



An International Publication of Engineering Science



# AJOT

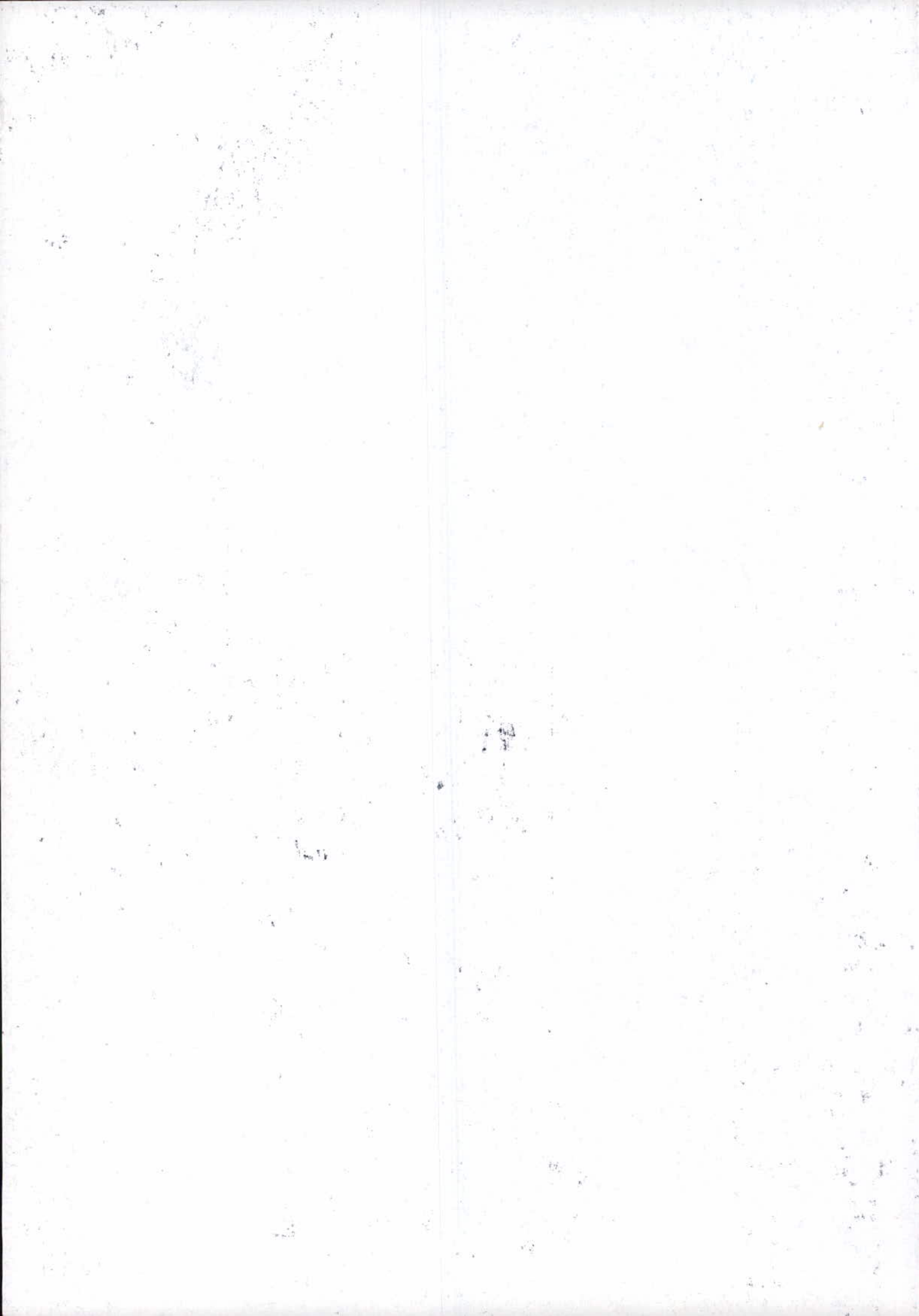
ALGERIAN JOURNAL OF TECHNOLOGY

8<sup>ème</sup> Conférence Nationale  
sur la Haute Tension

**CNHT 2011**  
Tiaret, 09-11 Mai 2011

# Proceedings

Série B - Numéro Spécial





An International Publication of Engineering Science



# AJOT

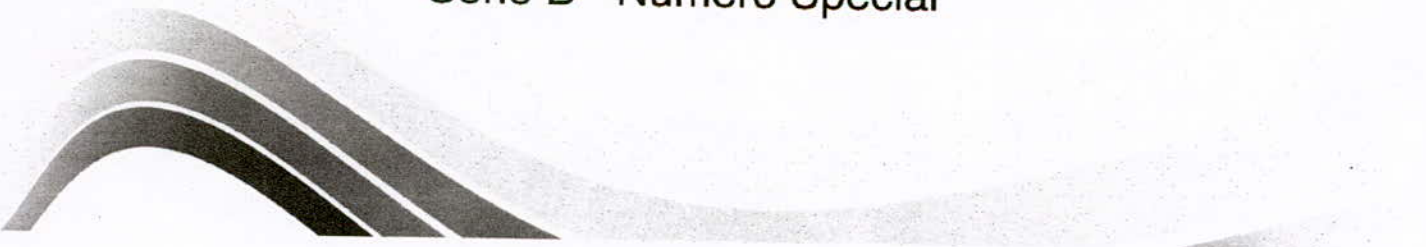
ALGERIAN JOURNAL OF TECHNOLOGY

8<sup>ème</sup> Conférence Nationale  
sur la Haute Tension

**CNHT 2011**  
Tiaret, 09-11 Mai 2011

**Proceedings**

Série B - Numéro Spécial





# Mot du Président

*Cette huitième 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, Taghit en 2007 et Sidi Bel Abbas en 2009. Elle est conjointement organisée par l'université Ibn Khaldoun de Tiaret et l'Ecole Nationale Polytechnique. 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 Scientifique a retenu 56 articles répartis entre les thèmes suivants*

- *Technique de l'isolation : 12*
- *Coordination de l'isolement : 01*
- *Mesures et techniques d'essai de haute tension : 05.*
- *Champ électromagnétique : calcul, mesure et effet : 10.*
- *Matériels et équipements de haute tension : 01.*
- *Détection et diagnostic de la dégradation de l'isolation (vieillesse, rupture) : 13.*
- *Systèmes intelligents dans l'ingénierie de la haute tension : 04.*
- *L'électrostatique et ses applications : 10.*

*Le comité d'organisation tient à remercier vivement les entreprises et institutions ayant contribué financièrement au soutien de la CNHT'2011.*

*Avec l'espoir de revoir tous les participants lors de notre prochaine rencontre, nous souhaitons à toutes et à tous un agréable séjour parmi nous.*

Dr. MESSLEM Youcef  
Président de la Conférence

Président de la conférence

CNHT2011

**Dr Youcef MESSLEM**





# CNHT'2011 – Tiaret, 09-11 Mai 2011, Algérie

## 8<sup>ème</sup> Conférence Nationale sur la Haute Tension

### **Président de la Conférence**

Dr. MESSLEM Youcef

### **Président du comité scientifique**

Pr. BOUBAKEUR Ahmed

### **Vice-président de la Conférence**

Dr. YANALLAH Khelifa

### **Président du comité d'organisation**

Dr. MIMOUNI Abdenbi

### **Secrétaire Général**

Mr. MIHOUB Youcef

### **Membres du Comité d'organisation**

- R . Aced
- A. Aouni
- Y. Bekaoual
- H. Bourenane
- M. Larbi
- D. Toumi

## Comité Scientifique National

Abdellah . M	E MP Alger
Aissani.D	U.A.M. Bejaia
Azzouz. A	USTO, Oran
Bayadi. A	U. Setif
Bendaoud. A	U. Sidi Bel Abbes
Bouazabia. S	USTHB, Alger
Boubakeur. A	ENP Alger
Boudissa. R	U.A.M. Bejaia
Brahami. M	U. Sidi Bel Abbes
Chaker. A	E.N.S.E.T. Oran
Flazi. S	USTO, Oran
Hadi. H	USTO, Oran
Hamid. A	USTO, Oran
Houabes. M	U. Anaba
Mahi. D	U. Laghouat
Medles, K	U. Sidi Bel Abbes
Mekhaldi. A	ENP Alger
Mimouni. A	UIK Tiaret
Mokhnache. L	U. Batna
Moulai. H	USTHB, Alger
Mufidzada N.A	UMM de Tizi-Ouzou
Nemamcha. M	U. Guelma
Rahli. M	USTO, Oran
Taieb. B	USTO, Oran
Teguar. M	ENP Alger
Tilmatine. A	U. Sidi Bel Abbes
Tioursi. M	USTO, Oran
Yanallah. K	UIK Tiaret
Zebboudj. Y	U.A.M. Bejaia

## Comité Scientifique International

N. ZOUZOU	Univ. Poitiers (France)
C.TALHI	U.P.S. Toulouse (France)
A. HADDAD	Univ. Cardiff (Grande Bretagne)
M. BUIAI	U.P.S. Toulouse (France)
F. BURET	E.C. Lyon (France)
A. BEROUAL	E.C. Lyon (France)
L. DASCALESCU	I.U.T.Angoulême (France)
P.PIROTTE	Univ. Montéfiort (Belgique)
K.CHRZAN	T.U.W. Varsovie (Pologne)
I. Fofana	Université du Québec à Chicoutimi (canada)
F. Pontiga	U. Sevilla (Espagne)
Boleslaw Kuca	U. warsaw (Pologne)
Kattan. R	U. Liban



SOMMAIRETechnique de l'isolation

Étude et modélisation expérimentale de la décharge à barrière diélectrique	<u>1</u>
<i>IN. HAMMADI, IR. OUIDDIR, IA. TILMATINE, IS.M. REMAOUN 1,2K. MEDLES</i>	
<i>1University of Sidi-Bel-Abbes. ALGERIA</i>	
<i>2University Institute of Technology, Angoulême, University of Poitiers. France</i>	
Caractérisation optique et électrique de la morphologie et de la vitesse de propagation de la décharge du contournement des isolateurs HT pollués	<u>9</u>
<i>M. El-A. Slama(1),(2), A. Beroual(2) et H. Hadi(1)</i>	
<i>(1)Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Mohamed Boudiaf, Algérie</i>	
<i>(2)Laboratoire AMPERE, Ecole Centrale de Lyon, France</i>	
Transferts Thermiques de l'Arc Electrique dans un Disjoncteur de Haute Tension	<u>15</u>
<i>Abderahmane Ziani, Hocine Moulai</i>	
<i>USTHB, Algerie.</i>	
Modélisation empirique du courant de fuite d'une surface isolante sous pollution non uniforme sous tension alternative	<u>21</u>
<i>H. Rahali ; A. Mekhaldi</i>	
<i>Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (ENP), Algeria</i>	
Evaluation des Performances d'un Isolateur Haute Tension Durant les Phases de Contournement Partiel et Total Sous Pollution non-Uniforme	<u>27</u>
<i>B. Moula, A. Mekhaldi et M. Tegar</i>	
<i>Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (ENP), Algeria</i>	
Comparaison des Performances d'un Isolateur Haute Tension Soumis aux Conditions de Pollution Artificielle	<u>33</u>
<i>B. Moula, A. Mekhaldi et M. Tegar</i>	
<i>Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (ENP), Algeria</i>	
Etude Expérimentale de La Décharge Couronne Bipolaire	<u>38</u>
<i>M.AISSOU, A.LAIFAOUJ et Y.ZEBBOUDJ.</i>	
<i>Université de Bejaia, Algérie.</i>	
Influence d'un écran isolant sur la rigidité diélectrique et le champ électrique d'un intervalle d'air pointe-plan sous tension alternative	<u>43</u>
<i>S. Mouhoubi* and A.Boubakeur** and R. Boudissa***</i>	
<i>*Laboratoire de Génie Electrique de Bejaia, Université A. Mira Bejaia</i>	
<i>** Ecole Nationale Polytechnique, Alger</i>	
<i>*** Bejaia, Université A. Mira Bejaia.</i>	

*Etude des propriétés isolantes d'un nouveau matériau de céramique piézo-électrique* 48

*A. Fares Kahoul, B. Ahmed Boutarfaia, C. Louanes Hamzioui  
Université de Biskra , Algérie.*

*Influence of the Applied Electric Field on the Growth of an Electrical Discharge in O2* 54

*L.Zeghichi#1, L.Mokhnache\*2, M.Djebabra†3  
# Batna University, Algeria*

*Modélisation dynamique du phénomène de contournement des isolateurs pollués* 59

*S.A.Bessedik, H.Hadi, M.Marich, A. Bouyekni  
Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie*

*Numerical simulation of an oxygen-fed wire-to-cylinder positive corona discharge* 65

*K. Yanallah#1, Y. Meslem#2, Y. Bekaoual#3 and F.Pontiga\*1  
# University of Ibn Khaldoun Tiaret, Algeria  
\* Universidad de Sevilla, Spain.*

### **Coordination de l'isolement**

*Comparative Study between IEC and IEE Standards for Live Work Minimum Approach Distance Calculation.* 70

*S. Belkhir, H. Moulai, F. Soukeur\*  
L FEI, USTHB, Algiers, Algeria  
(\* National Power Grid Manager (GRTE-SONELGAZ), Algiers, Algeria*

### **Mesures et techniques d'essai de haute tension**

*Analyses MEB et FTIR du PMMA soumis à une décharge à barrière diélectrique* 75

*Nora KIRECHE et Mohand Amokrane HANDALA,  
Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou*

*Optical Full-Field Measurement Method to Characterize Mechanical Strain in Insulating Polymer Materials Subjected to a DC High Electrical Fields* 79

*B.Zegnini1,2, B. Yousfi1 , L. Boudou2, J.J. Martinez-Vega2  
1 Université Amar Telidji de Laghouat, Algérie  
2 LAPLACE (UMR-CNRS 5213), Université Paul Sabatier Toulouse, France.*

*Calibration de la sonde capacitive à fibre optique pour mesure du champ* 85

*D. Khelil S. Bouazabia  
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene, Algérie  
N. Harid A. Haddad  
School of Engineering Cardiff University, United Kingdom*

- Validation expérimentale d'un nouveau modèle de laboratoire des isolateurs pollués* **89**  
M.Marich\*, H.Hadi\*  
\*Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie
- PRESENTATION OF THE HIGH VOLTAGE LABORATORY OF WROCLAW UNIVERSITY OF TECHNOLOGY** **94**  
Krystian Leonard Chrzan<sup>1</sup> & Salah Leulmi<sup>2</sup>  
<sup>1</sup> Wroclaw University of Technology, Poland;  
<sup>2</sup> University of 20<sup>th</sup> August 1955, Skikda, Algeria;
- Champ électromagnétique : calcul, mesure et effet**
- Caractérisation des câbles coaxiaux aux hautes fréquences par la méthode de réflexion d'ondes électromagnétiques* **100**  
E. OUATAH, Y. ZEBBOUDJ  
Université A-MIRA, Béjaïa (06000), Algérie.
- Recherche de l'efficacité de la barrière isolante dans un système pointe-barrière isolante-plan* **106**  
S. Benharat                      S. Bouazabia  
Faculté d'Electronique et Informatique/USTHB, Algerie
- Contribution au dimensionnement géométrique des électrodes des réacteurs couronnes des électrofiltres de dépollution.* **112**  
IMed .Ali. KOUIDRI, 2S.Flazi, 1D.Mahi , 1B,Zegnini  
12Faculté d'électrotechnique. Université d'Oran USTO  
1Université Amar TELIDJI-Laghouat, Algérie
- Distributions du potentiel et du champ électriques le long d'une chaîne d'isolateurs de ligne 33 kV* **119**  
B.M'hamdi1, 2, M.Teguar1  
1Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie.  
2Université Ziane Achour, Djelfa, 17000, Algérie.
- Rayonnement électromagnétique d'un Réseau de Terre* **124**  
T. ROUIBAH\*, A. BAYADI\* et K. KERROUM\*\*  
\*Département d'électrotechnique, université de Sétif, Algerie  
\*\* Département d'électrotechnique, université de Blaise Pascal, France
- Etude du comportement d'un système de mise à la terre écoulant un courant de foudre : Cas des Electrodes Horizontales* **130**  
T. ROUIBAH\*, A. BAYADI\* et K. KERROUM\*\*  
\*Département d'électrotechnique, université de Setif, Algerie  
\*\* Département d'électrotechnique, université de Blaise Pascal, France,

**Finite Element Analysis of Electrostatic Precipitator Performance** **136**

*H. Nouri 1,2\*, M. Aissou1, Y. Zebboudj1, N. Zouzou 2 and L. Dascalescu2*  
 1 (LGEB) Université de Bejaia, Algeria  
 2Institut Pprime, CNRS, ENSMA Université de Poitiers France

**Behavior of Lightning Electromagnetic Fields Radiation with the Return Stroke Current Parameters Consideration** **142**

*1N. M'ZIOU, 2L. MOKHNACHE, 3A. BOUBAKEUR, 4R. KATTAN*  
 1Dépt. of Electrical Engineering .Mohamed Khider University. Biskra. Algeria  
 2Dépt. of Electrical Engineering. Hadj Lakhdar University. Batna. Algeria.  
 3 LRE, Ecole Nationale Polytechnique, Algiers. Algeria

**Overview of the Electromagnetic Fields in the Immediate Vicinity of a Lightning Return Stroke - Influence of the Ground Conductivity-** **148**

*Abdenbi Mimouni1 and Zin-eddine Azzouz2*  
 1University Ibn Khaldoun Tiaret, Algeria  
 2University of Science and Technology of Oran, Algeria

**Overview of the electromagnetic fields at very close range from a tower struck by lightning** **155**

*Abdenbi Mimouni1 and Zin-eddine Azzouz2*  
*Abdenbi Mimouni1 and Zin-eddine Azzouz2*  
 1University Ibn Khaldoun Tiaret, Algeria  
 2University of Science and Technology of Oran, Algeria

**Matériels et équipements de haute tension****Caractérisation du papier imprégné utilisé dans l'isolation des transformateurs de puissance par courants de polarisation et de dépolarisation** **159**

*F. Bitam-Megherbi, H. Djoudi, M. Megherbi*  
 Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou

**Détection et diagnostic de la dégradation de l'isolation (vieillessement, rupture)****Influence d'une barrière isolante sur la Charge de préclaquage de l'huile de transformateur sous tension alternative** **165**

*F.Guerbas\*, A.Boubakeur\* et A.Beroual\*\**  
 (\*)L.R.E. / Laboratoire de Haute Tension, Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algeria  
 (\*\*) Ecole Centrale de Lyon, Centre de Génie Electrique de Lyon, France

**Diagnostic par l'Analyse des Courants de Préclaquage dans les Huiles de Transformateurs de Puissance** **170**

*F. Aberkane1, F. Benyahia1,2, H. Moulai1, S. Boukehill1, L. Meziane1*  
 (1): Laboratoire des Systèmes Electriques et Industriels, FEI, USTHB., Algeria.  
 (2): CREDEG-SONELGAZ, Alger

Problématique du re-Remplissage d'Huile des Transformateurs de Puissance. 175

*T. Toudja, A. Beldjilali, H. Moulai*

*Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene; Alger, Algérie.*

*I. Khelfane, A. Yahiat*

*(CREDEG)-SONELGAZ, Alger, Algérie.*

Leakage and Flashover Currents Forecast of Non Uniform Polluted Insulators Under DC Voltage 181

*Z. Sahli, R. Boudissa, A. Mekhaldi, H. Djoudi.*

*Z. Sahli University A. Mira of Bejaia, ALGERIA.*

*R. Boudissa University A. Mira of Bejaia, ALGERIA.*

*A. Mekhaldi Polytechnic National School of Algiers, ALGERIA.*

*H. Djoudi University M. Mammeri, Tizi ousou, ALGERIA.*

Etude des décharges parallèles et du déphasage entre le courant de fuite et la tension appliquée sur un modèle d'isolateur sous tension alternative 186

*H. Rahali ; A. Mekhaldi*

*Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (ENP), Alger, Algeria*

Etude de l'évolution de la performance d'un système à écrans sous tension alternative dans une atmosphère propre et ou polluée 192

*R. Boudissa\*, N. Harid\*\*, R. Baersch\*\*\**

*\*Laboratoire de Génie Electrique, U. A. M. Bejaia, Algérie*

*\*\*Cardiff University, Cardiff School of Engineering, Cardiff, Wales UK*

*\*\*\*Hochschule Zittau/Görlitz, FG Hochspannungstechnik, Germany*

Modèle de l'isolateur 1512L partiellement pollué sous tension de choc de foudre 198

*B.M'hamdi1,2, T.Guia1,3, M.Teguar1*

*1Ecole Nationale Polytechnique, 1, Alger, Algérie.*

*2Université Ziane Achour, Djelfa, Algérie.*

*3Centre Universitaire d'El-Oued, El-Oued, Algérie.*

Influence du Vieillissement Electrique sur la Conductivité Electrique du PolyMethyl Metacrylate 203

*M. Moudoud1, O. Lamrous2, M. Megherbi1*

*1Laboratoire des Technologies Avancées du Génie Electrique (LATAGE)*

*2Laboratoire de Physique et Chimie Quantique (LPCQ), Université de Tizi-Ouzou, Algeria*

The Effect of Multiple Cavities on the Electrical Field Distribution in XLPE HV Insulation Cables: an Analysis with the Finite Volume Numerical Method (FVM) 208

