamtu, I. Suarasan, A. Samuila, D. Rafiroiu, "Corona and electrostatic electrode for high tension separators," J. Electrostat., vol. 29, 1993, pp. 211-215.
 [15] L. Dascalescu, A. Samuila, D. Rafiroiu, A. Iuga, R. Morar, "Multiple needle corona electrodes for electrostatic processes applications," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 35, no. 3, May/June 1999, pp. 543-548.
 [16] O. Blejan, P. Nottingher, L.M. Dumitran, M. Younes, A. Samuila, L. Dascalescu, "Experimental study of the corona discharge in a modified coaxial wire-cylinder electrostatic precipitator," Conf. Rec. IAS/IEEE Ann. Meet., New Orleans, 2007, pp. 1111 - 1114.
 [17] A. Bendaoud, L. Dascalescu, M. Blajan, A. Samuila, A. Stochita, P.V. Nottingher, "Corona charging of granular layers of insulating particles at the surface of a grounded electrode," J. Electrostat., vol. 63, 2005, pp. 643-647.
 [18] L.M. Dumitran, L. Dascalescu, P. Atten, P. Nottingher, "Computational and experimental study of ionic space charge generated by combined corona-electrostatic electrode systems," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 42, no. 2, March/April 2006, pp. 378-384.
 [19] A. Iuga, A. Samuila, M. Blajan, R. Beleca, R. Morar, and L. Dascalescu, "Characterization of corona electrodes for electrostatic separation applications at small and large discharge gaps", Conf. Rec. IEEE/IAS Ann. Meet, Seattle, 2004, vol. 3, pp. 1967 - 1973.
 [20] M. Abdel-Salam, M.T. El-Mohandes, H. El-Kishky, "Electric field around parallel DC and multi-phase AC transmission lines," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 25, no. 6, Dec. 1990, pp. 1145 - 1152.
 [21] M. Abdel-Salam, A.Z. Al-Hamouz, "A finite-element analysis of bipolar ionized field. IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 31, no. 3, May-June 1995, pp. 477 - 483.
 [22] A.Z. Al-Hamouz, M. Abdel-Salam, A.M. Al-Shehri, "Inception voltage of corona in bipolar ionized fields-effect on corona power loss," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 34, no.1, Jan/Feb. 1995, pp. 57-65.
 [23] A.A. Elmoursi, Castle, G.S.P., "Modeling of Corona Characteristics in a Wire-Duct Precipitator Using the Charge Simulation Technique," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 23, no.1, Jan. 1987, pp. 95-102.
 [24] A.Z. Al-Hamouz, M. Abdel-Salam, "Finite-element solution of monopolar corona on bundle conductors," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 35, no.2, March/Avril 1999, pp. 380-386.
 [25] J.H. Davidson, P.J. McKinney, P. Linnebur, "Three-dimensional (3-D) model of electric field and space charge in the barbed plate-to-plate precipitator," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 32, no.4, July/Aug. 1996, pp. 858-866.
 [26] F. Beux, A. Iollo, M.V. Salvetti, A. Soldati, "Current-density approximation for efficient computation of the electrostatic field in wire-plate precipitators," IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 38, no.3, May/June. 2003, pp. 858-865.
 [27] D. Brocilo, J.S. Chang, R.D. Findlay, Y. Kawada, T. Ito, "Modelling of the effect of electrode geometries on the corona discharge current-voltage characteristic for wire-plate electrostatic precipitators," 2001 Ann. Rep. Conf. El. Insul. Diel. Phenomena, pp. 681-684.