*L. Boukezzi1, A.C. Lahrach1, A. Boubakeur2*

*1 MSIL, University of Djelfa, Djelfa, Algeria.*

*2L.R.E./High Voltage Lab., National Polytechnic School, Algiers, Algeria.*

- Phénomènes de Charge de l'EPDM Soumis à une Irradiation Electronique Permanente : Etude du Vieillissement Thermique* 215
- D. Bouguedad, A. Mekhaldi et O. Jbara*  
*D. Bouguedad Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie*  
*A. Mekhaldi, Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie.*  
*O. Jbara Université de Reims, France.*
- Simulation of the Temperature Effect on the Space Charge Behaviour in Polymeric Materials* 222
- Beldjilali Abdeslem\*, Saidi-Amroun Nadia, Saidi Mohamed*  
*\*Laboratoire de Physique des Matériaux, Faculté de Physique, USTHB, Alger.*
- Courants Isothermes de Charge pour la Caractérisation des Mélanges d'Huiles de Transformateur de Puissance* 227
- A. Beldjilali1, T. Toudja2, N. Saidi1, M. Saidi1, H Moulai2, R. Hamiteche2, K Nait Dahmane2*  
*Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene; Alger, Algérie.*
- L'influence de la résistivité de la couche de pollution et ses états sur le contournement des isolateurs HT* 231
- M.Talhi#1, S.Flazi#2*  
*Université des sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf ( Usto-MB)*
- Systemes intelligents dans l'ingénierie de la haute tension**
- Statistical investigation in short-term dielectric breakdown of polyesterimide* 237
- M. Nedjar, Y. Sadaoui, S. Rezgui, F. Namani*  
*Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie.*
- Thermal lifetime of polyesterimide using Weibull statistics* 242
- M. Nedjar, Y. Sadaoui, S. Rezgui, F. Namani*  
*Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie.*
- Optimisation mono et multi objectif par algorithme génétique d'un isolateur capot et tige* 247
- D. DOUFENE, S. BOUAZABIA*  
*Faculté d'Electronique et d'Informatique, USTHB, Algérie*
- Application de la logique floue dans la prédiction de la durée de vie du PRC utilisé dans l'isolation des câbles HT sous vieillissement thermique* 253
- L. Bessissa 1, L. Boukezzi2, D. Mahi1, A. Boubakeur3*  
*1Université Amar Telidji de Laghouat, Algérie.*  
*2Université de Djelfa, Algérie.*  
*3 Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie.*

**L'électrostatique et ses applications**

Phénomène d'agglomération- dispersion pour les particules submicroniques dans les filtres électrostatiques 258

*1Nezha Kadous, 1Amar Tilmatine, 2Pierre Atten, 1Abdelber Bendaoud, 3Lucien Dascalescu  
1Laboratoire IRECOM, université Djillali Liabes de Sidi-Bel-Abbès. ALGERIE  
2Laboratoire G2ELab. Université Joseph Fourier, Grenoble. France  
3Laboratoire LEA, université de Poitiers. FRANCE*

Study of barrier discharge electrostatic precipitator in a wire-to-square tube configuration 264

*R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, E. Moreau and L. Dascalescu  
R. Gouri, University of Bechar, Algeria  
N. Zouzou, Institute, University of Poitiers, France .  
A. Tilmatine IRCOM Laboratory, University Djillali Liabes, Sidi-Bel-Abbes, Algeria  
E. Moreau, Institute, University of Poitiers, France .  
L. Dascalescu, University of Poitiers, Poitiers, France*

Etude de l'efficacité de Filtre Electrostatique Autonettoyant par la méthodologie des plans d'expérience 269

*T. Benaïssa, S. Flazi, A. Touhami,  
Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie*

Association Et Optimisation De Deux Nouveaux Procèdes De Chargement Triboélectrique Et De Séparation Electrostatique Pour Les Particules Isolantes 276

*Miloudi. M\*\*, Medles. K\*, Aksa. W\*, Tilmatine. A\*, Brahami. M\*, Dascalescu. L\*\*  
\* University Djillali Liabès Sidi Bel Abbès, Algeria  
\*\* LEA, University of Poitiers, Angoulême, France*

EVALUATION DU RAPPORT SIGNAL/BRUIT DU PROCÉDÉ DE LA SEPARATION ELECTROSTATIQUE 282

*N. Hassani1, A. Tilmatine1, L. Dascalescu2  
1Université de Sidi-Bel-Abbès, Algérie.  
2Laboratoire EIAA, IUT Angoulême, France.*

Réalisation Et Optimisation D'un Dispositif De Chargement Triboélectrique Par Air Comprime Pour Les Particules Isolantes 288

*Aksa. W1, Miloudi. M2, Medles. K1\*, Tilmatine. A1, Dascalescu. L2  
1University Djillali Liabès Sidi Bel Abbès, Algeria  
2LEA, University of Poitiers, Angoulême, France*

Etude Comparative Entre Plusieurs Méthodes D'optimisation Appliquées Au Procède De Séparation Electrostatique De Particules 294

*S. Touhami1, K. Medles1, O. Dahou1, W Aksa1, A. Tilmatine1, L. Dascalescu2  
University Djillali Liabès Sidi Bel Abbès, Algeria  
LEA, University of Poitiers, Angoulême, France*

- Contrôle Optimal Du Processus De La Séparation Electrostatique Par L'intelligence Artificielle** **301**  
*O. Dahou1, K. Medles1, S.Touhami1, W Aksa1, A.Tilmatine1, L. Dascalescu2*  
*University Djillali Liabès Sidi Bel Abbès, Algeria*  
*LAI & LEA, University of Poitiers, Angoulême, France*
- Effect of Pressure and Humidity on Properties of the Corona Discharge in ESP** **307**  
*H. Nouri 1,2\*, M. Aissou1, Y. Zebboudj1, N. Zouzou 2 and L. Dascalescu2*  
*1Laboratoire de Génie Electrique de Bejaia (LGEB) Université de Bejaia, Algeria*  
*2Université de Poitiers, France*
- Optimisation d'un filtre électrostatique à un étage pour la filtration des fumées de soudage** **313**  
*1S.M. Remaoun, 1A. Tilmatine, 1N. Hammadi, 1F. Miloua, 2L. Dascalescu*  
*1IRECOM, Université Djillali Liabès, Sidi-Bel-Abbes, Algérie*  
*2PPRIME Institut, CNRS-Université de Poitiers-ENSMA, Angoulême, France*
- Index des Auteurs** **317**



TECHNIQUE  
DE  
L'ISOLATION

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
LIBRARY

# Étude et modélisation expérimentale de la décharge à barrière diélectrique

<sup>1</sup>N. HAMMADI, <sup>1</sup>R. OUIDDIR, <sup>1</sup>A. TILMATINE, <sup>1</sup>S.M. REMAOUN <sup>1,2</sup>K. MEDLES

<sup>1</sup>Electrostatics and High Voltage Research Unit, IRECOM Laboratory.

University of Sidi-Bel-Abbes. ALGERIA

<sup>2</sup>University Institute of Technology, Angoulême, University of Poitiers. France

E-mail: [atilmatine@gmail.com](mailto:atilmatine@gmail.com)

## ABSTRACT

Many experimental and numerical studies were devoted to the electric barrier discharge (DBD) in air, and no mathematical models were proposed neither for the current nor for the power. As they depend on several parameters, it is difficult to find a formula, which considers many factors. The aim of this paper is first to make a brief comparison between surface and volume DBD, and second to model the current and power of a DBD in a "multipointes-plane" electrode system by using the methodology of experimental designs. Three factors were considered; inter-electrodes interval, distance between adjacent pointes and thickness of the glass dielectric barrier. A double factorial centred faces experimental design (CCF) was carried out. The obtained results made it possible to propose mathematical models and therefore to study the interactions between the various factors.

**Keywords:** Dielectric barrier discharge, high voltage, modelling, design of experiments

## RÉSUMÉ

De nombreuses études expérimentales et numériques ont été consacrées à la décharge à barrière électrique (DBD) dans l'air, et aucun des modèles mathématiques n'a été proposé ni pour le courant, ni pour la puissance. Comme ces deux derniers dépendent de plusieurs paramètres, il est difficile de trouver une formule qui tient compte de nombreux facteurs. Le but de cet article est d'abord de faire une brève comparaison entre la DBD surfacique et volumique, puis modéliser le courant et la

puissance d'une DBD dans un système d'électrodes " multi-pointes" en utilisant la méthodologie des plans d'expériences. Trois facteurs ont été considérés : l'intervalle inter-électrodes, la distance entre les pointes adjacentes et l'épaisseur de la barrière diélectrique en verre. Un plan expérimental double à faces centrées (CCF) a été effectué. Les résultats obtenus ont permis de proposer des modèles mathématiques et donc d'étudier les interactions entre les divers facteurs.

**Mots clés :** Décharge à barrière diélectrique, haute tension, modélisation, plan d'expériences.

## 1. INTRODUCTION

La décharge à barrière diélectrique (DBD) dans l'air a fait l'objet de nombreuses études [1-3]. Le phénomène physique est aujourd'hui bien connu et de nombreux chercheurs ont contribué à la compréhension et l'explication du mécanisme des microdécharges [4-7].

De nombreux facteurs affectent les DBDs, tels que les paramètres électriques, géométriques et climatiques. Aujourd'hui, l'influence de chacun d'entre eux est bien connue, mais nous n'apprécions pas les interactions existant entre ces facteurs. Par exemple, lorsque l'intervalle inter-électrodes et l'épaisseur de la barrière diélectrique varient simultanément, l'une influe plus que l'autre. Par conséquent, nous utilisons la méthodologie des plans d'expériences, qui est

considérée comme un outil puissant pour la modélisation et l'analyse des interactions entre les facteurs. Nous avons opté pour une configuration d'électrodes consistant en une électrode haute tension multi-pointes, une électrode métallique et une barrière diélectrique planes.

Nous examinons dans cet article trois facteurs: l'intervalle inter-électrodes, la distance entre points adjacents et l'épaisseur de la barrière diélectrique en verre. Nous allons faire d'abord une brève comparaison entre les DBDs surfacique et volumique.

## 2. DBD SURFACIQUE ET DBD VOLUMIQUE

Nous avons accompli dans cette section une étude expérimentale pour comparer deux systèmes d'électrodes différentes: «pointe-plan» et «DBD de surface». L'électrode pointe est pointue, ayant un rayon de courbure de  $150\ \mu\text{m}$ , et est placée au-dessus de la barrière diélectrique à une distance de 1 mm. La DBD de surface est obtenue en utilisant des électrodes sous forme de deux bandes d'aluminium adhésif, de 2 cm de largeur et 10 cm de longueur chacune, placées chacune sur un côté différent du diélectrique. La barrière diélectrique est en verre ayant une épaisseur de 3 mm. Les deux configurations sont schématisées sur la figure 1. On peut voir dans la figure 2 la photographie du banc expérimental. La figure 3 montre les diagrammes correspondant aux deux configurations, pour une même tension appliquée de 6 kV.

Un voltmètre électrostatique et un oscilloscope ont été utilisés pour mesurer respectivement la haute tension appliquée et le courant. La haute tension a été délivrée par une source de tension 6 kV, 30 mA et un transformateur de fréquence 22 kHz. Une résistance de  $100\ \Omega$  est placée en série avec le circuit, dont la chute de tension est visualisée par l'oscilloscope pour mesurer le courant généré par la DBD.

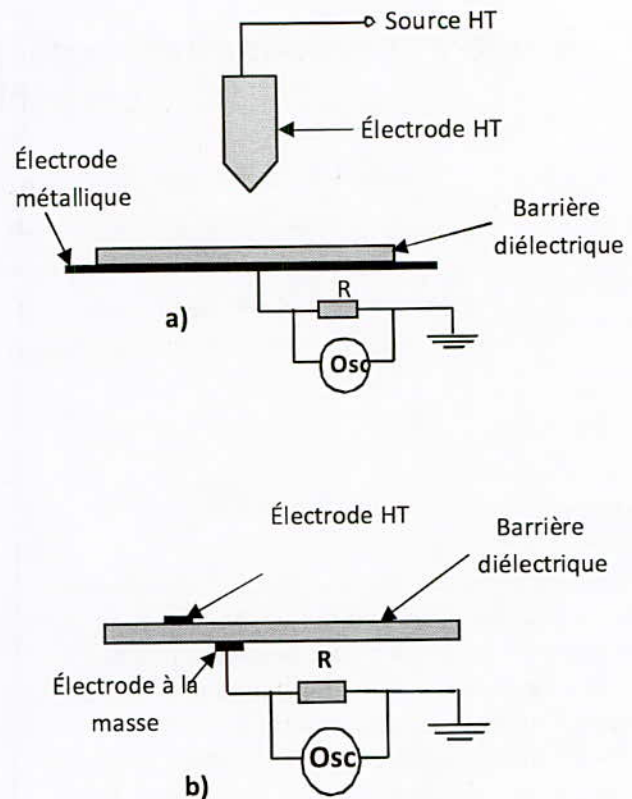


Figure 1: Représentation schématique du dispositif expérimental :  
a) "DBD volumique" et b) "DBD surfacique".

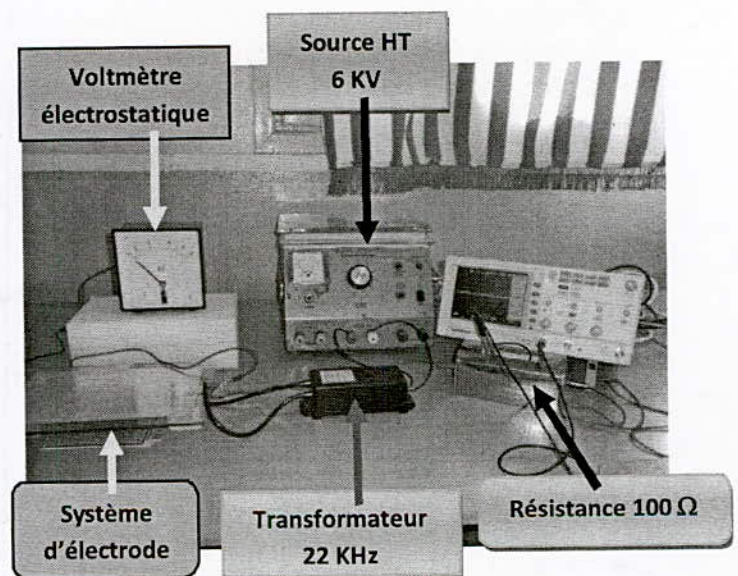


Figure 2 : Photographie du banc expérimental.

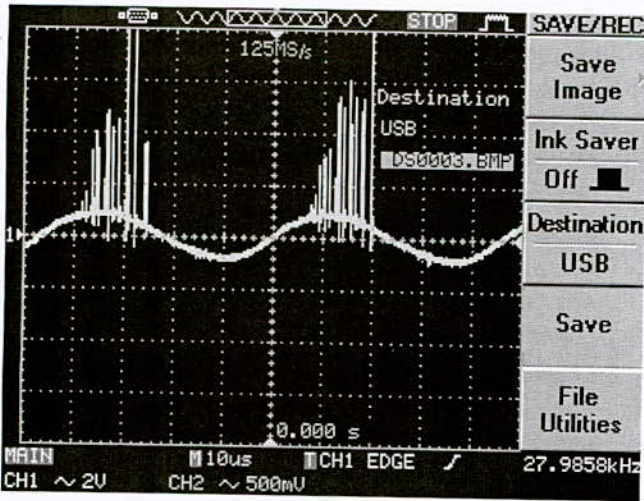


Figure 3 : Schéma du courant du volume de la DBD.

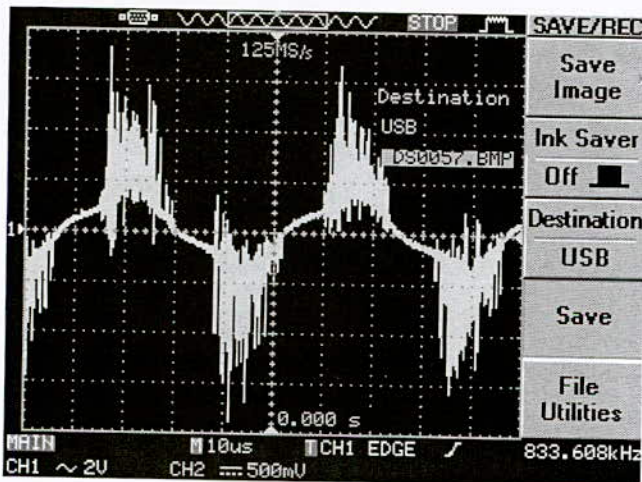


Figure 4 : Schéma du courant de la surface de la DBD.

On peut noter à partir des diagrammes qu'il existe une différence entre les deux types de DBDs. La densité des micro-décharges est beaucoup plus importante pour une DBD de surface parce qu'elle se produit sur toute la longueur des électrodes qui est égale à 10 cm. Toutefois, dans le cas de l'électrode-pointe, l'amplitude d'impulsion est supérieure, le courant dépassant 80 mA pour certaines impulsions. En outre, il n'y a pas de décharge dans l'alternance négative dans le cas de la DBD de volume, puisque, pour la DBD de surface la décharge se produit sur une plus

grande surface, l'effet "mémoire" de DBD est plus important et donc la décharge est plus facilement initiée à l'alternance suivante.

### 3. MÉTHODOLOGIE DES PLANS D'EXPÉRIENCES

La méthodologie des plans d'expérience permet de déterminer le nombre d'expériences qui seront réalisés conformément à un objectif bien défini, afin d'étudier plusieurs facteurs simultanément, à réduire la dispersion associée à des mesures, d'apprécier les effets de couplage entre les facteurs et enfin d'évaluer les influences respectives des facteurs et leurs interactions [8-11]. De nombreux articles ont été écrits sur l'application de cette méthodologie dans les processus électriques et électrostatiques [12-20].

#### 3.1. Développement de la méthode

Trouver des modèles mathématiques de bonne qualité avec un minimum d'efforts dépend de la façon dont les intervalles des facteurs sont sélectionnés. Cette méthode peut être utilisée comme suit [21-22]:

- Sélection des facteurs les plus intéressants et influents.
- Détermination des valeurs maximales, minimales et centrales de chaque facteur.
- Réalisation d'une matrice d'expériences avec tous les états possibles et les réponses correspondantes.

Avant de commencer les expériences, il est nécessaire de définir le meilleur plan approprié qui permet de modéliser le processus avec le plus de précision possible. Dans ce papier, nous choisissons le plan composite double à faces centrées (CCF) qui donne des modèles quadratiques. Il est possible de déterminer une relation quadratique entre la fonction de sortie afin de l'optimiser (réponse) et les variables d'entrée  $u_i$  ( $i = 1, \dots, k$ ) (facteurs):

$$y = f(u_i) = c_0 + \sum c_i u_i + \sum c_{ij} u_i u_j + \sum c_{ii} u_i^2 \quad (1)$$

Sachant que  $\Delta u_i$  et  $u_{i0}$  sont respectivement le pas de variation et la valeur centrale du facteur  $i$ , les valeurs centrales réduites des facteurs peuvent être définies par la relation suivante:

$$x_i = (u_i - u_{i0}) / \Delta u_i \quad (2)$$

Avec ces nouvelles variables, la fonction de sortie devient:

$$y = f(x_i) = a_0 + \sum a_i x_i + \sum a_{ij} x_i x_j + \sum a_{ii} x_i^2 \quad (3)$$

Les coefficients peuvent être calculés ou estimés par un programme de traitement de données, de manière à avoir un écart minimum entre le modèle mathématique prédictif et les résultats expérimentaux.

### 3.2. Logiciel MODDE 5.0

Nous avons utilisé le logiciel MODDE 5.0 (Umetrics AB, Umea, Suède) qui est un programme Windows pour la création et l'évaluation de modèles expérimentaux [23]. Le programme aide l'utilisateur à l'interprétation des résultats et la prévision des réponses. Il calcule les coefficients du modèle mathématique et identifie les meilleures adaptations des facteurs permettant d'optimiser le processus.

En outre, le programme calcule deux importants critères statistiques qui permettent de valider ou non le modèle mathématique, symbolisé par  $R^2$  et  $Q^2$ . Le premier est appelé la qualité de l'ajustement, et est une mesure de la façon dont le modèle peut être adapté à des données brutes, il varie entre 0 et 1, où 1 indique un modèle parfait et 0 indique aucun modèle. Le deuxième critère est appelé qualité de prédiction, et estime la puissance prédictive du modèle. Comme  $R^2$ ,  $Q^2$  a une limite supérieure 1, mais sa limite inférieure est moins l'infini ( $-\infty$ ). Pour qu'un modèle puisse passer le test de diagnostic, les deux paramètres doivent être élevés, et de préférence non séparés par plus de 0,2 à 0,3.

## 4. RÉSULTATS

Nous nous sommes limités dans cette étude au seul cas de décharge volumique.

Comme l'application principale de la DBD est la génération d'ozone dont l'efficacité dépend de la puissance générée, qui est la réponse à optimiser, nous utilisons à cet effet, des électrodes de type "multipointes-plan", avec une alimentation de 6 kV, 30 mA, 22 kHz. La puissance a été mesurée à l'aide du produit courant-tension en considérant leurs valeurs efficaces. Le banc expérimental est représenté sur la figure 5.

L'électrode "multi-pointes" consiste en une matrice rectangulaire d'épingles, la distance  $d_p$  entre deux épingles adjacentes est constante. L'utilité de ce type d'électrodes est la création d'une zone de décharge permettant d'obtenir un plasma de type décharge couronne dont le courant présente une valeur plus élevée quand on augmente le nombre de pointes. Selon des expériences préliminaires, trois facteurs ont été considérés comme les plus influents, dont nous déterminons les limites de variation de chaque facteur :

➤ Distance entre pointes adjacentes  $d_p$ :

$$d_{p\min} = 10 \text{ mm et } d_{p\max} = 30 \text{ mm;}$$

➤ Intervalle inter-électrodes  $d_e$ :

$$d_{e\min} = 50 \text{ mm et } d_{e\max} = 70 \text{ mm;}$$

➤ Épaisseur de la barrière diélectrique en verre  $e$  :  $e_{\min} = 30 \text{ mm et } e_{\max} = 50 \text{ mm.}$

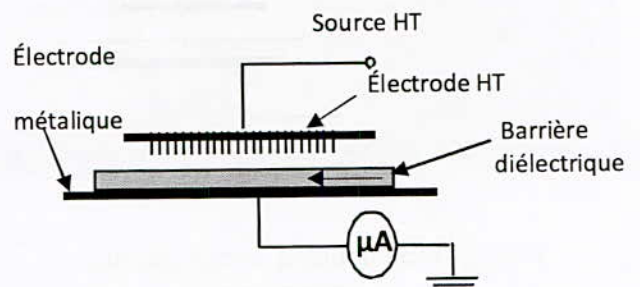
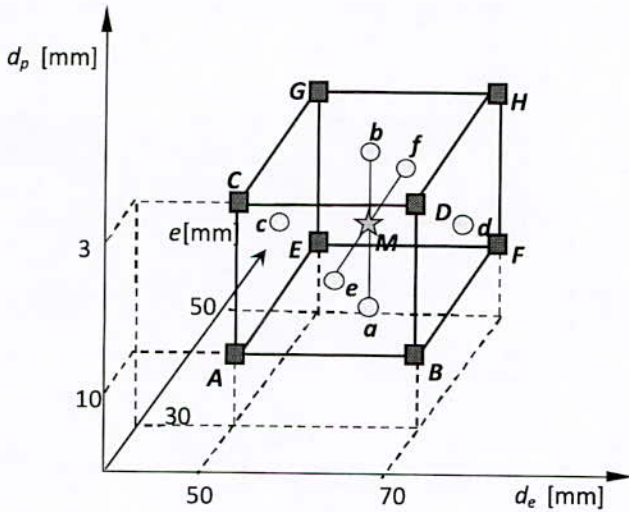


Figure 5 : Représentation schématique du dispositif expérimental.

La figure 6 montre les expériences d'un plan double CCF avec 3 facteurs. Il se compose de 8 expériences situées au sommet du cube (points carrés A, B ... H), 6 expériences situés dans les centres des faces du cube (points ronds a, b ... f) et 3 expériences identiques dans le point central M (point star). Ainsi, une conception CCF double composite avec 3 facteurs comprend  $2 \times 17$  expériences.

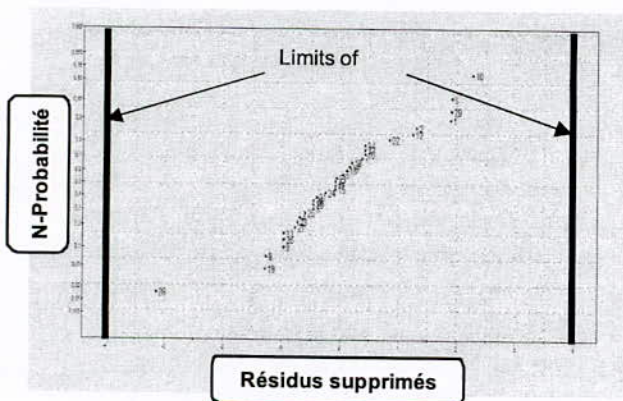


**Figure 6 : Schéma représentatif d'un plan CCF avec 3 facteurs:**  
 -  $d_p$ : distance entre points;  
 -  $d_e$ : intervalle inter-électrodes;  
 -  $e$ : épaisseur de la barrière diélectrique.

Les résultats obtenus de la puissance  $P$  sont donnés dans le tableau I. Une fois les valeurs expérimentales de la puissance  $P$  sont mesurées, le logiciel MODDE 5.0 vérifie si les résultats expérimentaux sont "raisonnables", il offre la possibilité de détecter tout résultat "douteux" de mesure. Le graphique représenté à la figure 7 montre que toutes les expériences sont situées à l'intérieur des limites de validation des résultats et permet de valider les résultats de l'expérience.

**Tableau I : Résultats du plan expérimental CCF double**

Exp. N°	D [cm]	d [mm]	e [cm]	P [W]
1	1	1	3	144,0
2	1	1	3	136,0
3	1	3	3	64,0
4	1	3	3	51,2
5	1	1	5	92,8
6	1	1	5	92,8
7	1	3	5	64,0
8	1	3	5	67,2
9	3	1	3	132,0
10	3	1	3	136,0
11	3	4	3	70,4
12	3	4	3	57,6
13	3	1	5	92,8
14	3	1	5	89,6
15	3	3	5	64,0
16	3	3	5	67,2
17	2	2	4	102,4
18	2	2	4	102,4
19	2	2	4	70,4
20	2	2	4	54,4
21	2	2	4	80,0
22	2	2	4	70,4
23	2	1	4	76,8
24	2	1	4	80,0
25	2	3	4	76,8
26	2	3	4	73,6
27	2	2	3	76,8
28	2	2	3	73,6
29	2	2	5	73,6
30	2	2	5	73,6
31	1	2	4	76,8
32	1	2	4	76,8
33	3	2	4	73,6
34	3	2	4	76,8



**Figure 7: Graphique pour la validation des mesures.**

Les tests statistiques conduisent à un modèle mathématique valable puisque  $R^2$  et  $Q^2$  atteignent des valeurs élevées:

$$R^2 = 0,94 \text{ et } Q^2 = 0,88.$$

Le modèle mathématique proposé par MODDE 5.0 est le suivant :

$$P = 74.2 - 24.52 d_p^* - 7.72 d_e^* - 0.12 e^* + 9.11 d_p^{*2} + 3.51 d_e^{*2} + 1.91 e^{*2} + 12.45 d_p^* d_e^* + 1.62 d_p^* e^* - 0.25 d_e^* e^* \quad (4).$$

5. DISCUSSIONS

Les valeurs des coefficients associés aux facteurs dans le modèle mathématique montrent le degré d'influence de chaque facteur. Les coefficients sont également représentés à la figure 8. Il découle du modèle mathématique proposé que dans les limites de la variation des intervalles choisis, la distance entre les pointes adjacentes est celui qui a le plus d'effet. L'épaisseur du diélectrique semble avoir un peu d'influence en comparaison avec les autres. Tous les facteurs sont négatifs, ce qui signifie que la réduction de la distance de séparation entre les points adjacents  $d_p$ , l'intervalle inter-électrodes  $d_e$  et l'épaisseur du diélectrique  $e$  conduit à des valeurs plus élevées de la puissance. Parmi les différentes interactions entre les facteurs, il est notable de constater qu'il existe une forte interaction entre  $d_p$  et  $d_e$ , et une faible interaction entre  $d_e$  et  $e$ .

Le programme dispose également d'une option d'optimisation qui donne les valeurs les plus optimales des facteurs pour obtenir la puissance maximale. Les valeurs optimales proposées sont :

$d_p = 10$  mm,  $d_e = 50$  mm et  $e = 30$  mm.

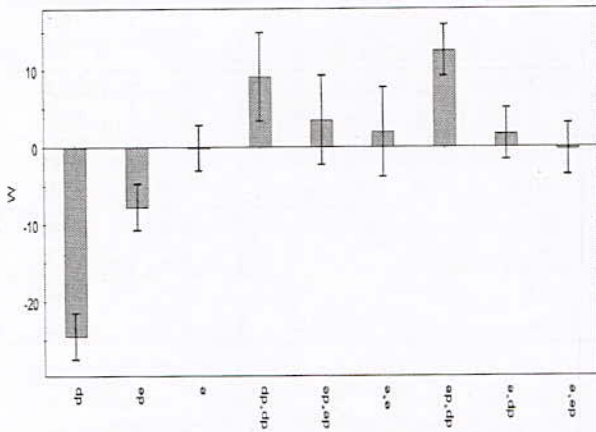


Figure 8: tracé des coefficients pour la modélisation de puissance.

Les tracés de contours obtenus pour le modèle sont représentés à la figure 9. Ces courbes illustrent que la puissance est très influencée par les facteurs « distance entre pointes » et « intervalle inter-électrode ». Par contre, elle semble être très peu influencée par

l'épaisseur du diélectrique en comparaison à l'influence de l'intervalle.

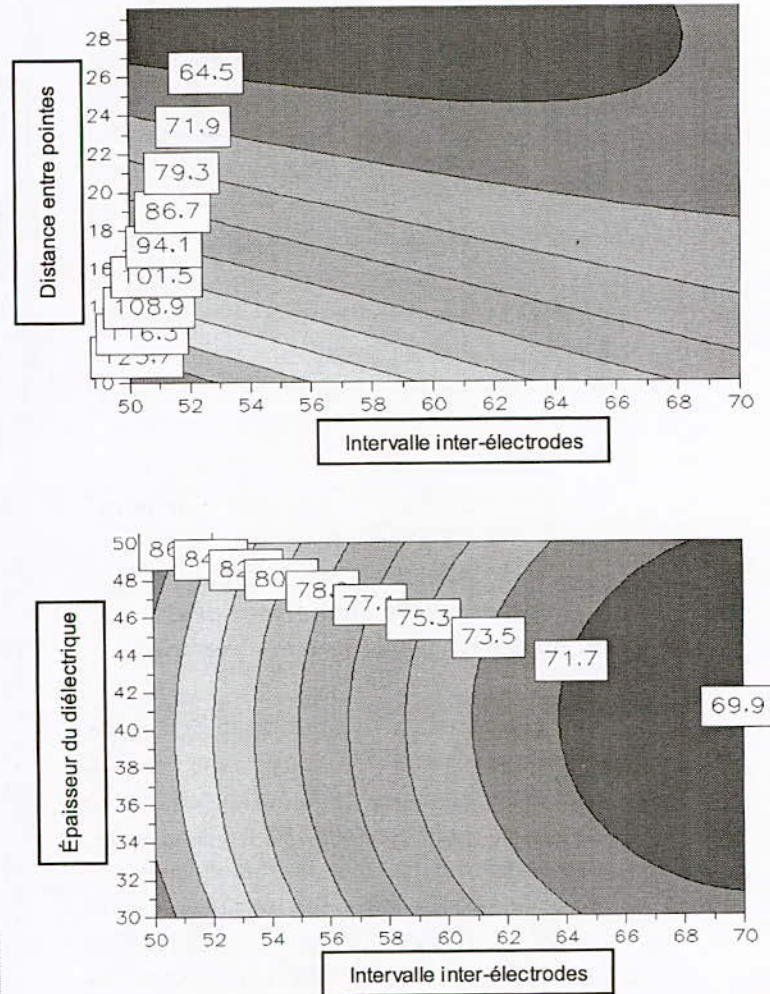


Figure 9: Tracés des contours du modèle calculé avec MODDE 5.0.

6. CONCLUSION

La décharge à barrière diélectrique reste l'objet de plusieurs applications dans l'industrie, où la puissance est le premier critère demandé par les utilisateurs. Comme il est difficile de trouver une formule pour la puissance, car cela dépend de nombreux facteurs, l'objectif de cet article consistait en la modélisation en utilisant la méthodologie des plans d'expériences. Plusieurs facteurs ont été considérés dans cette étude: l'intervalle inter-électrodes, distance entre pointes adjacentes et l'épaisseur de la barrière diélectrique en verre. Les résultats obtenus ont permis de



proposer un modèle mathématique et d'analyser les différentes interactions entre ces facteurs. En outre, nous avons fait une étude expérimentale pour comparer entre la DBD de surface et la DBD de volume; nous avons remarqué que la première génère un courant moyen plus élevé.

## 7. RÉFÉRENCES

- [1] U. Kogelshatz, "Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications", *Plasma Chem. Plasma Process.*, 33(1), 1-46 (2003).
- [2] N. De Geyter, R. Morent, and C. Leys, "Penetration of a dielectric barrier discharge plasma into textile structure at medium pressure", *Plasma Sources Sc. Technol.*, 15(1), 78-84 (2006).
- [3] F. Massines, P. Ségur, N. Gherardi, C. Khamphan, and A. Ricard, "Physics and chemistry in a glow dielectric barrier discharge at atmospheric pressure: diagnostics and modeling", *Surf.Coat.Tech.* 174-175, 8-14 (2003).
- [4] J. Ráhel' and D. M. Sherman, "The transition from a filamentary dielectric barrier discharge to a diffuse barrier discharge in air at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 38(4), 547-554 (2005).
- [5] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé, and P. Ségur, "Glow and Townsend dielectric barrier discharge in various atmospheres", *Plasma Phys. Control. Fusion*, 47(12B), B577-B588 (2005).
- [6] D. Lee, J. M. Park, S. H. Hong, and Y. Kim, "Numerical simulation on mode transition of atmospheric dielectric barrier discharge in helium-oxygen mixture", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 33(2), 949-957 (2005).
- [7] L. Mangolini, C. Anderson, J. Heberlein, and U. Kortshagen, "Effects of current limitation through the dielectric in atmospheric pressure glows in helium", *J. Phys.D: Appl. Phys.*, 37(7), 1021-1030 (2004).
- [8] N.L. Frigon, and D. Mathews, "Practical guide to Experimental design", New York: Wiley, 1996.
- [9] G. Taguchi, "System of Experimental designs", New York: Kraus International Publications, 1987.
- [10] L. Eriksson, E. Johansson, N. Kettaneh Wold, C. Wikström, and S. Wold, "Design of Experiments. Principles and applications". Learnways AB, Stockholm, 2000.
- [11] L. Eriksson, E. Johansson, N. Kettaneh, C. Wikström et S. Wold, "Design of experiments". *Umetrics Academy, Sweden*. 2000.
- [12] L.Dascalescu, A.Tilmatine, F.Aman and M. Mihailescu. "Optimisation of electrostatic separation processes using response surface modelling ".*IEEE Trans. Ind. Appl.*, VOL.40, N°.1, January/february2004.
- [13] L. Dascalescu, A. Samuila, A. Mihalcioiu, S. Bente, and A. Tilmatine. "Robust Design of Electrostatic Separation Processes ". *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol 41, N°. 3, may/june 2005.
- [14] L. Dascalescu, A. Mihalcioiu, A. Tilmatine, M. Mihailescu, A. Iuga, & A. Samuila. "A linear-interaction optimization model using Taguchi's experimental design technique ". *IEEE Industry Applications Magazine*, Nov|Dec 2004.
- [15] N. Kadous F.Miloua F.Z Rahou A. Tilmatine. "Optimization of the electrostatic separation process using design of experiments methodology ". *Journal of Materials Technology*. Lancashire, England. Volume 19-4. December 2004.
- [16] M. Rezouga, A.Tilmatine, R.Gouri, K.Medles. "Experimental modelling of corona discharge in point-plane configuration". *Front. Electr. Electron. Eng. China* 2007, 2(2): 139–143. Higher Education Press and Springer-Verlag 2007.
- [17] K. Medles, A. Tilmatine, A. Bendaoud, M. Rahli, L. Dascalescu. "Set Point Identification and Robustness Testing of Electrostatic Separation Processes ". *IEEE Trans. Ind. Appl.*, Vol.3, may/june 2007. ISSN: 0197-2618.
- [18] L. Dascalescu. L. Mihalcioiu. A.Tilmatine, A.Medles. K. Samuila, "Effect of ambient humidity on the outcome of electrostatic separation processes". *IEEE Transactions on Industry Applications Society*; Publication date: Oct. 2004, pp.1959- 1966, vol.3, ISSN: 0197-2618.
- [19] K. Medles, L. Dascalescu, A. Tilmatine, A. bendaoud and M. Younes "Experimental Modelling of the Electrostatic Separation of Granular Materials" *Particulate Science and Technology*, Volume 25, Issue 2 March 2007 , pages 163 - 171, ISSN: 1548-0046.

**[20]** F. Miloua, A. Tilmatine, R. Gouri, N. Kadous and L. Dascalescu. "Experimental modelling of high-voltage corona discharge using design of experiments". EUR. Phys.J.Appl.Phys. (2007), DOI: 10.1051/epjap:2007175

**[21]** C.R. Hicks, and K.V. Turner Jr., "Fundamental Concepts in the Design of Experiments", Oxford: Oxford University Press, 1999.

**[22]** D.C. Montgomery, "Design and Analysis of Experiments", 6<sup>th</sup> Ed., New York: Wiley, 2004.

**[23]** MODDE 5.0, "User guide and tutorial". Umetrics, 1999.

# Caractérisation optique et électrique de la morphologie et de la vitesse de propagation de la décharge du contournement des isolateurs HT pollués

M. El-A. Slama<sup>(1),(2)</sup>, A. Beroual<sup>(2)</sup> et H. Hadi<sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup>Laboratoire de génie électrique d'Oran. Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Mohamed Boudiaf, Algérie

<sup>(2)</sup>Laboratoire AMPERE, Ecole Centrale de Lyon, France

## ABSTRACT:

*The aim of this paper is the optical and electrical study of the morphology and the velocity of lightning impulse flashover discharge on positive and negative polarity. The results of our investigations show that the morphology of the discharge is function of the applied voltage. The measurements shows that the the average discharge velocity decrease when the conductivity of pollution increase. The computed discharge velocity is in good accordance with thoses measured and it is show that it depends on the energetic balance of the system and the condition of the propagation of the discharge .*

## RESUME :

*L'objectif de cette communication est l'étude optique et électrique de la morphologie et la vitesse de la décharge de contournement sous tension de choc de foudre dans les deux polarités. Nos investigations montrent que la morphologie de la décharge est fonction de la polarité appliquée. La mesure de la vitesse de propagation de la décharge est diminuée avec la conductivité de la pollution. Le calcul de la vitesse de la décharge s'accorde aux vitesses mesurées et montrent qu'elle dépend du bilan énergétique du système et de la condition de propagation de la décharge.*

## I. INTRODUCTION

Le contournement des isolateurs pollués HT est l'un des problèmes récurrents dans les systèmes électro-énergétiques. L'origine du phénomène est le recouvrement de la surface des isolateurs d'une couche de pollution conductrice qui mènera, après la combinaison d'autres facteurs, à la mise en court-circuit de ces isolateurs. Différents auteurs ont émis des hypothèses pour tenter d'expliquer la dynamique de progression de la décharge jusqu'au contournement [1-17]. A ce titre, différentes études expérimentales ont été effectuées en vue d'étudier cette dynamique. Elles se basent sur la mesure direct de la valeur du courant dans la couche de l'électrolyte pendant que la décharge se propage vers l'électrode basse tension [2-6] ou l'utilisation de photomultiplicateurs (PM) placés sur le trajet de la décharge [7-9], ou une caméra rapide associée à des PM [12, 13, 15] ou encore des mesures spectroscopiques [10]. A ces méthodes, nous ajouterons celles basées sur

l'utilisation conjointe des mesures optiques (PM et/ou caméra) et électriques (tensions et courants) [14, 16].

Quant à la vitesse de progression de la décharge, plusieurs formulations ont été proposées. Nous retiendrons celles qui nous paraissent les plus importantes :

$$v_d = \mu E_d \quad (1)$$

et

$$v_d = \mu (E_{pr} - E_d) \quad (2)$$

$$\text{avec } E_{pr} = \frac{I \rho_p}{2e_p b} \left[ \frac{\text{sh}\left(\frac{2\pi a_d}{b}\right)}{\text{ch}\left(\frac{2\pi a_d}{b}\right)} + 1 \right] \quad (3)$$

où  $\mu$  désigne la mobilité des électrons dans la décharge,  $E_d$  et  $E_{pr}$  désignent respectivement les champs électriques dans la décharge et au niveau de la racine de la décharge.  $e_p$ ,  $b$ ,  $I$ ,  $\rho_p$  et  $a_d$  sont respectivement la profondeur de la couche d'électrolyte, la largeur du canal contenant la couche de pollution, le courant de la décharge, la résistivité de l'électrolyte et le rayon de la décharge. L'expression (1), proposée par S. Anjana et C.S. Lakshminarasimha [17] puis utilisé par R. Sandararajan et R. Gorur [18], indique que la vitesse ne dépend de la mobilité  $\mu$  des électrons dans la décharge et de son champ électrique  $E_d$ . L'expression (2), proposée par Rahal [1], suppose que le déplacement de la décharge est gouverné par les ions qui sont extraits et que la vitesse moyenne de ces ions est proportionnelle au champ électrique  $E_{pr}$  existant à la racine de la décharge. De plus, une force de rappel provenant de la colonne de la décharge, s'exerce sur ces ions. Le champ total s'exerçant sur les ions est alors égal à la différence entre  $E_{pr}$  et  $E_d$ .

En se basant sur les travaux de Beroual [19], Dhahbi et Beroual [20, 21] ainsi que Fofana et Beroual [25, 26] ont montré que pendant la propagation de la décharge, l'énergie totale  $W_b$  est consommée sous différentes formes. Une partie de l'énergie totale  $W_b$  sera transférée au canal de la décharge sous forme d'énergie cinétique  $W_c$ , lui permettant ainsi de s'allonger d'une distance  $dx$  On peut écrire :

$$W_r = \beta W_c \quad (4)$$

où  $\beta$  est la fraction d'énergie utilisée pour la propagation de la décharge et dont les valeurs varient entre 0 et 1.