Index des Auteurs

<u>Auteurs</u>	<u>Pages</u>	<u>Auteurs</u>	<u>Pages</u>
Abdesselam D.	249	Damelincourt J. J.	219
Abdi S.	76	Dascalescu L.	167; 283; 288; 299; 313; 319; 324; 332
Abdour S.	125	Dine M.	104; 268
Adjim N.	1; 121	Djoudi H.	151; 207
Aissou M.	6; 292	El Khamlichi Drissi K.	187
Allali A.	299	Fernández-Rueda A.	68
Alloul B.	279	Flazi S.	121; 146; 305
Arkoub H.	89	Flisowski Z.	134
Arzag K.	181	Flitti A.	45
Azzouz Z.	181; 201	Ghemri B.	181; 201
Bahaz A.	279	Gourbi A.	110; 193
Bayadi A.	160	Gouri R.	324
Belasri A.	12; 17	Gasmi A.	231
Belazzoug A.	260	Guendouz D.	49
Belkacemi S.	279	Guerbas F.	80
Belkheiri M.	274	Guia T.	116
Belkhiat S.	239	Haddad A.	26; 76; 89
Belkhir S.	197	Hadi H.	84; 155
Benaissa T.	305	Hamdaoui H.	219
Benamar H.	305	Hamid A.	20; 45; 49
Bendaoud A.	167; 332	Hamouda M.	121
Bendaoud M.	265	Handala M. A.	37
Benmoussa A.	17	Harid N.	76
Benramdane N.	219	Harrat H.	187
Benzemamouche H.	231	Hennad A.	60
Berdous S.	265	Herous L.	55
Berami A.	72	Houabes M.	55; 99
Beroual A.	80; 155	Houassine H.	125
Besra A.	231	Jbara O.	235
Bessedik S.A.	84	Kaboul L.	197
Bitam-Megherbi F.	207	Kachi M.	55
Blejan O.	332	Kerroum K.	187
Bouazabia S.	129	Khairoune N.	140; 173
Boubakeur A.	76; 80; 116; 245; 249	Khairoune N.	140; 173
Bouchikhi A.	20; 49	Khelfane I.	72; 260
Boudissa R.	26; 89; 151	Khelil D.	129
Boudjella H.	110	Khodja K.	12
Boudou L.	32	Kraloua B.	60
Boudrahem S.	151	Krasowski D.	134
Bouguedad D.	235	Kuca B.	134
Boukezzi L.	245	Laifaoui A;	6
Boussaadia F.	239	Lallouani M.	245
Bouthiba T.	104; 268	Lamrous O.	37
Brahami M.	110; 193	Lasmi L.	260
Castellanos A.	68	Mahi D.	274
Cherif D.	72	Martinez-Vega J. J.	32
Chouki M.	187	Mecheri Y.	249
Chrzan K.L.	94	Medjdoub A.	249
Dahou O.	283		

<u>Auteurs</u>	<u>Pages</u>
Medles K.	167; 219; 283; 288; 313; 319; 332
Megherbi M.	207
Mekhaldi A.	140; 151; 173; 235
Mennad B.	17
Meslem Y.	68
Milloufi H.	110
Miloua F.	324
Miloudi M.	193
Mimouni A.	181; 201
Mokhnache L.	279
Moreau E.	324
Mouhoubi S.	26
Moulai H.	72; 197; 226; 260
Mufidzada N. A.	125
Nacer A.	72; 260
Namani F.	64; 252; 256
Nassour K.	110; 193
Nedjar M.	64; 252; 256
Nekhoul B.	187
Nemamcha M.	55; 99
Nouri H.	6; 292; 309
Ouchen Y.	197
Ouis A.	146
Pancheshnyi S.	45
Pontiga F.	68
Rahli M.	1
Rahmani B.	213
Rebbouh D.	260
Rezgui S.	64; 252; 256
Rezouga M.	299; 319

<u>Auteurs</u>	<u>Pages</u>
Sabani M.	1
Sadaoui Y.	64; 252; 256
Saghi B.	213
Sahraoui F.	146
Saidi Amroun N.	265
Saidi M.	265
Sahli Z.	89; 161
Samuila A.	288; 313; 319
Sayah H.	313
Senouci K.	167; 332
Slama M.	155
Smaili A.	274
Teguar M.	94; 116; 129; 140; 173
Tilmatine A.	167; 219; 283; 288; 299; 313; 319; 324; 332
Touhami A.	305
Yanallah K.	68
Younes A.	313; 319
Younes K.	288
Younes M.	283; 288; 299; 313; 319
Yousfi A.	231
Yousfi B.	32
Zebboudj Y.	6; 292; 309
Zegnini B.	32; 274
Zellouta D.	140; 173
Ziane M.	219
Ziani A.	226
Zissis G.	219
Zitouni M.	80
Zouzou N.	292; 324; 328



Rectorat de l'Université de Sidi-Bel-Abbès

Sponsors de la Conférence



ANDRU

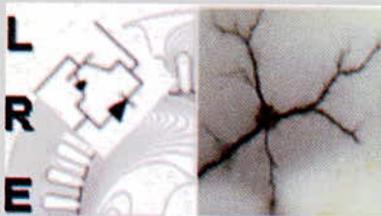
الوكالة الوطنية لتنمية البحث الجامعي
وسيلة في خدمة العلوم و تنمية البحث العلمي

سونلغاز



SONELGAZ
Société Nationale de l'Electricité
et du Gaz

SONELGAZ



Groupe
METANOF



KCA spa
KHENTEUR COMPOSANTS AUTOMOBILE

APW
Sidi Bel Abbès

Index des Auteurs

<u>Auteurs</u>	<u>Pages</u>
Abdesselam D.	249
Abdi S.	76
Abdoun S.	125
Adjim N.	1; 121
Aissou M.	6; 292
Allali A.	299
Alloul B.	279
Arkoub H.	89
Arzag K.	181
Azzouz Z.	181; 201
Bahaz A.	279
Bayadi A.	160
Belasri A.	12; 17
Belazzoug A.	260
Belkacemi S.	279
Belkheiri M.	274
Belkhiat S.	239
Belkhir S.	197
Benaissa T.	305
Benamar H.	305
Bendaoud A.	167; 332
Bendaoud M.	265
Benmoussa A.	17
Benramdane N.	219
Benzemamouche H.	231
Berdous S.	265
Berami A.	72
Beroual A.	80; 155
Besra A.	231
Bessedik S.A.	84
Bitam-Megherbi F.	207
Blejan O.	332
Bouazabia S.	129
Boubakeur A.	76; 80; 116; 245; 249
Bouchikhi A.	20; 49
Boudissa R.	26; 89; 151
Boudjella H.	110
Boudou L.	32
Boudrahem S.	151
Bouguedad D.	235
Boukezzi L.	245
Boussaadia F.	239
Bouthiba T.	104; 268
Brahami M.	110; 193
Castellanos A.	68
Cherif D.	72
Chouki M.	187
Chrzan K.L.	94
Dahou O.	283