Pendant un temps  $dt$ , la masse ajoutée au canal de la décharge est égale au produit de la masse volumique du

gaz  $M_v$  par le volume ajouté ( $\pi a_d^2 dx$ ) tel que :  $m_d = M_v \pi a_d^2 dx$ . L'énergie cinétique peut dès lors s'écrire comme suit :

$$W_c = \frac{1}{2} m_d v_d^2 = \frac{1}{2} M_v \pi a_d^2 dx v_d^2 \quad (5)$$

où  $v_d$  est la vitesse de la décharge en translation. En considérant que l'énergie totale dépensée par le système représente sa puissance absorbée  $P(t)$  pendant un intervalle de temps  $dt$  et en remplaçant (5) dans (4), on obtient;

$$\frac{1}{2} M_v \pi a_d^2 dx v_d^2 = \beta \frac{dW(t)}{dt} \quad (6)$$

Ainsi, la vitesse instantanée de la décharge sera :

$$v_d(t) = \sqrt[3]{\frac{2\beta P(t)}{M_v \pi a_d^2}} \quad (7)$$

Dans ce présent article, nous nous proposons de faire une étude optique et électrique de la morphologie et de la dynamique de la décharge de contournement sous tension impulsionnelle 1,2/50µs dans les deux polarités. Nous ferons également une étude comparative des expressions donnant les vitesses de la décharge en leur appliquant les valeurs expérimentales enregistrées.

## II. MODELE EXPERIMENTAL ET METHODOLOGIE

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé est représenté par la Figure 1. Il est constitué d'un générateur d'impulsion, d'un panneau de contrôle, d'une cellule d'essai et d'un système de mesures et d'acquisitions. La tension est fournie par un générateur de type Marx (220kV-2kJ-1,2/50µs). L'isolateur consiste en un canal rectangulaire en PVC d'une profondeur  $e_p$ , d'une largeur  $b$  et d'une longueur de fuite totale de  $L_f$ . À l'autre extrémité du canal se trouve une bande en aluminium qui sert d'électrode de masse. L'électrode HT est une pointe en tungstène surplombant l'électrolyte à une hauteur  $h$  de 1mm et elle est placée à une distance  $L$  de l'électrode de masse. Le courant est mesuré à travers un transformateur de courant avec une bande passante de 30MHz. La tension est mesurée grâce à un diviseur capacitif North Star High Voltage D100. Le courant et la tension sont visualisés sur un oscilloscope à mémoire à haute résolution d'une bande passante de 60MHz Tektronix DSA601A. Ce dernier est relié à un ordinateur pour le traitement des résultats sous logiciel WaveStar. L'observation de la décharge est obtenue par intégration à travers une caméra CDD connectée à une carte d'acquisition vidéo MeteorII/Multichannel. La caméra est de type SGVA Sony HC-HR58 à haute résolution (767X580 pixels). La capture d'image est contrôlée par l'ordinateur à travers la carte d'acquisition à raison de 50 images par secondes. Pour mesurer la vitesse moyenne de propagation de la décharge, nous avons opté pour la méthode des fibres optiques qui a été utilisée par nos prédécesseurs [21]. Les fibres optiques sont placées le long du parcours de la décharge (Figure 2); elles permettent de collecter l'information représentée par le signal optique. Le signal détecté par les fibres, permet de

localiser la décharge et de déterminer sa vitesse moyenne de propagation. Les fibres sont disposées à raz de l'isolateur au même niveau de l'électrolyte et sont protégées par un ruban opaque. Le cœur de ces fibres a un diamètre de 1mm; ce sont des fibres radiales de longueur d'onde comprise entre 400 et 700 nm. La fibre réémet principalement dans la partie rouge du spectre visible. Ce dernier permet de transmettre un signal électrique, fonction non linéaire du flux incident. Chaque fibre est placée sur toute la longueur (ou circonférence dans le cas de l'isolateur cylindre). Connaissant la distance  $\Delta x$  entre deux fibres et les temps de passage de la décharge  $t_1$  et  $t_2$ , on en déduit la vitesse moyenne ( $\Delta x / (t_1 - t_2)$ ). Le signal est émis par le capteur par le biais de câbles coaxiaux pour être observé sur un oscilloscope numérique à très haute résolution temporelle Agilent Technologies MSO6104A (Mixed Signal Oscilloscope) à quatre voies et une bande passante de 1GHz. Ce dernier enregistre les signaux qui seront récupérés par sa sortie USB puis traités sur ordinateur en utilisant le MS-Excel.

Nous avons utilisé une pollution à base de chlorure de sodium graduées de 10µS/cm à 500µS/cm. Durant nos expériences, nous chargeons le générateur de Marx à une tension  $U = U_j$ . Lors de la décharge du générateur, l'électrode HT sera soumise à cette tension et provoquera ainsi l'amorçage d'une décharge entre l'électrode haute tension et l'électrolyte. Si la tension appliquée est inférieure à la tension critique  $V_{cri}$  provoquant le contournement la décharge évolue vers la masse puis s'éteint. Si la tension appliquée est supérieure ou égale à  $V_{cri}$  le déplacement de la décharge sur la surface de l'électrolyte se poursuit de plus en plus rapidement jusqu'au contact de l'électrode de masse. L'intervalle est ainsi court-circuité et il y a alors contournement. Nous avons mesuré la tension de contournement, le courant critique, la vitesse moyenne de la décharge et le temps de contournement pour chaque essai dans les polarités positive et négative. Pour chaque mesure, nous avons effectué en moyenne dix tests

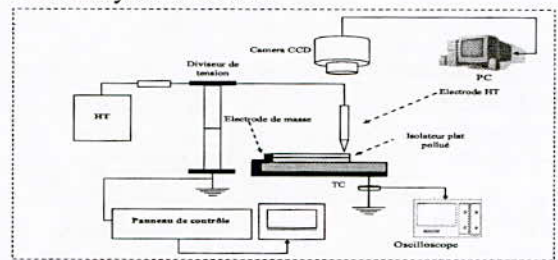


Figure 1. Montage expérimental.

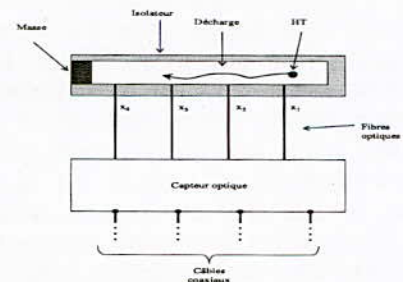


Figure 2. Disposition des fibres optiques et du capteur optique.

III. RESULTATS

III.1. Morphologie de la décharge

Les figures 3-a, 3-b, 4-a et 4-b illustrent les photographies statiques de la décharge vue de haut en évolution pour des conductivités de  $10\mu\text{S/cm}$  et  $100\mu\text{S/cm}$  pour les deux polarités. A première vue, quelque soit la polarité appliquée à l'électrode HT, on constate que la décharge présente un aspect cylindrique avec une diminution de son rayon à la racine. Le corps de la décharge est plus lumineux que sa racine ou son pied. Cet aspect a été observé par plusieurs auteurs [4, 22-24]. La racine de la décharge possède des petites ramifications moins lumineuses que le corps principal. Le rayon de la décharge augmente avec la conductivité de la pollution, donc avec le courant. La décharge n'est pas droite est présente une tortuosité plus ou moins prononcée selon la polarité appliquée ; elle est plus tortueuse en polarité positive qu'en polarité négative. À partir des ces observations, on constate que la structure de la décharge ressemble beaucoup à celle d'un leader à la seule différence que le stem n'est pas très visible et peu lumineux. Dans le cas de l'air, ce stem se présente sous la forme d'une zone où la densité des streamers est très élevée et conduit à un échauffement local du gaz. Cette augmentation de la température provoque une émission d'électrons par thermo-ionisation ou/et par détachement et il en résulte une augmentation de la conductivité. Dans notre cas, les couronnes semblent moins importantes que pour l'air et l'on pourrait penser que l'essentiel des porteurs de charges viennent du liquide à travers des phénomènes de photoémission, d'émissions secondaires, de thermo-émission et en moindre mesure de photo-ionisation et de pulvérisation ionique. Cette hypothèse est plus renforcée par le fait que la luminosité et le diamètre de la décharge augmentent avec la conductivité de la pollution quelque soit la polarité appliquée.

Notons deux faits importants sur la surface de contact entre la décharge et le liquide. Dans la figure 5-a et 5-b, on observe un décollement d'une fraction de la colonne de la décharge de la surface du liquide et la décharge suit une direction droite lorsqu'elle fait le saut final. Concernant la première remarque, cela nous amène à dire que la surface de contact entre décharge et liquide ne se fait pas exclusivement à travers la racine mais que se colonne est également collée à l'électrolyte. Le fait qu'elle se décolle par endroit, cela serait due à l'existence de charges d'espace à l'interface qui s'opposeraient à sa propagation. Cette opposition forcerait la décharge à quitter le liquide pour contourner ces charges d'espace à travers l'air. Quant au deuxième fait, cela nous montre que le saut final se fait principalement dans l'air directement avec l'électrode de masse indépendamment de la portion du liquide restante. Cela expliquerait la montée brusque du courant avant l'établissement du régime arc puisque l'émission électronique se ferait directement de l'électrode métallique.

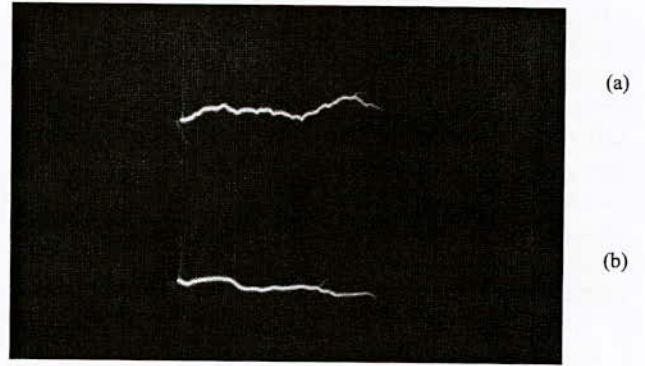


Figure 3. Image de la décharge pour une pollution de  $10\mu\text{S/cm}$ . (a) : polarité positive, (b) : polarité négative.

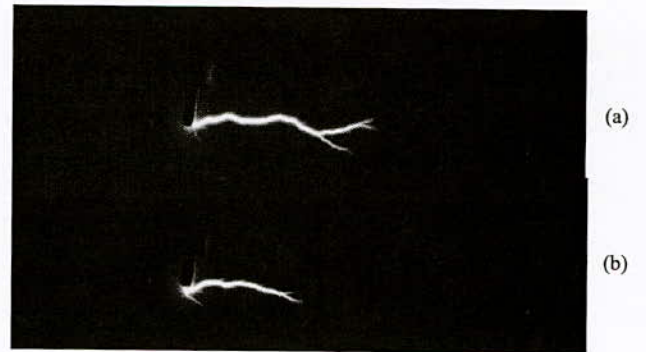


Figure 4. Image de la décharge pour une pollution de  $100\mu\text{S/cm}$ . (a) : polarité positive, (b) : polarité négative.

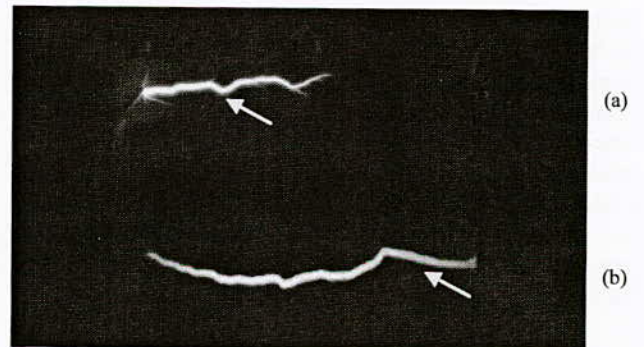


Figure 5. Image de la décharge pour une pollution de  $250\mu\text{S/cm}$ . (a) : Décollement d'une partie de la colonne de la décharge, (b) : saut final dans l'air.

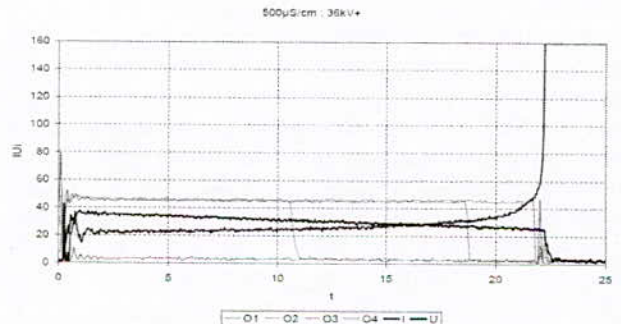


Figure 6. Mesures optiques de la dynamique de déplacement de la décharge, du courant et de la tension correspondants.

### III.2. Étude optique et électrique

Nous avons mesuré le déplacement de la décharge en utilisant la méthode des fibres optiques sur un canal rectangulaire. La figure 5 illustre un exemple de mesure du déplacement de la décharge ainsi que le courant et la tension prélevés pour une pollution de  $500\mu\text{S/cm}$  sous polarité positive. Comme nous pouvons le constater, les conditions critiques du contournement se situent entre les points de mesures optiques  $O3$  et  $O4$ . Dans cette partie, la longueur de la décharge devrait atteindre la longueur critique et se situerait entre  $L/2$  et  $2L/3$ .

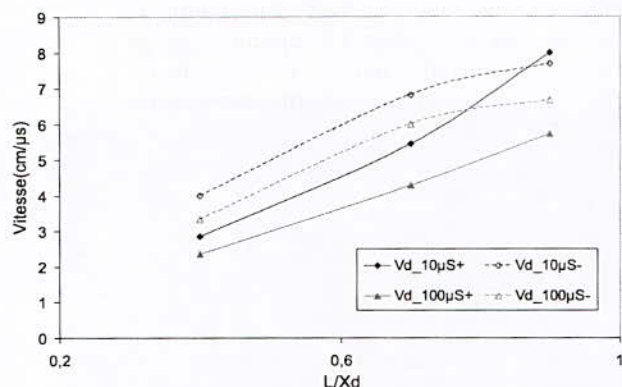


Figure 7. Vitesses moyennes mesurées pour des conductivités de  $10\mu\text{S/cm}$  et  $100\mu\text{S/cm}$  dans les deux polarités en fonction de la longueur de la décharge.

La figure ci-dessus illustre les variations des vitesses moyennes mesurées pour des pollutions de conductivités respectives de  $10\mu\text{S/cm}$  et  $100\mu\text{S/cm}$  dans les deux polarités. Nous constatons en premier lieu que la vitesse diminue avec la conductivité de la pollution. Nous observons également que la vitesse pour la polarité positive est inférieure à celle lorsque la polarité est positive. Nous constatons également que la vitesse devient de plus en plus importante à l'approche de l'électrode de masse ce qui laisse penser à une accélération de la décharge à partir d'un certain point de son parcours tels que constaté par plusieurs chercheurs [1-16].

Les figures 8 et 9 illustrent la corrélation de la vitesse mesurée et des vitesses calculées en se basant sur les expressions (1), (2) et (7) pour une conductivité de  $100\mu\text{S/cm}$  dans les deux polarités. La puissance est déduite à partir du produit des relevés du courant et de la tension. Comme on peut le voir, les vitesses calculées avec les expressions (1) et (2) sont nettement inférieures aux vitesses mesurées quelque soit la valeur de la mobilité  $\mu$  conformément à ce que Dhahbi [21] a trouvé dans ces travaux. Quant à l'expression (7), nous remarquons que le choix d'une valeur de  $\beta$  égale à 10% constante pendant tout l'allongement de la décharge donne des vitesses différentes de celles mesurées. Dhahbi [21] a constaté que la fraction d'énergie nécessaire à la propagation, soit 10% de l'énergie totale du système, utilisée pour le calcul de la vitesse est trop importante

qu'elle ne devait l'être; c'est pourquoi elle obtient des vitesses très grandes et donc des temps de contournement très faibles. Cela laisse penser que le coefficient  $\beta$  n'est pas constant tels que signalé par Fofana et Beroual dans leurs travaux sur le calcul de la vitesse des leaders [25, 26]. Ces derniers ont montré que le coefficient  $\beta$  dépend entre autres du champ électrique à la tête de la décharge, de sa température et de la géométrie de l'intervalle.

A partir de ces résultats, nous en concluons que la fraction d'énergie totale consommée en énergie cinétique change avec la longueur de la décharge et donc avec le temps pendant l'allongement de la décharge. Nous avons tracé dans les figures 8 et 9 les vitesses calculées à partir de l'expression (7) où nous donnons des valeurs différentes à  $\beta$ . Ainsi, on constate que le coefficient  $\beta$  n'est pas constant et varie avec la polarité et le temps. Pendant la phase de propagation cette fraction est faible, alors que pendant la phase d'accélération, elle devient de plus en plus importante avec l'augmentation de la puissance totale. Ainsi, lorsque la polarité positive la (Fig.8),  $\beta$  varie de 0,1% à 15% et lorsqu'elle est négative (Fig.9)  $\beta$  varie 0,5% à 30%. Nous en déduisons que l'énergie cinétique devient de plus en plus importante avec l'allongement de la décharge. Nous en concluons également que la plage de variations de l'énergie cinétique dépend de la polarité appliquée et la conductivité du dépôt de pollution.

Dans ce qui va suivre nous nous proposons de formuler une relation de la fraction d'énergie  $\beta$ . D'après les travaux de Beroual [19], les énergies prépondérantes pendant l'allongement de la décharge sont l'énergie cinétique  $W_c$  dédiée à l'allongement de la décharge, l'énergie thermique  $W_{th}$  et l'énergie d'ionisation  $W_i$ . L'estimation sommaire du reste des énergies montrent qu'elles sont très faibles. Ainsi on pourrait écrire en se basant sur l'approche de Beroual [19] l'énergie totale comme suit ;

$$W_t = W_c + W_i + W_{th} = \beta W_t + \theta W_t + \chi W_t \quad (\text{II.9})$$

où  $\beta$  est la fraction de l'énergie totale dédiée à l'allongement,  $\theta$  est la fraction de l'énergie totale dépensée en chaleur et  $\chi$  est la fraction de l'énergie totale dédiée à l'ionisation.

Les pertes thermiques sont généralement le résultat de l'échauffement de la colonne de la décharge due à la circulation des électrons et à un échauffement local du gaz au front de la tête de la décharge qui provoque une émission électronique à partir du liquide et à moindre mesure du gaz. Cette augmentation de la température se traduit par des pertes ohmiques et la décharge se comportera comme une résistance ohmique non-linéaire dont la résistivité est liée à la température du plasma. Ainsi, nous pouvons exprimer les pertes thermiques à travers l'effet joules comme suit :

$$P_{th} = E_d I = r_d I^2 \quad (8)$$

où  $E_d$  est le champ électrique dans la colonne de la décharge,  $r_d$  sa résistance et  $I$  le courant qui la traverse.

Nous avons montré dans un travail antérieur [27] qu'à partir de la condition de propagation de la décharge formulés par Dhabbi *et al.*[28], nous pouvons définir une relation entre la résistance de la décharge à celle de la pollution :

$$k = \frac{y r_d}{r_p} \tag{10}$$

avec  $k \leq 1$

Ainsi la résistance de la décharge est proportionnelle à la résistance de la pollution et le facteur de proportionnalité serait la condition de propagation :

$$r_d = \frac{r_p k}{y} \tag{11}$$

On pourra donc écrire que la puissance thermique dissipée est ;

$$P_{th} = \frac{k r_p}{y} I^2 \tag{12}$$

En combinant les relations (9) et (12), on trouve :

$$W_i = \beta W_t + \frac{k r_p}{y P(t)} I^2 W_i + \chi W_i \tag{13}$$

On en déduit que :

$$\beta = 1 - \frac{k}{y+k} - \chi \tag{14}$$

L'expression (14) montre que le coefficient  $\beta$  dépend de la condition de propagation, du rapport des pertes thermiques et de la puissance totale et de la fraction d'énergie nécessaire à l'ionisation. L'énergie d'ionisation est liée au champ électrique et aux différents mécanismes d'ionisation au niveau de la colonne de la décharge et au niveau du front de la tête de la décharge. Il est difficile de cerner les différents mécanismes entrant en compte dans ces processus d'ionisation mais nous pouvons avancer que l'essentiel des porteurs de charges devraient venir du liquide à travers des phénomènes d'émissions secondaires [7, 8], de photoémission, de thermo-émission, et en moindre mesure de photo-ionisation et de pulvérisation atomique et probablement ionique aussi [22].

Ainsi, nous pouvons compléter l'expression (II.7) comme suit ;

$$v_d(t) = \sqrt[3]{\frac{2 \left( 1 - \frac{k}{y+k} - \chi \right) P(t)}{M_v \pi a_d^2}} \tag{15}$$

L'expression (15) montre que la vitesse de la décharge est liée au bilan de puissance dissipée par le système et à la condition de propagation de la décharge. Pendant la phase de propagation, l'énergie injectée est en grande partie dissipée en énergie thermique et en énergie d'ionisation et l'énergie cinétique nécessaire à l'allongement est minimale. Lorsqu'on s'approche des conditions critiques,

il semblerait que les énergies d'ionisation et les pertes thermiques jouent un rôle moins important dans le reste du processus. En effet, la décharge évoluerait avec le minimum de pertes de façon à ce que le terme  $\beta$  devienne de plus en plus important conférant ainsi à la décharge une vitesse de plus en plus importante à travers son énergie cinétique.

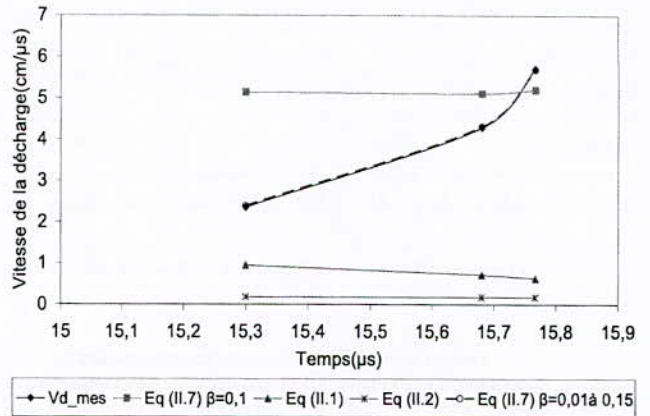


Figure 8. Comparaison entre les vitesses calculées et les vitesses moyennes mesurées pour une conductivité de 100μS/cm dans la polarité positive.

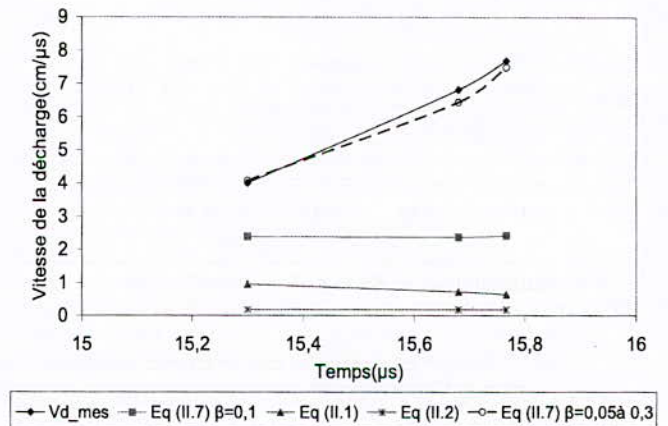


Figure 9. Comparaison entre les vitesses calculées et les vitesses moyennes mesurées pour une conductivité de 100μS/cm dans la polarité négative.

#### IV. CONCLUSION

Nous avons présenté une étude optique et électrique de la morphologie et la de la vitesse de propagation de la décharge de contournement sous tension de choc. L'étude optique nous a montré que la décharge présente un aspect cylindrique avec une diminution de son rayon à la racine. Le corps de la décharge est plus lumineux que sa racine ou son pied qui par ailleurs présente des petites ramifications moins lumineuses que le corps principal. Le rayon de la décharge augmente avec la conductivité de la pollution, donc avec le courant. La décharge n'est pas

droite est présente une tortuosité plus ou moins prononcée selon la polarité appliquée. À partir des ces observations, nous en concluons que la décharge peut être assimilée à une décharge de type leader.

La mesure de la vitesse moyenne nous a montré que cette dernière diminue avec l'augmentation de la conductivité de la pollution. Le calcul de la vitesse basée sur l'expression (7) donne de bons résultats à condition de considérer les variations du coefficient  $\beta$  avec la longueur de la décharge. Cela nous a amenés à penser que la décharge nécessite plus d'énergie lorsqu'elle atteint les conditions critiques que pendant sa phase de propagation initiale. Cette conclusion peut être explicitée par l'expression (15) qui montre que la vitesse de la décharge est liée au bilan de puissance dissipée par le système et à la condition de propagation de la décharge.

## V. REFERENCES

- [1] 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.
- [2] S. Flazi, "Étude du contournement électrique des isolateurs haute tension pollués - Critères d'élongation de la décharge et dynamique du phénomène", Thèse de doctorat ès Sciences Physiques, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1987.
- [3] 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.
- [4] F.D.A. Boylett and I.G. Maclean, "The Propagation of Electric Discharges across the Surface of an Electrolyte", Proc. R. Soc. Lond. A., Vol. 324, pp. 469-489, 1971.
- [5] 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, avril 1979, pp 77-84.
- [6] H. P. Mercure and M. G. Drouet, "Dynamic measurements of the current distribution in the foot of an arc propagating along the surface of an electrolyte", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, vol. pas-101, N° 3, pp. 725-736, march 1982.
- [7] H. Matsuo, T. Fujishima, T. Yamashita, "Propagation Velocity and Photoemission Intensity of a Local Discharge on an Electrolytic Surface", IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 3 No. 3, pp. 444-449, june 1996.
- [8] T. Yamashita, H. Matsuo, H. Fujiyama and T. Oshige, "Relationship between Photoemission and Propagation Velocity of Local Discharge on Electrolytic Surfaces", IEEE Trans. on El. Ins., Vol. 22, pp. 811-816, 1987.
- [9] Matsuo, H., Yamashita, T., and Shi, W.D.: 'Electrical contact between a local discharge on an electrolyte solution and the solution surface', IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation., 2000, Vol-7, pp. 360-365.
- [10] T. Matsumoto, M. Ishi, T. Kawamura: "Optoelectronic measurement of partial arcs on contaminated surface ». IEEE Trans. On Electrical Insulation., Vol 19, 1984, pp 531-548.
- [12] R. Wilkins and A. A. J. Al-Baghdadi, "Arc Propagation Along an Electrolytic Surface", Proc. IEE, Vol. 118, pp. 1886-1892, 1971.
- [13] José Pissalto Filho, « Analyse du Contournement d'une Surface Faiblement Conductrice par une Décharge Electrique Alimentée en Courant Continu », Thèse de Doctorat es-Sciences Physiques, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1986.
- [14] P. Zmajkovic, "Modélisation du contournement électrique et validation expérimentale du mécanisme proposé pour l'extension de la décharge", Thèse de Doctorat en Génie Electrique, Université Paul Sabatier Toulouse, France 1996.
- [15] D. Mahi, "Dynamique de l'allongement sur une surface faiblement conductrice d'une décharge alimentée en courant alternatif », Thèse de Doctorat Ingénieur, Université Paul Sabatier Toulouse, France, 1986.
- [16] Michel Pollentes, « Sur l'Utilisation de Modèles de Laboratoire pour l'Etude de la Tenu au Contournement des Isolateurs Pollués », Thèse de Doctorat en Génie Electrique, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1996.
- [17] S.Anjana, C.S.Lakshminarasmha, "Computed of Flashover Voltages of Polluted Insulators using Dynamic Arc Model", 6<sup>th</sup> International Symposium on high voltage Engineering, Paper 30-09, New Orleans, USA, 1989.
- [18] R.Sundararajan, R.S.Gorur, "Dynamic Arc Modeling of Pollution Flashover of Insulators under dc Voltage", IEEE Trans. on Dielec. and Elect. Insul., Vol. 26, No. 2, pp. 209-218, April 1993.
- [19] Béroval A. "Electronic gaseous process in the breakdown phenomena of dielectric liquids". J. Appl. Phys. 73 (9), pp 4528-33, 1993.
- [20] N. Dhahbi-Megriche and A. Beroual, "Dynamic model of discharge propagation on polluted surfaces under impulse voltages", Proc. IEE, Generation, Transmission and Distribution, Vol. 147, n° 5, pp 279-284, September 2000.
- [21] N.Dhahbi, « Modélisation Dynamique des Décharges sur les Surfaces d'Isolateurs Pollués sous Différentes Formes de Tensions : Elaboration d'un Critère Analytique de Propagation », Thèse de Doctorat en Génie Electrique, Ecole Centrale de Lyon, France, Mars 1998.
- [22] P. Bruggeman and C. Leys "Non-thermal plasmas in and in contact with liquids", J. Phys. D: Appl. Phys. 42 (2009) 053001.
- [23] V. P. Belosheev Study of the leader of a spark discharge over a water surface Tech. Phys. 43 (7), American Institute of Physics, July 1998 pp.783-789
- [24] A. M Anpilov, E. M. Barkhudarov, V. A. Kop'ev, I. A. Kossyi "High-voltage pulsed discharge along the water surface", Electric and spectral characteristics 28, ICPIG, July 15-20, 2007, Prague, Czech Republic pp. 1030-1033.
- [25] I. Fofana and A. Beroual, "A New Proposal for Calculation of the leader Velocity based on Energy Considerations", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 29, pp. 691-696, 1996.
- [26] I. Fofana, "Modélisation de la Décharge Positive dans les Grands Intervalles d'Air", Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, 1996.
- [27] M. El-A. Slama, A. Beroual and H. Hadi, "Analytical Computation of Discharge Characteristic Constants and Critical Parameters of Flashover of Polluted Insulators", Trans on DEI, Vol. 17, No. 6; December 2010.
- [28] N. Dhahbi-Megriche, A. Beroual and L. Krähenbühl, "A New Proposal Model for Polluted Insulators Flashover", J. Phys. D. Appl. Phys., Vol. 30, N°5, pp. 889-894, 1997.



# Transferts Thermiques de l'Arc Electrique dans un Disjoncteur de Haute Tension

Abderahmane Ziani, Hocine Moulai

Laboratoire des Systèmes Electriques et Industriels, FEI, USTHB,

BP 32 Bab Ezzouar, Alger, 16311, Algerie.

moulaih@yahoo.fr

**Abstract**—This paper presents a new approach of thermal transfers modeling in electric arcs at the opening of a high voltage circuit breaker. The approach is based on the coupling of the arc equations with the energy conservation equations. This configuration enables to take in account the temporal variations of the temperature and dissipated energies during the extinction. On the other hand, the finite elements method is introduced in order to study the profile of the temperature. We simulated an arc quenching for a default current of 50kA through a 245kV, SF<sub>6</sub> line breaker.

The results obtained by this coupling will be compared to applied measurements available through the literature.

**Keywords:** electric arc, high voltage breaker, modeling.

**Résumé**—L'article présente une nouvelle approche de la modélisation des transferts thermiques de l'arc électrique à l'ouverture d'un disjoncteur haute tension. L'approche est basée sur le couplage des équations de l'arc avec les équations de conservation de l'énergie. Cette configuration nous permet de prendre en compte les variations temporelles de la température et les énergies dissipées au cours de l'extinction. L'introduction des éléments finis nous permettra d'étudier le profil de la température. Nous avons simulé la coupure de l'arc pour un courant de défaut de 50kA à travers un disjoncteur de ligne 245kV au SF<sub>6</sub>.

Les résultats obtenus par ce couplage seront comparés à des mesures expérimentales issues de la littérature.

**Mots clefs :** arc électrique, disjoncteur haute tension, modélisation.

## I. INTRODUCTION

Pour réussir la coupure, l'arc électrique qui apparaît à l'ouverture d'un disjoncteur haute tension, doit dissiper toute l'énergie électromagnétique stockée par le réseau [1]. En effet, lors d'une interruption de courant l'énergie dissipée par effet Joule est très importante et peut atteindre les 30000J [1], et ce n'est que grâce à un fort soufflage d'un gaz approprié que l'arc peut se refroidir. Dans les disjoncteurs de haute tension, on utilise généralement le SF<sub>6</sub> pour le soufflage et l'isolation. Généralement, ces types de disjoncteurs peuvent effectuer des extinctions allant jusqu'à 63kA [1, 2].

L'arc est un plasma thermique caractérisé par des températures entre 7000K et 40000K [3], et son étude demeure difficile car la température de la colonne d'arc évolue d'environ 40kK jusqu'à une température de 0.4kK en quelques dizaines de microsecondes.

Ainsi, au cours de l'extinction, le plasma, soumis à un fort soufflage, est le siège d'échanges thermiques nécessaires à son refroidissement et qui se font par rayonnement, convection et conduction. Le développement et le contrôle des disjoncteurs HT demandent des connaissances précises sur les mécanismes des transferts thermiques lors de la coupure de l'arc. La modélisation de ces transferts thermiques permet de bien maîtriser le comportement de l'arc dans les disjoncteurs et de mieux optimiser le fonctionnement des chambres de coupure et réduire le nombre d'essais expérimentaux [1-8].

Cet article se propose d'introduire une nouvelle approche théorique pour suivre l'évolution de la température et des transferts thermiques au cours de l'extinction d'un plasma d'arc par un couplage des équations d'arc et les équations de la chaleur. L'étude de ces transferts a été faite, d'une part pour des valeurs constantes du temps de désionisation, et d'une autre part pour des temps de désionisation variables pris de la littérature [5, 7]. Les valeurs déterminées par résolution numérique sont comparées aux résultats expérimentaux disponibles dans [8, 11].

## II. CARACTERISTIQUES DE L'ARC

L'arc qui apparaît est constitué d'une colonne de plasma composée d'ions et d'électrons et provenant du milieu inter-contacts ou des vapeurs métalliques dégagées par les électrodes pour les disjoncteurs sous vide. Cette décharge électrique est caractérisée par des densités de courant très élevées entre 0.1 et 100 kA/cm<sup>2</sup> [1]. Cet arc reste conducteur tant que sa température est suffisamment élevée. La décharge est ainsi entretenue par l'énergie qu'elle dissipe par effet Joule [1-5].

Le fonctionnement d'un arc électrique peut dépendre de plusieurs paramètres, notamment de sa longueur, sa nature, la pression du gaz plasmagène, la nature et la forme des électrodes.

La tension d'arc  $u$  entre deux électrodes fixes, décroît en fonction du courant et elle est proportionnelle à la longueur d'arc. La formule de Herta Ayrton [2] donne une expression de la tension d'arc en fonction de la longueur de l'arc  $l$  et du courant  $i$  tel que :

$$u = a + bl + \frac{c + dl}{i} \quad (1)$$

Les coefficients : a, b, c et d dépendent de la pression et du milieu considéré. La relation (1) montre la caractéristique principale des arcs électriques à savoir que lorsque la tension d'arc augmente le courant diminue, et que la tension croît avec la longueur.

III. DYNAMIQUE D'UN ARC EN EXTINCTION

Afin que l'arc s'éteigne le plus rapidement possible, il est nécessaire que la chambre de coupure du disjoncteur contienne un excellent fluide d'extinction. Aussi, ce gaz doit posséder une grande chaleur spécifique pour absorber l'énergie thermique de l'arc [2]. De nombreux modèles basés sur une géométrie cylindrique ont proposé des profils de température radiaux qui ont pu être confrontés à des résultats expérimentaux obtenus le plus souvent par spectroscopie d'émission de la zone chaude du plasma [11]. Généralement, ces modèles utilisent l'équation de la conservation de l'énergie totale en régime stationnaire, couplée avec la loi d'Ohm pour un champ électrique E constant et un courant I constant qui aboutit à l'équation d'Elenbass-Heller [1] en coordonnées cylindriques et, dans le cas où la puissance rayonnée par le plasma est négligée :

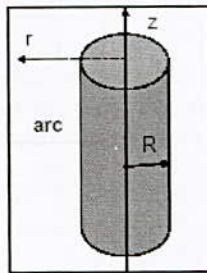


Figure 1. Arc stabilisé par paroi

$$\mu E^2 + \frac{1}{r} \left( r \cdot K_T \frac{dT}{dr} \right) = 0 \tag{2}$$

$$I = 2\pi \cdot E \int_0^R \mu \cdot dr \tag{3}$$

Avec  $\mu$  la conductivité électrique,  $T$  la température,  $K_T$  la conductivité thermique et  $r$  la distance entre l'axe du cylindre et le point considéré. La résolution sera faite sur un cylindre de rayon R. Notons que ce système d'équation est difficile à résoudre dans le cas où  $K_T$  et  $\mu$  sont des fonctions non linéaires de  $T$ . Toutefois la résolution numérique de ces équations conduit à des champs de températures proches de la réalité dans les plasmas d'arc. Les modèles de base utilisés dans les disjoncteurs HT pour décrire la dynamique des arcs sont ceux de Cassie et Mayr [2, 5, 9, 10,12]. Ces modèles sont des fonctions non linéaires entre la puissance de refroidissement, la conductance  $g$  et le temps de désionisation  $\tau$ . Le modèle de Cassie a été établi sur la base d'une densité de courant constante et considérant que la section de

l'arc diminue au cours de l'extinction. Mayr suppose par contre que la section de l'arc ne varie pas et que l'extinction résulte de la puissance de refroidissement.

$$g = \frac{ui}{u_0} - \tau(g) \frac{dg}{dt} \tag{4}$$

$$g = \frac{i^2}{p} - \tau(g) \frac{dg}{dt} \tag{5}$$

$$\tau = 1.5 \mu s \cdot g^{0.17} \tag{6}$$

Avec  $u$  la tension d'arc,  $i$  le courant d'arc,  $p$  la puissance de refroidissement et  $u_0$  la tension initiale de l'arc. Dans le but de comprendre et de modéliser les phénomènes mis en jeu lors de l'ouverture d'un disjoncteur haute tension, et d'étudier en particulier les échanges thermiques émis par le plasma, nous avons couplé l'équation de Cassie et l'équation de conservation de l'énergie [12]. La conductance de l'arc électrique sera modélisée d'une part avec un temps de désionisation constant au cours de la coupure et d'une autre part avec temps de désionisation variable suivant le profil  $\tau = 1.5 \mu s \cdot g^{0.17}$ . Ce paramètre  $\tau$  qui définit la vitesse de régénération du gaz plasmagène dépend de la température, du type de disjoncteur et des caractéristiques du réseau électrique [2].

IV. TRANSFERTS THERMIQUES DANS LES ARCS DE COUPURE

Les mécanismes des transferts thermiques dépendent fortement de la température du plasma [6]. On distingue trois flux de chaleur : la conduction, la convection et le rayonnement. Pour établir le profil des échanges thermiques dans un plasma au cours de l'extinction, on doit tenir compte de ces trois flux thermiques. Les valeurs de ces trois grandeurs résultent d'un équilibre thermique qui s'établit dans la chambre de coupure du disjoncteur, entre la conduction, la convection et le rayonnement. Le plasma de conductance  $g$  est alors considéré en équilibre thermodynamique local, ce qui nous a permis de considérer une température unique  $T$  pour les électrons et les ions du plasma. L'équation de la chaleur s'écrit donc :

$$\rho \cdot c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{g} i^2 + h(T_{ex} - T) - \text{div}(-\lambda \cdot \text{grad}(T))$$

(7)  $\rho$  est la masse volumique du plasma,  $c_p$  la chaleur massique à pression constante,  $h$  le coefficient d'échange thermique,  $\lambda$  la conductivité thermique (en W/mK) et  $i$  le courant d'arc.

L'équation de la chaleur est une ODE, difficile à résoudre puisque les conductivités thermiques et la masse volumique sont des fonctions complexes de la température. Sa résolution se fait donc numériquement.

La naissance de l'arc électrique à la séparation des contacts va faire apparaître une tension d'arc  $u_{arc}$  qui

va conditionner l'énergie dissipée par effet Joule dans le disjoncteur, produisant ainsi une élévation très importante de la température. On la notera  $W_1$ . Elle est donnée par l'expression suivante :

$$W_1 = \int_{t_0}^{t_f} u_{arc} \cdot i \cdot dt \quad (8)$$

Avec  $i$  le courant dans la colonne d'arc,  $t_0$  et  $t_f$  temps de début et fin de coupure.

La détermination de  $W_1$  revient donc à faire la résolution numérique d'un système d'équations différentielles.

Un des trois modes de transfert thermique responsable de l'évacuation de la chaleur est le refroidissement par conduction. Le plasma perd spontanément de l'énergie suite à l'existence d'un gradient de température  $\nabla(T)$ . La puissance thermique de conduction est donnée par la courbe de la conductivité thermique du SF<sub>6</sub> en fonction de la température.

$$P_c = -\vec{\nabla} \cdot (K_T \cdot \vec{\nabla}(T)) \quad (9)$$

Le deuxième mode par lequel le plasma dissipe la chaleur est le transfert par convection. Ce mode est plus efficace que l'échange thermique par conduction. L'expression de l'énergie  $dW_2$  évacuée durant un intervalle de temps élémentaire  $dt$  est donnée par :

$$dW_2 = h(T_0 - T)dt \quad (10)$$

La puissance de convection transférée par unité de surface vaut alors :  $W_2 = h(T_0 - T)$

L'estimation de  $h$  pour une convection forcée est déterminée expérimentalement pour le SF<sub>6</sub>. Rachard et al [8] utilisent une valeur de  $h$  proche de celle de l'air, comprise entre 100W/K et 500W/K.

#### V. COUPLAGE: EQUATION D'ARC ET TRANSFERTS THERMIQUES

Afin d'avoir une approche numérique au voisinage du zéro de courant, qui permet de suivre et d'étudier l'évolution des transferts thermiques, nous avons couplé l'équation d'arc avec l'équation de la chaleur. Pour ce couplage, nous considérons un arc à symétrie cylindrique en équilibre thermodynamique local. La pression est fixée à une atmosphère durant l'extinction de l'arc et les coefficients thermodynamiques constants. On considère aussi que le champ électrique reste constant dans la colonne d'arc. On fixe d'abord la conductance initiale du plasma  $g_0$  à  $10^4$ S, qui est une valeur correspondant à un état conducteur et qui va nous permettre de confronter nos résultats avec ceux de Schavemaker [11].

Le couplage est ainsi réalisé à travers le système d'équations (11).

$$\begin{cases} \frac{d \ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u_c^2} - 1 \right) \\ \rho \cdot c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (K_T \cdot \vec{\nabla}(T)) = h(T_0 - T) + \frac{i^2}{g} \\ \frac{dW_1}{dt} = \frac{i^2}{g} \\ \frac{dW_2}{dt} = h(T_0 - T) \end{cases} \quad (11)$$

#### VI. PROFIL THERMIQUE

Nous considérons le cas d'un échange thermique stationnaire dans lequel les transferts thermiques par conduction ne sont plus négligeables. Cette étude permet d'avoir le profil de la température de l'arc. Pour y parvenir, nous avons utilisé le code de calcul pde-tool de MATLAB qui inclut un mailleur ainsi qu'un langage permettant le traitement des équations différentielles aux dérivées partielles en deux dimensions. L'interface graphique de ce code permet de créer le domaine dans lequel le système d'équations aux dérivées partielles est résolu.