<u>Auteurs</u>	<u>Pages</u>
Damelincourt J. J.	219
Dascalescu L.	167; 283; 288; 299; 313; 319; 324; 332
Dine M.	104; 268
Djoudi H.	151; 207
El Khamlichi Drissi K.	187
Fernández-Rueda A.	68
Flazi S.	121; 146; 305
Flisowski Z.	134
Flitti A.	45
Ghemri B.	181; 201
Gourbi A.	110; 193
Gouri R.	324
Gasmi A.	231
Guendouz D.	49
Guerbas F.	80
Guia T.	116
Haddad A.	26; 76; 89
Hadi H.	84; 155
Hamdaoui H.	219
Hamid A.	20; 45; 49
Hamouda M.	121
Handala M. A.	37
Harid N.	76
Harrat H.	187
Hennad A.	60
Herous L.	55
Houabes M.	55; 99
Houassine H.	125
Jbara O.	235
Kaboul L.	197
Kachi M.	55
Kerroum K.	187
Khairoune N.	140; 173
Khairoune N.	140; 173
Khelfane I.	72; 260
Khelil D.	129
Khodja K.	12
Kraloua B.	60
Krasowski D.	134
Kuca B.	134
Laifaoui A.	6
Lallouani M.	245
Lamrous O.	37
Lasmi L.	260
Mahi D.	274
Martinez-Vega J. J.	32
Mecheri Y.	249
Medjdoub A.	249

<u>Auteurs</u>	<u>Pages</u>
Medles K.	167; 219; 283; 288; 313; 319; 332
Megherbi M.	207
Mekhaldi A.	140; 151; 173; 235
Mennad B.	17
Meslem Y.	68
Milloufi H.	110
Miloua F.	324
Miloudi M.	193
Mimouni A.	181; 201
Mokhnache L.	279
Moreau E.	324
Mouhoubi S.	26
Moulai H.	72; 197; 226; 260
Mufidzada N. A.	125
Nacer A.	72; 260
Namani F.	64; 252; 256
Nassour K.	110; 193
Nedjar M.	64; 252; 256
Nekhoul B.	187
Nemamcha M.	55; 99
Nouri H.	6; 292; 309
Ouchen Y.	197
Ouis A.	146
Pancheshnyi S.	45
Pontiga F.	68
Rahli M.	1
Rahmani B.	213
Rebbouh D.	260
Rezgui S.	64; 252; 256
Rezouga M.	299; 319

<u>Auteurs</u>	<u>Pages</u>
Sabani M.	1
Sadaoui Y.	64; 252; 256
Saghi B.	213
Sahraoui F.	146
Saidi Amroun N.	265
Saidi M.	265
Sahli Z.	89; 151
Samuila A.	288; 313; 319
Sayah H.	313
Senouci K.	167; 332
Slama M.	155
Smaili A.	274
Teguar M.	94; 116; 129; 140; 173
Tilmatine A.	167; 219; 283; 288; 299; 313; 319; 324; 332
Touhami A.	305
Yanallah K.	68
Younes A.	313; 319
Younes K.	288
Younes M.	283; 288; 299; 313; 319
Yousfi A.	231
Yousfi B.	32
Zebboudj Y.	6; 292; 309
Zegnini B.	32; 274
Zellouta D.	140; 173
Ziane M.	219
Ziani A.	226
Zissis G.	219
Zitouni M.	80
Zouzou N.	292; 324; 328



Rectorat de l'Université de Sidi-Bel-Abbès

Sponsors de la Conférence



ANDRU

الوكالة الوطنية لتنمية البحث الجامعي
وسيلة في خدمة العلوم و تنمية البحث العلمي

سونلغاز



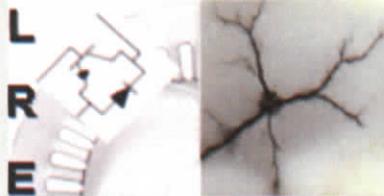
SONELGAZ

SONELGAZ

Société Nationale de l'Electricité
et du Gaz



Interaction Réseaux Electriques - Convertisseurs - Machines



Groupe
METANOF



KCA spa
KHENTEUR COMPOSANTS AUTOMOBILE

APW
Sidi Bel Abbès