L'équation générale de la chaleur est de la forme :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + LT = 0 \quad (12)$$

Avec  $T$  la température et  $L$  l'opérateur différentiel :

$$L = -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (13)$$

Par la méthode des éléments finis, on résout l'équation :

$$\int_{\Omega} \left( \frac{\partial T}{\partial t} + LT \right) w dx dy = 0 \quad (14)$$

Où  $w$  est une fonction de pondération et  $\Omega$  le domaine de calcul.

Une fois le domaine tracé, on commence le maillage triangulaire du domaine. Les conditions de types Dirichlet aux bords du domaine circulaire entourant l'arc ont été considérées pour traiter l'équation de la chaleur.

La colonne de plasma est modélisée par un cylindre de rayon  $r_0 = 0.1 \text{ cm}$ , avec une conductivité thermique  $\lambda$ . Nous supposons que  $\lambda$  est indépendante de la température. La valeur de la température fixée sur le rayon  $r_0$  est choisie égale à  $14 \text{ kK}$ . Elle est choisie égale à  $300 \text{ K}$  sur tous les autres bords du domaine modélisé. L'équation thermique de la région extérieure à la colonne d'arc est :

$$\rho \cdot c_p \frac{\partial T}{\partial t} + h(T - T_0) = \nabla \cdot (\lambda \vec{\nabla} T) \quad (15)$$

Pour comparer les résultats de cette simulation avec les résultats expérimentaux, nous avons choisi de résoudre l'équation sur un plan perpendiculaire à la colonne de l'arc.

## VII. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Dans nos simulations nous allons négliger les effets conductifs par rapport aux effets convectifs. Nous avons choisi de travailler sur un disjoncteur au SF<sub>6</sub> utilisé dans les postes HT et pour lequel nous disposons des résultats expérimentaux [11, 13, 14]. Pour la résolution numérique du modèle, nous avons utilisé le solveur ode 45 de MATLAB avec une tolérance relative de 10<sup>-3</sup> et un pas automatique afin de satisfaire la stabilité de l'algorithme. La durée de la simulation a été fixée entre 0 et 90 μs pour permettre une comparaison des résultats avec la littérature. Les conditions initiales nécessaires pour la résolution numérique sont telles que :  $W_1=W_2=0$ ;  $T(0)=16000K, 10000K$  et  $7000K$ . La tension constante de l'arc est fixée à 30kV. L'effet joule sera considéré comme le terme source dans les équations différentielles. Le paramètre qui permet le mieux de préjuger de la capacité d'un gaz à retrouver sa rigidité diélectrique dans un laps de temps donné est sa conductance. Pour nos simulations, nous avons imposé la même conductance initiale de 10<sup>4</sup>S pour pouvoir effectuer une comparaison avec les travaux expérimentaux de [7-11]. Sur la figure 2, nous avons tracé l'évolution de la conductance dans le SF<sub>6</sub> pour des constantes de temps 0.27μs, 0.54μs et 1.2μs avec une conductance variable évoluant sous la forme  $1.5\mu s.g^{0.17}$ . L'analyse des résultats montre d'abord que la forme des courbes obtenues dépend fortement des paramètres de l'arc, notamment de la constante de désionisation  $\tau$ . Une diminution très rapide de la conductance du SF<sub>6</sub> est observée durant les 20μs avant l'extinction de l'arc. On peut aussi remarquer que la conductance de l'arc s'annule plus rapidement pour une constante de temps variable. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats de J.J. Lowke et al [7] qui prévoient une diminution très rapide de la conductance durant les 100μs de la coupure dans un arc de SF<sub>6</sub>. Dans ces arcs les processus de refroidissement (Convection, Radiation) sont dominants par rapport à l'effet calorifique. Ainsi, la résistance du plasma thermique augmente avec le temps.

Le paramètre qui décrit le mieux l'extinction de l'arc est sa température. Notons qu'il existe une différence entre la température des électrons est celle des particules lourdes [4]. Cependant plusieurs auteurs supposent que toutes les particules dans le plasma sont à la même température [1-3]. On pourra donc, au cours de la simulation, supposer que le plasma est en équilibre thermodynamique.

Sur la figure 3, nous avons tracé les évolutions de la température de l'arc entre 0 et 90μs pour 3 températures initiales de l'arc : 16kK, 10kK et 7kK. Dans le but de valider nos résultats nous avons tracé sur le même graphique les températures issues de la littérature pour une température initiale de 14kK [14].

La constante de désionisation  $\tau$  a été fixée à 0.27μs. On observe d'abord une montée rapide en température de l'arc entre 0 et 30μs, passant de 16kK à 17.5kK pour température initiale de 16kK, ensuite, après 30μs, l'arc se refroidit. Deux phases sont donc visibles sur cette figure : une phase d'expansion thermique due à l'injection de l'effet Joule dans la colonne de l'arc et une phase de refroidissement reliée au soufflage de SF<sub>6</sub>. Cette évolution en deux phases a été aussi constatée par Rachard et al [14] à travers leurs résultats de simulations. Jong Chul Lee et al [15] retrouvent également dans une simulation numérique d'un arc de coupure dans un disjoncteur au SF<sub>6</sub> une phase d'expansion thermique suivie d'une phase d'extinction.

Aussi, nous pouvons remarquer que l'annulation du courant ne correspond pas à la disparition du plasma. En effet, à la fin de la coupure ( $t=90\mu s$ ), la température de l'arc reste assez élevée, entre 3000K et 2000K, supérieure à la température de dissociation du SF<sub>6</sub> qui est de 1200K [2]. Nous avons obtenu des vitesses de refroidissement entre 0.15kK/μs et 0.3kK/μs proches des vitesses obtenues par J.B. Belhouari et al [13] qui ont modélisé la température d'un arc de disjoncteur suivant une géométrie 1 D en se basant sur l'équation de Elenbass Heller [2-4]. Comme on peut l'observer, les décroissances observées des températures sont en bon accord avec la littérature. La figure 4 décrit l'évolution de la température pour les trois valeurs de  $\tau$  considérées. On note un fort gradient de la température.

Nous remarquons aussi l'existence de deux phases (expansion thermique – refroidissement) pour les trois valeurs de  $\tau$ . La décroissance de la température de l'arc est obtenue plus rapidement pour  $\tau = 0.27\mu s$ . La température maximale est obtenue à 58μs pour  $\tau = 1.2\mu s$  et à 38μs pour  $\tau = 0.54\mu s$ . Soit un retard de 20μs. Pour montrer l'influence de l'énergie convective sur le refroidissement de l'arc, la figure 5 illustre la variation de température pour plusieurs valeurs de  $h$  et pour  $\tau = 0.27\mu s$ . La température initiale est de 14kK.

Bien que les courbes présentent une progression similaire, on y voit qu'un fort refroidissement apparaît lorsque  $h$  augmente. Pour le cas de  $\tau$  variable, les températures de l'arc atteignent des valeurs plus faibles comme on peut le voir sur la figure 6. Sur la figure 7, nous avons représenté les énergies de l'arc au cours de l'extinction.

Nous pouvons constater d'abord que la naissance de l'arc se traduit par une hausse des transferts thermiques et, comme on peut l'observer, les énergies Joule calculées sont en accord avec les valeurs mesurées par [11] (figure 8). Néanmoins, un écart de 0.8kJ est observé à la fin de la coupure. Cet écart est dû au fait que nous avons négligé la turbulence qui est un phénomène important dans le refroidissement du plasma [4, 8] et, en modélisant la convection uniquement par le coefficient d'échange thermique, on ne prend en compte que l'écoulement laminaire [2, 6, 8].

La solution numérique de l'équation (15) est représentée sur la figure 9 dans laquelle on observe un

fort gradient de température autour de la partie centrale de l'arc avec une zone chaude autour de 12kK. Le profil de la température  $T(r)$  en fonction de  $r$  dans le plan perpendiculaire à la colonne est donné sur la figure 10. On y voit une bonne concordance de ces résultats avec ceux de M. Razafinimanana et al [14], obtenus par spectroscopie. En effet, ces auteurs mesurent des gradients de température de  $10^8 \text{ Ks}^{-1}$  assez proches de nos résultats.

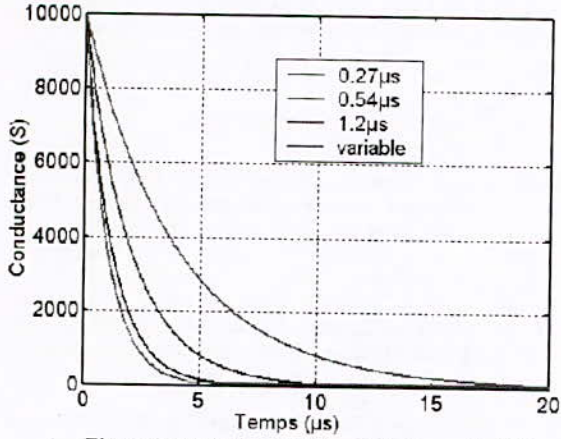


Figure 2 : Evolution de la conductance du SF6

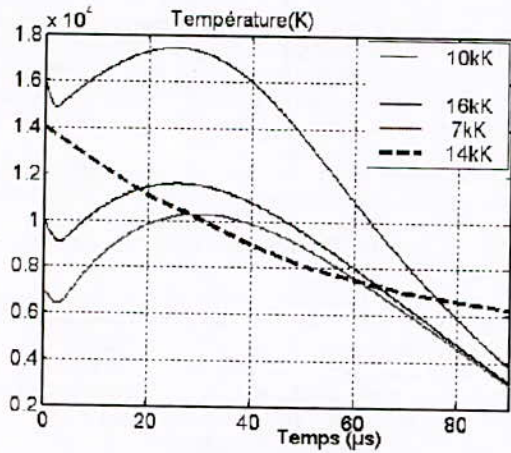


Figure 3 : Température d'un plasma de SF6 avec  $\tau=0.27\mu\text{s}$

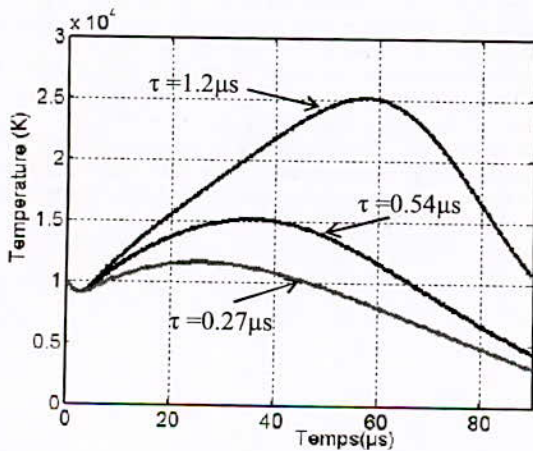


Figure 4 : Température du SF6 pour une température initiale de 10kK.

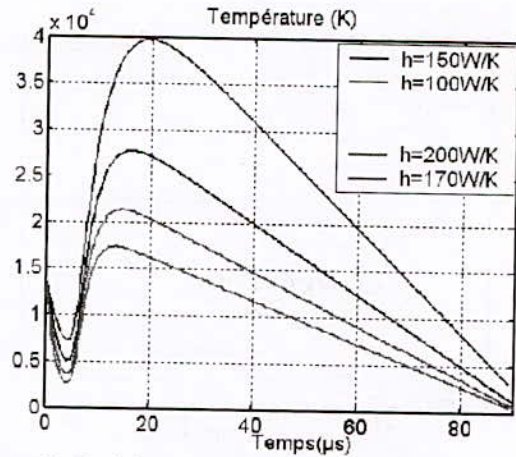


Figure 5 : Evolution de la température de l'arc en fonction du coefficient d'échange thermique pour  $\tau=0.27\mu\text{s}$  dans le SF6.

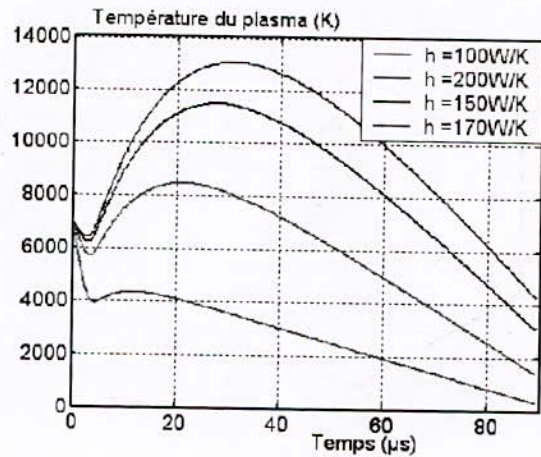


Figure 6 : Evolution de la température de l'arc en fonction du coefficient d'échange thermique pour une constante de temps variable.

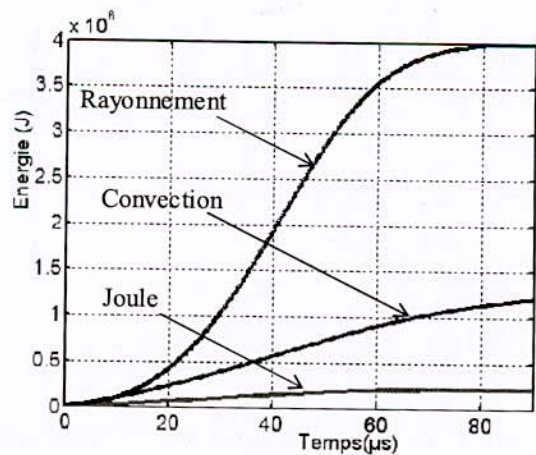


Figure 7 : Echanges thermiques d'un arc de SF6 avec  $\tau=0.27\mu\text{s}$

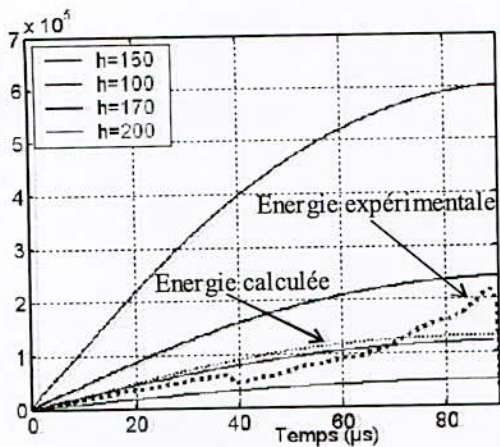


Figure 8 : Evolution des transferts thermiques au cours de la coupure

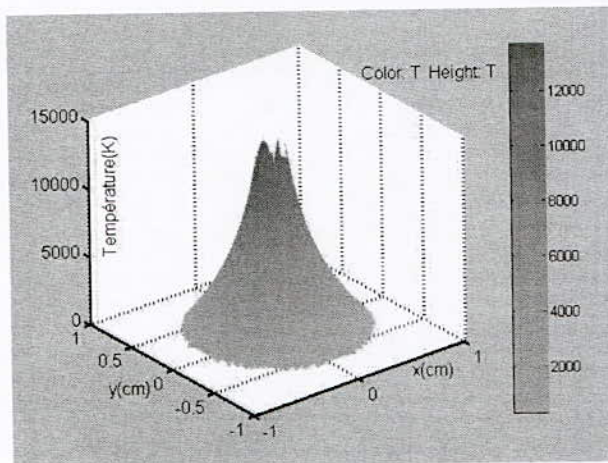


Figure 9 : Champ de température autour de la partie centrale de l'arc.

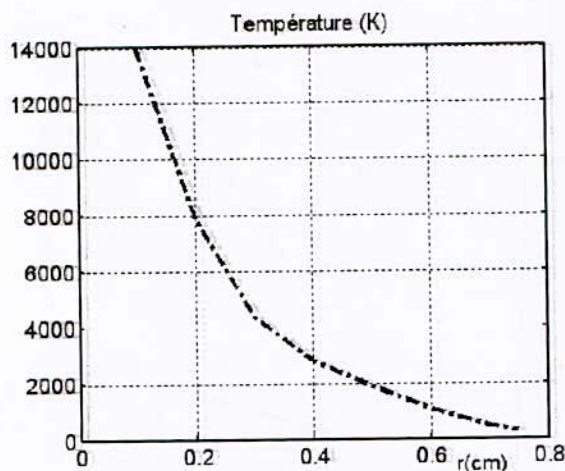


Figure 10 : Profil de température en fonction de la distance radiale  $r$ .

CONCLUSION

L'objectif visé par cet article a été de quantifier les échanges thermiques d'un arc en extinction par le couplage du modèle de Cassie et les équations des transferts thermiques dans un disjoncteur 245kV/50kA sur lequel plusieurs essais expérimentaux ont été

réalisés par d'autres auteurs. Les résultats obtenus montrent bien l'influence de la constante de désionisation sur les échanges thermiques, la température et la conductance. La simulation a mis en évidence deux phases dans l'évolution de l'arc. Une première phase durant laquelle la température augmente sous l'effet de la forte expansion thermique. Elle est suivie d'une deuxième phase où on observe une baisse de la température et qui est reliée à l'extinction de l'arc. Ces résultats sont satisfaisants en comparaison avec les résultats expérimentaux et de simulation rapportés par d'autres chercheurs.

REFERENCES

- [1] Chen Xiaoning, "Contrôle optimal d'un disjoncteur de puissance. Visualisation ; mise en œuvre d'un réseau de neurones" Thèse de doctorat, Université de Cergy-Pontoise, France, 2000.
- [2] S. Vacquie, "L'arc électrique", Eyrolles collection "Sciences et technique de l'ingénieur", 2000.
- [3] CIGRE Working Group 13-01, "Applications of Black Box Modelling to Circuit Breaker", *Electra*, 149, 41-71, 1993
- [4] L. Reynard, "Modélisation tridimensionnelle de l'arc électrique dans un disjoncteur basse tension", Thèse de Doctorat, Ecole centrale de Lyon, France, 2006.
- [5] S. Theoleyre, "Les techniques de coupure en MT", Collection technique Schneider Electric CT N° 193, 1998.
- [6] A. Gleizes, J.J. Gonzalez and P. Freton, "Thermal plasma modelling", *J. Phys. D: Appl Phys*, Vol.38, N°9, May 2005.
- [7] J J Lowke, R E Voshall, H. C. Ludwing", "Decay of electrical conductance and temperature of arc plasmas", *J Appl Physics* 44(8)1973, pp. 3513 - 3523.
- [8] Rachard H, Chévrier P, Henry D, and Jeandel D, "Numerical study of coupled electromagnetic and aerothermodynamic phenomena in circuit breaker electric arc", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 42(9)(1999), pp. 1723-1734.
- [9] A. Ziani and H. Moulai, "0D Model of thermal exchanges at the opening of an SF6 high voltage circuit breaker", ACTA Press, Proc. of the Int. Conf. on Power and Energy systems, IASTED Europes 2009, 07-09, September 2009, Palma de Mallorca, Spain.
- [10] A. Ziani and H. Moulai, "Application of artificial neural networks for electric arc extinction modeling in high voltage circuit breakers", MELECON 2010, 15th IEEE Mediterranean Electrotechnical Conference, Malta 2010, pp. 248-252.
- [11] P. H. Schavemecker and L. Van der Sluis, "An improved Mayr type arc model based on current zero measurement", *IEEE Trans. Power Delivery*, 15, 580-584, 2000.
- [12] A. Ziani and H. Moulai, "Extinction properties of electric arcs in high voltage circuit breakers", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 42, No 10, 2009.
- [13] Belhaouari J.B, "Modélisation de l'extinction d'un arc de SF6 hors d'équilibre thermodynamique local", Thèse de Doctorat de l'université Paul Sabatier, Toulouse N°2780, 1997.
- [14] M Razafinimanana, A Gleizes, F Mbolidi, S Vacquie and D Gravelle, "Experimental study of an SF6 arc in extinction", *J. Phys. D: Appl. Phys* Vol123, N°12, December 1990.
- [15] Jong Chul Lee , Youn J.Kim , "SF6 arc plasma modelling for compact and environmental-friendly gas circuit breaker", *Surface and Coatings Technology*, Vol.201, Issues 9-11, pp.5641-5645, 2007.

# Modélisation empirique du courant de fuite d'une surface isolante sous pollution non uniforme sous tension alternative

H. Rahali ; A. Mekhaldi

Laboratoire de Recherche en Electrotechnique, Laboratoire de Haute Tension,  
Département de Génie Electrique

Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (ENP), Algeria  
10 Avenue Hassen Badi, B.P. 182, El-Harrach, Alger, Algeria  
[Hilal\\_lami@yahoo.fr](mailto:Hilal_lami@yahoo.fr) ; [abdelouahab.mekhaldi@enp.edu.dz](mailto:abdelouahab.mekhaldi@enp.edu.dz)

## ABSTRACT

This paper deals with discontinuous pollution layers deposited on the insulator surface. TWO zones are known to form: a clean (dry) zone and a polluted (wetted) zone. The influence of the length and position of the dry zone on the leakage current and the arc length are investigated. This study was made using pollution layers with different conductivities. Based on the experimental results, a theoretical model allowing us to calculate the gap impedance, the transferred (gap) voltage and the leakage current was established. This model enables to predict the pollution severity based on the sample's equivalent impedance.

## RESUME

Pour étudier les phénomènes de conduction et de propagation de la décharge électrique sur une surface isolante non-uniformément polluée sous tension alternative, nous utilisons un modèle expérimental de laboratoire afin de réaliser les essais et aboutir à une modélisation empirique du courant de fuite. Le modèle expérimental est composé d'une plaque en verre rectangulaire munie de deux électrodes rectangulaires.

La modélisation empirique pour le calcul du courant de fuite nous permet d'évaluer la sévérité de pollution de l'isolateur. De ce fait, la détermination de l'expression empirique de l'impédance de l'isolateur pollué est nécessaire pour le calcul du courant de fuite. Cette étude basée sur le modèle d'impédances a montré une bonne corrélation entre les valeurs théoriques et expérimentales.

**Mots clés :** surface polluée, tension alternative, modélisation empirique, courant de fuite, impédance.

## 1 INTRODUCTION

Les isolateurs des lignes et des postes de transport d'énergie électrique sont le siège de plusieurs contraintes. Entre autres, la pollution des isolateurs constitue l'un des facteurs de première importance dans la qualité et la fiabilité du transport d'énergie.

Les phénomènes de conduction et de développement de la décharge électrique sur des

surfaces isolantes uniformément et non uniformément polluées sous tension alternative ont fait l'objet de plusieurs études expérimentales et théoriques [1- 8].

L'objet de cette présente étude est l'élaboration d'un modèle empirique se basant sur l'impédance de l'isolateur pollué. Nous comparerons les résultats obtenus à partir de ce modèle avec les résultats expérimentaux concernant particulièrement le courant de fuite. Pour cela, la détermination de l'expression empirique de l'impédance de l'isolateur pollué est nécessaire pour le calcul du courant de fuite et la tension reportée.

L'intérêt de ce procédé est d'identifier l'isolant concernant son état de surface, c'est-à-dire le degré de la pollution le recouvrant, ceci afin de prévoir son comportement quelque soit le niveau de tension qui lui est appliquée.

## 2 TECHNIQUE EXPERIMENTALE

L'équipement de la station d'essai en tension alternative comprend essentiellement :

Un transformateur d'essai : 500V/300 kV, 50 kVA; un diviseur capacitif de tension ; un pupitre de commande ; un oscilloscope numérique et des appareils annexes de mesure et de protection.

Le modèle plan simule l'isolateur 1512 L. Le modèle est constitué par une plaque en verre de 50 cm x 50 cm et de 5 mm d'épaisseur sur laquelle sont posées deux électrodes, l'une de terre et l'autre de haute tension, Ces électrodes sont réalisées avec du papier aluminium. Les dimensions des électrodes

et la distance inter-électrodes  $L$  (29.2 cm) sont gardées constantes durant tous les essais (Figure1).

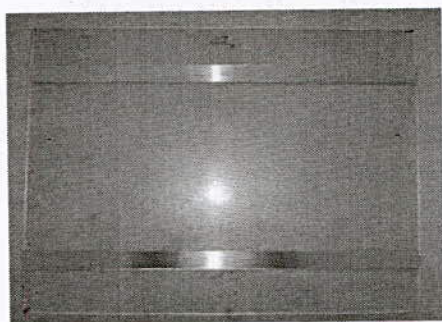


Figure 1 : Modèle plan étudié.

### 3 MODELE EMPIRIQUE ET DISCUSSION

La surface inter électrode de notre modèle expérimental est divisée en deux zones propre et polluée. Trois cas ont été considérés : zone polluée du côté de l'électrode haute tension, zone polluée du côté de l'électrode mise à la terre et zone polluée au centre de la plaque.

La détermination de l'expression empirique de l'impédance de l'isolateur pollué est nécessaire pour le calcul du courant de fuite.

D'après la configuration du rapport des impédances couche polluée - couche propre, il nous a apparu intéressant d'évaluer, d'une manière tout à fait empirique, les impédances apparentes vues des électrodes en introduisant d'une part les valeurs expérimentales et en adoptant d'autre part des hypothèses simplificatrices pour introduire un modèle empirique simple.

Dans ce qui suit, nous déterminons l'impédance d'un isolateur dont la pollution qui le recouvre est non- uniforme. Nous déterminons d'abord la relation donnant les impédances des deux bandes sèche et humidifiée en fonction de leur largeur, et par la suite nous déduisons l'impédance totale de l'isolateur. La détermination de cette impédance nous permet de calculer les autres paramètres (tension reportée, courant de fuite) [8, 9,10, 11].

#### 3.1 IMPEDANCE EMPIRIQUE

##### 3.1.1 HYPOTHESES ET CHOIX DES DONNEES

- Nous pouvons considérer l'impédance de la couche de pollution comme une résistance pure [8, 12, 13,14], en se basant sur le fait

que le courant dans une telle configuration est résistif.

- La valeur de l'impédance de la surface propre ne dépend pas de la position de la couche de pollution.
- Nous considérerons la distribution de la pollution parfaitement linéaire, de même répartition sur toute la surface polluée.
- On choisit une conductivité assez élevée (1,2mS/cm), pour considérer que l'impédance de la couche polluante est négligeable devant celle de la zone sèche.
- On choisit le niveau le plus faible de la tension appliquée (3 kV), afin d'éviter le régime non linéaire (régime critique) provoqué par les tensions élevées.

L'impédance totale vue des électrodes est considérée comme étant le résultat de l'impédance de la zone propre ( $Z_c(x)$ ) en série avec l'impédance de la zone polluée ( $R(x)$ ) [9]. Donc, sachant que l'impédance de la couche propre et la résistance de la couche polluée sont en série entre les électrodes, en prenant la somme des deux impédances et suivant la première hypothèse, nous obtenons l'impédance totale  $Z_T$ :

$$Z_T(x) = R(x) + Z_c(x).....(1)$$

##### 3.1.2 IMPEDANCE DE LA COUCHE PROPRE

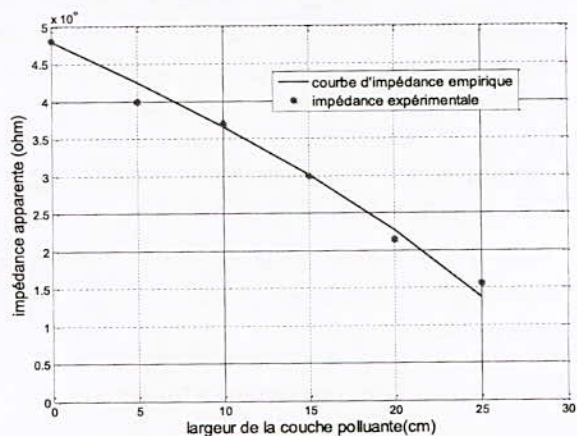


Figure 2 : Impédance expérimentale et empirique de la zone sèche d'une plaque partiellement polluée en fonction de la largeur de la couche polluée.

En analysant les caractéristiques expérimentales courant-tension, (pour le niveau de tension appliquée 3 kV), nous pouvons déduire l'impédance moyenne  $Z_c$  de la couche propre en fonction de la largeur de la couche polluante (Figure 2).



On choisit la formule d'équation correspondante en fonction de la quantité (L-x) pour obtenir toujours une variation de la valeur de l'impédance pour différentes valeurs de la largeur de la couche polluante. Pour cela, on propose l'équation suivante (Cette formule est utilisée par d'autres chercheurs [8, 9, 12]).

$$Z_c(X) = Z_i \left[ \frac{(L-X)}{L} \right]^N \dots\dots\dots(2)$$

Avec :

$Z_c(X)$  : Impédance empirique de la couche propre en fonction de la largeur de la couche polluée.

$Z_i$  : Impédance mesurée de la plaque totalement propre, lorsqu'il n'y a pas de pollution. Celle-ci a été évaluée à :  $Z_i = 4,81 \times 10^8 \Omega$ .

L : Distance inter-électrodes = 29,2 cm (modèle 1512 L).

X : Largeur de la couche de pollution en cm.

N : Exposant empirique dont la valeur déterminée à partir du graphe de la variation de l'impédance expérimentale en fonction de la largeur de la couche polluante pour une conductivité et tension appliquée données.

La valeur de N, dans ce cas, est égale à 0,647.

### 3.1.3 IMPEDANCE DE LA COUCHE POLLUEE R(X)

En se basant sur le fait que le courant dans une telle configuration (c'est à dire couche polluée) est plutôt résistif [13,14], nous pouvons considérer l'impédance de la couche de pollution comme une résistance R. Ainsi, nous considérons une répartition linéaire de la pollution, de même répartition sur toute la surface polluée, ceci afin de faciliter les calculs. La résistance est de façon générale donnée par l'équation

$$dR = \frac{1}{\sigma} \times \frac{dx}{S} \dots\dots\dots(3)$$

D'après le cas de notre modèle et pour les trois configurations, on a la formule :

$$R(x) = \frac{1}{e} \times \left( \frac{x}{\sigma.L} \right) \dots\dots\dots(4)$$

R : La Résistance.

$\rho$  : La Résistivité de la couche de pollution.

l : La largeur de la couche de pollution.

$\sigma$  : Conductivité de la couche de pollution.

S : Surface de la section considérée.

e : Epaisseur moyenne de parcours du courant.

D'où :

$$R(x) = k \times \left( \frac{x}{\sigma.L} \right) \dots\dots\dots(5)$$

k est une constante déduite à partir des expériences. En effet, nous pouvons l'obtenir à partir d'essais de la configuration uniforme de pollution ( $k=1/e$ ).

D'après la caractéristique courant-tension (Figure 3).

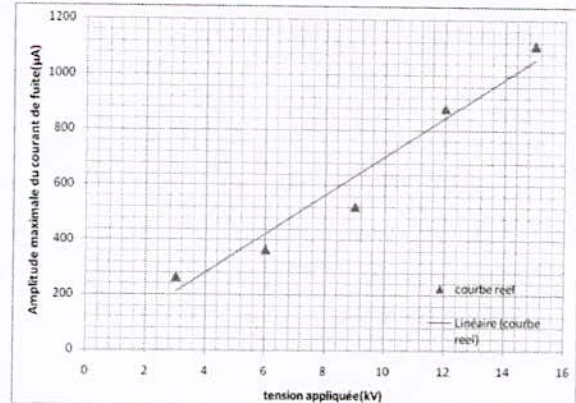


Figure 3 : Caractéristique courant-tension appliquée pour la conductivité de 10µS/cm.

La courbe linéaire c'est une courbe approximée.

Pour la conductivité 10 µS/cm, on a :

$$\text{Pour } \sigma = 10 \mu\text{S/cm} \rightarrow R_{10}(L=x) = 14 \text{ M}\Omega.$$

$R_{10}$  : La résistance de la plaque totalement polluée pour une conductivité de 10µS/cm.

Pour une conductivité  $\sigma$  donnée:

$$R_\sigma(x=L) = R_{10}(x=L). (10/\sigma) = 140.10^6/\sigma [\Omega].$$

D'où:  $k=140.10^6[\Omega. (\mu\text{S/cm})]$ .

Donc l'impédance totale  $Z_T$  vue des électrodes est considérée comme étant le résultat de l'impédance de la zone propre en série avec l'impédance de la zone polluée [9].

$$Z_T(x) = R(x) + Z_c(x)$$

D'où :

$$Z_T(X) = \frac{k}{\sigma.L} X + Z_i \left[ \frac{(L-X)}{L} \right]^{0,647} \dots\dots\dots(6)$$

## 4 COURANT DE FUITE EMPIRIQUE

Une des méthodes utilisées pour le contrôle du degré de pollution d'un isolateur est la mesure de courant de fuite : celui-ci dépend de l'impédance globale apparente de l'isolateur,

Selon nos essais, nous observons que le modèle se comporte de deux façons différentes à cause des contraintes appliquées, d'où deux comportements distincts du modèle [8]:

- régime ohmique, lorsque les conditions de pollution sont encore non critiques
- régime non linéaire, n'obéissant plus à la loi d'Ohm.

Pour déterminer la valeur du courant de fuite théorique, il suffit d'écrire :

$$U = Z_T \cdot I \Rightarrow I = U / Z_T$$

D'où:

$$I(X) = \frac{U}{\frac{k}{\sigma \cdot L} X + Z_i \left[ \frac{(L-X)}{L} \right]^{0,647}} \dots\dots(7)$$

#### 4.1 EVOLUTION DU COURANT DE FUITE EMPIRIQUE EN FONCTION DE LA LARGEUR DE LA COUCHE POLLUEE

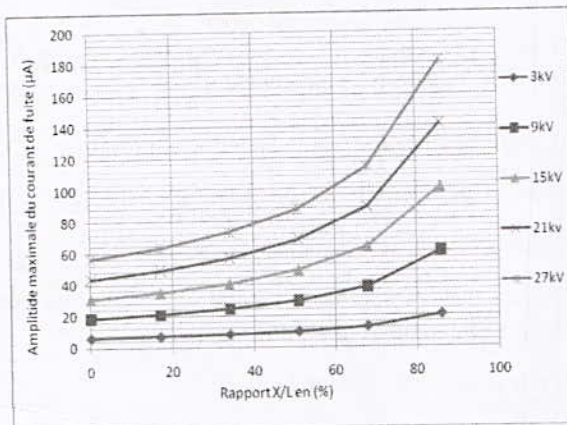


Figure 4 : Variation de l'amplitude maximale du courant de fuite empirique en fonction du rapport X/L pour différentes valeurs de la tension appliquée (σ=10 μS/cm).

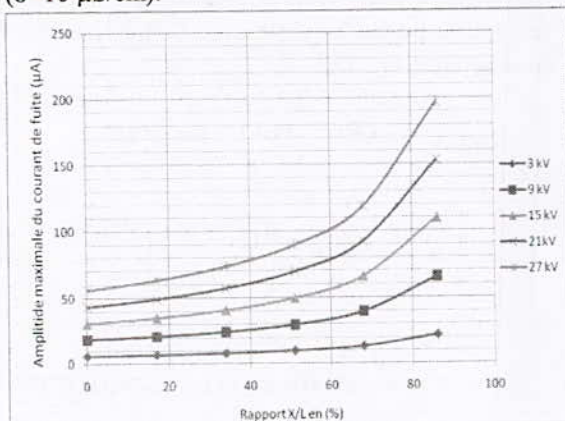


Figure 5 : Variation de l'amplitude maximale du courant de fuite empirique en fonction du rapport X/L pour différentes valeurs de la tension appliquée (σ=1200 μS/cm).

Nous donnons les graphes (4 et 5) représentant la variation de l'amplitude du courant de fuite en fonction de la largeur de la couche polluée, avec cinq niveaux de tension appliquée (3, 9, 15, 21, 27kV).

D'après les résultats obtenus, l'amplitude du courant de fuite augmente en fonction de la largeur de la couche polluée et du niveau de tension appliqué. Cette amplitude présente un maximum pour un niveau de tension égal à 27 kV et pour 85,6 % de la distance inter-électrode polluée, qui représente le cas le plus favorable à la formation de l'arc électrique. L'augmentation de l'amplitude du courant de fuite peut être expliquée par la réduction significative de l'impédance totale équivalente du milieu proportionnellement à l'élargissement de la couche polluée.

#### 4.2 COMPARAISON ENTRE LE COURANT DE FUITE EXPERIMENTAL ET EMPIRIQUE

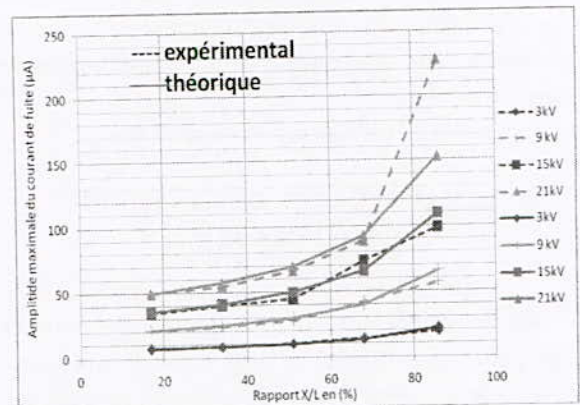


Figure 7 : Variation de l'amplitude maximale du courant de fuite empirique et expérimentale en fonction du rapport X/L pour différentes valeurs de la tension appliquée (coté haute tension).

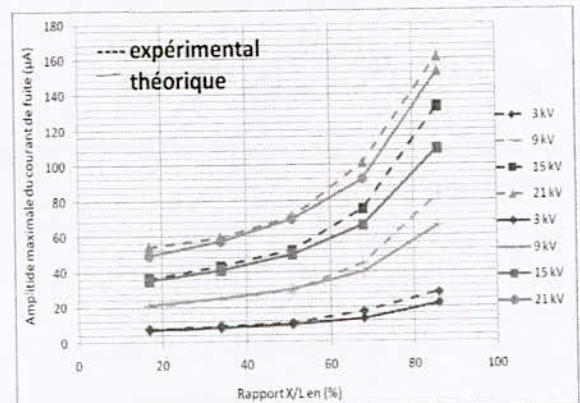


Figure 8 : Variation de l'amplitude maximale du courant de fuite empirique et expérimentale en fonction du rapport X/L pour différentes valeurs de la tension appliquée (coté terre).

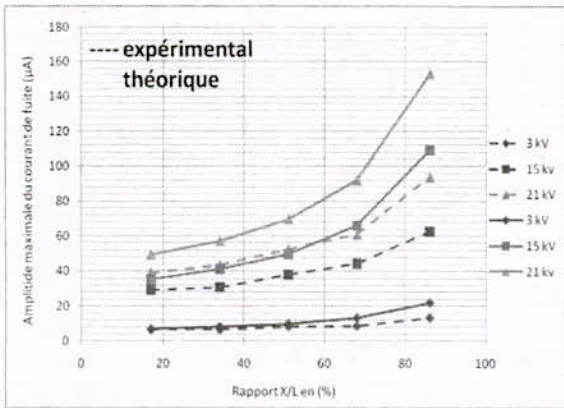


Figure 9 : Variation de l'amplitude maximale du courant de fuite empirique et expérimentale en fonction du rapport X/L pour différentes valeurs de la tension appliquée (couche centrale).

Les figures 7, 8 et 9 représentent la variation du courant de fuite en fonction de la largeur de la couche polluante. Celles-ci ont été tracées pour plusieurs paliers de tension appliquée, et pour la valeur de la conductivité de 1,2mS/cm.

L'analyse de ces courbes montre que le modèle empirique est proche du modèle expérimental.

D'après la figure 7, nous remarquons que les courbes sont presque confondues pour les faibles niveaux de tension 3 et 9 kV, malgré que la valeur de la conductivité est élevée ( $\sigma=1,2$  mS/cm).

Lorsque la tension est plus élevée (15 et 21 kV), on aura une courbe divisée en deux parties : l'une confondue avec une partie de la courbe expérimentale quand la largeur de la couche polluée ne dépasse pas 70 % de la longueur de fuite totale.

L'autre diverge de la deuxième partie de la courbe expérimentale, à partir d'une largeur déterminée de pollution (pour des largeurs X/L > 70% de la longueur de fuite totale). Cette dernière est évaluée aux environs de 75% de la largeur totale pour le niveau 15 kV et de 67% pour le niveau 21 kV.

L'écart entre les deux valeurs de courant de fuite atteint 10  $\mu$ A (donc 10 %) pour le niveau de tension 15 kV, et dépasse 70  $\mu$ A (donc dépasse 46 %) pour un niveau de tension de 21kV (Figure 7). Cette différence dans la valeur du courant de fuite est due à un assèchement beaucoup plus important de la surface isolante (pour les essais expérimentaux) lorsque la tension appliquée est élevée.

Pour la pollution côté terre et pour les mêmes niveaux de tension, les courbes sont également très proches pour tous les niveaux de tension (Figure 8) avec une petite différence par

rapport au coté haute tension à partir de la deuxième partie de la courbe  $I=f(X/L)$ , qui diverge avant d'atteindre les 50% de la largeur totale de fuite (Figure 8). L'écart du courant de fuite n'est pas grand (<20  $\mu$ A). Cette différence est peut être due à l'impédance du milieu qui serait un peu plus faible du côté terre que du côté HT.

L'analyse de la courbe de la couche centrale (Figure 9) montre une différence remarquable entre la pollution du coté haute tension et coté terre d'une part, et le cas de la pollution de la couche centrale. Nous constatons, pour le cas de la couche centrale, que la courbe empirique est plus éloignée de la courbe expérimentale (pour les mêmes niveaux de tension). Cette différence est peut être due à l'emplacement de la couche polluante où due à l'impédance du milieu qui serait un peu plus petite que pour le côté terre et le coté haute tension.

**5 TENSION REPORTEE :**

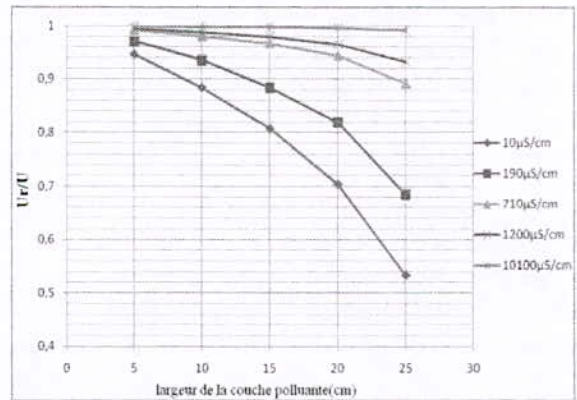


Figure 10: Rapport : tension reportée/tension totale appliquée en fonction de la largeur de la couche polluante, pour différentes valeurs de la conductivité.

Nous représentons à la figure 10 la variation du rapport tension reportée (sur la zone sèche) sur la tension totale appliquée en fonction de la largeur de la couche polluante :

$$\frac{U_r}{U} = \frac{1}{1 + \frac{R(x)}{Z(x)}} \dots\dots(8)$$

D'après la figure 10, nous remarquons que le rapport  $U_r / U$  varie de 0,54 jusqu'à 1.

Pour une conductivité très élevée de 10,1 mS/cm, on constate que le rapport  $U_r / U$  est presque égale à 1, cela implique que la tension appliquée se trouve reportée aux bornes de la zone sèche, et cela est valable pour n'importe quelle largeur de la couche polluée. Autrement dit, la valeur de l'impédance de la couche polluante, dans ce cas, est très faible ( $R(x)$ )

presque négligeable devant  $Z(x)$ ), ceci contribue au phénomène de la conduction de la zone sèche.

Pour des conductivités plus faibles, on remarque que le rapport diminue, à cause de l'augmentation de l'impédance de la couche polluante (qui n'est plus négligeable devant  $Z(x)$ ).

Ce résultat, théorique, a été bien observé lors des essais pour les grandes largeurs de pollution.

Les essais d'arcs nous ont permis de constater l'influence de la conductivité sur la tension disruptive de la zone sèche [8, 10]. Il apparaît en effet clairement que la tension d'arc était nettement plus élevée pour une faible conductivité (10  $\mu\text{S}/\text{cm}$ ). Ceci montre que l'impédance de la pollution à cette conductivité n'est pas négligeable et donc conduit à une chute de tension appréciable à ses bornes [8, 10].

## 6 CONCLUSION

L'étude théorique basée sur le modèle d'impédances à montré une bonne corrélation entre les valeurs théoriques et expérimentales. L'écart est de 0 à 23% pour les trois conductivités. Cet écart peut être justifié par le fait que le modèle théorique diverge quand nous avons atteint l'état critique, le régime devient non linéaire, n'obéissant plus à la loi d'Ohm.

On constate, pour les plus grandes valeurs de la conductivité (dans notre cas 10,1mS/cm) que la valeur de l'impédance de la couche polluante est très faible, donc contribue au phénomène de la conduction de la zone sèche. Par contre, nous obtenons une chute de tension non négligeable aux bornes de la couche polluée aux faibles conductivités.

## REFERENCES :

- [1] A. MEKHALDI, «Etude du développement d'un arc électrique sur des surfaces isolantes contaminées par la pollution désertique», Thèse de magister, ENP, Juin 1990.
- [2] H. ZHANG AND R. HACHAM, «Electrical surface resistance hydrophobicity and diffusion phenomena in PVC», IEEE, Trans. on elect. insul., Vol.6, N°1, pp. 73-83, February 1999.
- [3] L.L. ALSTON, S. ZOLEDZIOWSKI, «Growth of discharges on polluted insulators», IEEE, Trans. PAS, Vol. 110 N°7, July 1963.
- [4] L.E. ZAFFANELLA, H.M. SCNEIDER, J.H. DUNLAP. «Performance des isolateurs pollués pour lignes CCHT», CIGRE, rapport 33-05, 1986.
- [5] R. SUNDARARAJAN, R. S. GORUR, «Role of non soluble contaminants on the flashover voltage of porcelain insulator», IEEE, Trans. on diel. and elect. Insul, Vol. 3 N°2, pp.121-127, April 1997.
- [6] R. MATSUOKA, S. ITO, K. SOKANISHI, K. NAITO, «Flashover on contaminated insulators with different diameters», IEEE, Trans. On elect. Insul., Vol. 26 N°6, December 1991.
- [7] A.CIMADOR, M.COJAN, P.HAUTEFEUILLE, M.MOREAU, «Méthodes de dimensionnement des isolateurs de lignes aériennes en régions polluées» CIGRE, rapport 33-04, 1978.
- [8] D.NAMANE, «Effet de la Discontinuité de la Couche de Pollution sur le Comportement d'Isolateur Haute Tension, sous la Fréquence 50Hz», Thèse de Magister ENP, février 1998.
- [9] A.MEKHALDI, D.NAMANE, S.BOUAZABIA, A.BÉROUAL, «Flashover of Discontinuous Pollution Layer on HV Insulators », IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol.6, No.6, pp.900-906, 1999.
- [10] A.MEKHALDI, D. NAMANE,S. BOUAZABIA, A. BEROUAL, « empirical model of high voltage insulator under non uniform pollution» ,11<sup>th</sup> international symposium of high voltage, London, UK, 1999.
- [11] R. TIMGHELLETTE, «effet d'une interface air-isolant sur le contournement et courant de fuite apparent à la fréquence industrielle», mémoire de magister, ENP, Déc. 2007.
- [12] A. MEKHALDI, «Etude Des Phénomènes de Conduction et de Décharge Electrique sur des Surfaces Isolantes Polluées sous tension alternative 50Hz », Thèse de doctorat d'état, Département d'Electrotechnique, Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, 1999.
- [13] A.MEKHALDI, S. BOUAZABIA. «Conduction phenomena on polluted insulating surfaces under AC high voltages», 9<sup>th</sup> international symposium of high voltage, paper N°3174, Graz, Autriche, 1995.
- [14] A.MEKHALDI, S. BOUAZABIA, A. BEROUAL. «Electric arc inception and propagation phenomena on polluted insulating surfaces under high voltage», Archives of electrical Engineering, Vol. XL VII, N° 3, pp. 255-269, 1998.

# Evaluation des Performances d'un Isolateur Haute Tension Durant les Phases de Contournement Partiel et Total Sous Pollution non-Uniforme

B. Moula, A. Mekhaldi et M. Teguar

Laboratoire de Recherche en Electrotechnique, Laboratoire de Haute Tension  
Département de Génie Electrique  
Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (ENP), Algeria  
10 Avenue Hassen Badi, B.P. 182, El-Harrach, Alger, Algeria

## Résumé

L'objectif visé par notre travail consiste à étudier le comportement diélectrique durant les phases de contournement total et partiel du modèle plan simulant l'isolateur standard PSV 120B. Les essais sont réalisés sur un système d'électrodes plan-plan, auquel une contrainte alternative de fréquence industrielle (50 Hz) est appliquée. En effet, nous étudions les performances de l'isolateur pollué en examinant l'influence de la largeur d'une bande propre sur l'amplitude du courant de fuite, de la charge électrique, de l'impédance équivalente et de l'énergie du système. Il ressort de ces résultats expérimentaux que la largeur de la bande propre a un impact majeur sur la tension de contournement de l'isolateur. Cette dernière augmente en fonction de la largeur de la bande propre pour atteindre un sommet correspondant à une largeur de 4 cm, puis diminue. Le courant de fuite ainsi que la charge électrique diminuent d'une façon non linéaire en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale. Cependant, l'évolution de ces deux grandeurs est proportionnelle à celle de la tension appliquée. L'impédance équivalente vue des électrodes est d'autant plus importante que la largeur de la bande propre est élevée. Par ailleurs, La diminution de l'impédance en fonction de la tension confirme le changement de l'état de surface de l'isolateur. Il s'agit de l'apparition des décharges parallèles au niveau de la bande propre. Les énergies mises en jeu diminuent en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale. Néanmoins, celles-ci augmentent en fonction de la tension appliquée.

**Mots clés** — Tension de contournement, courant de fuite, impédance équivalente, charge électrique, énergie, pollution non uniforme, modèle plan.

## Abstract

This work is devoted to study the dielectric behaviour during the partial and total phases of the plane model simulating the standard insulator PSV 120B. The laboratory tests are carried out on a system of plan-plan electrodes, to which an alternative constraint of industrial frequency (50 Hz) is applied. Indeed, we study the performances of the polluted insulator by examining the influence of the clean band width on the amplitude of the leakage current, the electric charge, the equivalent impedance and the energy of the system. It comes out from these experimental results that the clean band width has a major impact on the insulator flashover voltage. This tension increases according to the clean band width to reach a top corresponding to a width of

4 cm, then decreases. The leakage current as well as the electric charge decrease in a non-linear way according to the ratio between the clean band width and the total leakage distance. However, the evolution of these two magnitudes is proportional to that of the applied voltage. The equivalent impedance is the more significant as the clean band width is high. In addition, the reduction in the impedance according to the applied voltage confirms the change of the insulator surface state; it is about the appearance of the parallel discharges on the clean band. Energies decrease according to the ratio between the clean band width and the total leakage distance. Nevertheless, those increase according to the applied voltage.

**Key words** — flashover voltage, leakage current, equivalent impedance, electric charge, energy, non-uniform pollution, plane model.

## I. INTRODUCTION

Afin de minimiser les pertes d'énergie et de répondre aux demandes électroénergétiques de plus en plus importantes, entre les points de production et les utilisateurs, l'énergie électrique est transportée principalement par des lignes aériennes en haute tension. Ces lignes peuvent parcourir des centaines de kilomètres et donc traverser des régions très différentes de par leur relief, leur climat, leur industrialisation ... etc. [1]. De ce fait, 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 dans les dispositifs de haute tension sont des composants critiques puisqu'une défaillance de l'isolation peut engendrer des dommages épouvantables dans le réseau électrique. Par conséquent, la période de vie de l'isolation dans ces dispositifs est estimée généralement à 30 ans. Les propriétés isolantes de ces matériaux doivent être considérées comme combinaison de leurs paramètres physiques et de leur réponse pendant le vieillissement à la température, l'humidité et l'effort mécanique [2]. Les polluants posent généralement peu de problèmes, lorsqu'ils sont secs. Cependant, lorsqu'ils sont humidifiés, les dépôts de pollution deviennent conducteurs. Le courant de fuite qui prend naissance suite à une mise sous tension conduit à l'échauffement de cette couche provoquant ainsi son assèchement. L'étude de l'évolution et la

décomposition du signal de ce courant a fait l'objet de nombreux travaux [3-6], afin d'extraire le maximum d'informations. Une partie importante de la tension appliquée se trouve alors reportée sur cette bande sèche, sur laquelle une décharge pourra s'amorcer si le champ électrique local (au niveau de cette couche) est suffisant. Selon les conditions électriques, cette décharge s'éteint ou se maintient sur la surface de l'isolateur provoquant l'érosion du diélectrique. Dans le cas extrême, la décharge évolue vers le contournement total de l'isolateur [7]. Les conséquences du contournement vont de la détérioration de la surface de l'isolateur à la mise hors service de la ligne haute tension; une des caractéristiques principales d'un isolateur haute tension sera donc sa tenue au contournement en fonction de l'environnement dans lequel il est placé.

L'objectif visé par notre travail consiste en l'étude du comportement diélectrique durant les phases de contournement partiel et total du modèle plan simulant l'isolateur standard PSV 120B. Les essais sont réalisés sur un système d'électrodes plan-plan, auquel une tension alternative de fréquence industrielle (50 Hz) est appliquée. En effet, nous étudions les performances de l'isolateur en examinant l'influence de la largeur d'une zone propre sur l'amplitude du courant de fuite, de la charge électrique, de l'impédance vue des électrodes et de l'énergie du système.

## II. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

### II.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le circuit d'essais du laboratoire de haute tension de l'Ecole Nationale Polytechnique comprend une station d'essai à fréquence industrielle (50 Hz) de marque HAEFELY, un modèle expérimental (objet d'essai), un oscilloscope numérique « TEKTRONIX » de bande passante 500 MHz permettant l'acquisition simultanée des signaux du courant de fuite et de la tension appliquée de notre modèle. Une caméra numérique SONY DCR-SR45 pour suivre l'évolution des décharges parallèles en fonction de la tension appliquée et de l'état de surface du modèle (Fig. 1). La station contient un transformateur d'essais haute tension: 50 kVA/300 kV, Un diviseur de tension capacitif qui est relié au secondaire du transformateur d'essais pour réduire la tension aux bornes du voltmètre d'un rapport de 1/1000, un pupitre de commande et un dispositif de protection.

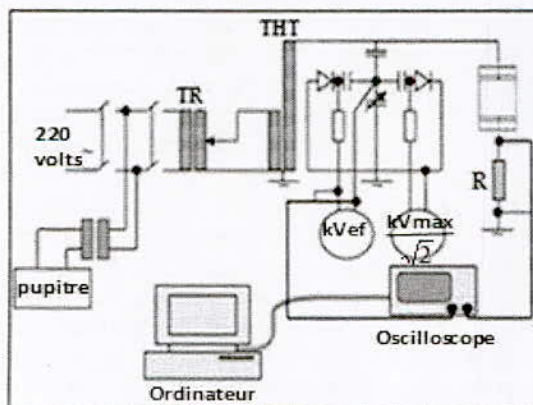


Fig. 1. Dispositif expérimental

### II. 2 OBJET D'ESSAIS

Un modèle plan simulant l'isolateur standard PSV 120B est utilisé, les principales dimensions, paramètres et configuration de l'isolateur réel sont montrées dans le tableau.1 et la fig. 2, dans lesquels H est la hauteur de la configuration, D est le diamètre du disque, L est la distance de fuite de l'isolateur.

Table 1. Dimensions de l'isolateur standard PSV 120B

Principales dimensions et paramètres	
Nom	Isolateur standard PSV 120B
Diamètre D (mm)	270
Hauteur H (mm)	127
Distance de fuite L (mm)	440

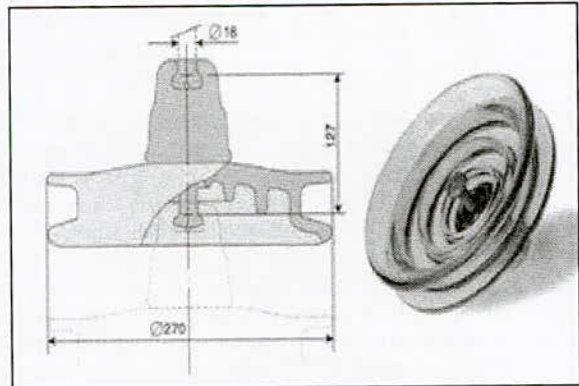


Fig. 2. Profil de l'isolateur standard PSV 120B

Les essais sont effectués sur un modèle plan simulant l'isolateur standard PSV 120B (Fig. 3). Ce modèle de laboratoire est en verre de dimensions (500x500x5 mm<sup>3</sup>). Celui-ci est élevé à une hauteur de 175 cm afin de limiter l'effet des capacités parasites qui peuvent altérer la mesure de la tension appliquée, du courant de fuite et de la charge électrique. Deux électrodes, posées sur deux bandes conductrices en aluminium (500 x 30 mm<sup>2</sup>), sont reliées aux bornes haute tension et terre. La distance entre les deux bandes représente la ligne de fuite de l'isolateur réel.

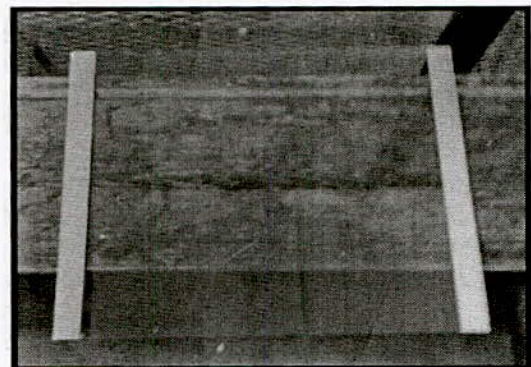


Fig. 3. Profil du modèle plan étudié

Le nettoyage du plan est tout d'abord fait avec de l'eau du robinet ; puis il est séché avec des serviettes en papier pour éliminer le maximum d'impuretés déposées. Un deuxième nettoyage est effectué à l'aide d'un coton imbibé d'alcool chirurgical à 70° afin d'assurer une propreté quasi-totale du modèle.

## II.3 LA POLLUTION ARTIFICIELLE

L'humidification de la surface du modèle par une solution de conductivité donnée est obtenue par pulvérisation. Cette solution constituée par du kaolin, Nacl et eau distillée est préparée selon les recommandations de la CEI 60-1[8] concernant les couches solides de pollution. La solution polluante est obtenue en remuant 10 g de kaolin dans un litre d'eau distillée, une quantité adéquate de Nacl est ajoutée à la solution pour obtenir une densité du dépôt de sel équivalent égale à 1.2 mS/cm. La surface isolante est pulvérisée partiellement dans le but d'avoir les différentes configurations de pollution non uniforme. Pour cela, l'humidification de la surface est faite en cachant la couche qu'on veut garder sèche avec du nylon. La bande en nylon est placée du côté de l'électrode haute tension. Afin de déterminer l'influence de la pollution non uniforme sur le comportement du modèle plan du laboratoire, les essais sont effectués en variant la largeur de la couche propre d'une façon régulière, par pas de 2 cm. Les couches propres ont des largeurs d'égal à 2, 4, 6, 8, 10, 12 et 14 cm.

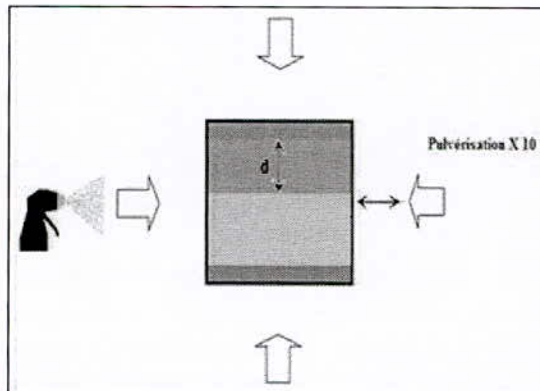


Fig. 4. Méthode de pulvérisation

## II.4 MESURE DU COURANT DE FUITE

La mesure du courant est effectuée par l'intermédiaire d'un signal, récupéré aux bornes d'un shunt insérée en série avec l'objet d'essai et le retour de terre. L'onde est reportée à l'aide d'un câble coaxial, permettant la visualisation de la tension (image du courant) sur un oscilloscope numérique (TEKTRONIX TDS 5052B) dont la fréquence d'échantillonnage est réglée à 100 kHz. La procédure adoptée pour la mesure de la charge est la même que celle de la mesure du courant sauf que cette fois-ci, le shunt est remplacé par une capacité.

## III. RESULTATS ET DISCUSSIONS

## III.1 TENSION DE CONTOURNEMENT

Durant tous nos essais effectués au niveau du laboratoire, nous avons constaté deux modes de contournement. Le contournement direct dont le saut final apparaît directement sans aucune manifestation lumineuse visible au préalable. Le contournement indirect dont plusieurs phases peuvent être distinguées, leur existence ou leurs caractéristiques dépendent notamment du niveau de la tension appliquée et de la configuration de la pollution. La tension de contournement est un paramètre primordial pour

définir la rigidité diélectrique du modèle de l'isolateur. Il est donc nécessaire de connaître celle-ci pour éviter qu'il y ait risque d'amorçage durant nos essais de mesure de courant de fuite et de la charge électrique. La mesure de la tension de contournement a été effectuée pour chaque cas de configuration de la pollution. Cette mesure permet non seulement de déterminer l'impact de la configuration du modèle sur la rigidité diélectrique du système, mais aussi de déterminer les paliers des tensions à appliquer pour l'enregistrement du courant de fuite ainsi que la charge électrique.

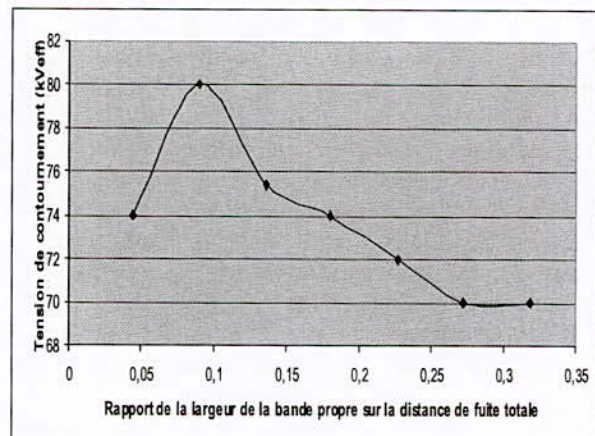


Fig. 5. Tension de contournement en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale

Les résultats obtenus pour les essais concernant la pollution côté HT montrent que la tension de contournement augmente en fonction de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale, pour atteindre un sommet pour un rapport de 10%. Ce dernier correspond à une largeur de la couche propre de 4cm. Nous constatons également qu'à partir de ce sommet la tension de contournement diminue au fur et à mesure que la largeur de la bande propre augmente. Ce résultat a été également trouvé par d'autres chercheurs [9], sous tension continue. L'augmentation de la tension de contournement peut s'expliquer par les différentes phases parcourues par les décharges parallèles pour y arriver au contournement. En fait, nous avons initialement l'apparition d'un nombre important de décharges parallèles, ces dernières court-circuitent la zone propre, et en augmentant la tension appliquée, le nombre de ces décharges diminue laissant une décharge plus intense et plus lumineuse progresser en direction de l'électrode terre. Le déroulement de toutes ces étapes de contournement partiel ainsi que la transition d'une phase à une autre engendre l'augmentation de la tension de contournement. A partir de la largeur de la couche propre de 6 cm, nous constatons l'apparition instantanée d'une seule décharge principale et peu après, quelques décharges secondaires court-circuitant la zone propre. Cette décharge principale se développe d'une manière très rapide sur le modèle causant le contournement à des niveaux de tensions plus faibles. Pour la largeur de la zone propre de 14 cm, nous n'observons aucune phase de contournement partiel. Le phénomène de contournement est bref et se fait d'une manière directe. Nous pouvons déduire de la

(Fig. 5) que notre système atteint sa rigidité maximale pour la largeur de la bande propre de 4 cm.

III.2 COURANT DE FUITE

Il ressort de ces résultats expérimentaux que le courant de fuite diminue d'une façon non linéaire en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale. Ceci peut s'expliquer par la corrélation existante entre largeur de la bande propre et l'intensité du champ électrique appliqué aux bornes de cette bande sèche. Pour des niveaux de tensions de 7 et 14 kV, nous remarquons une légère baisse du courant de fuite car le champ engendré n'est pas si important pour court-circuiter la bande propre. Par ailleurs, Cette diminution est très accentuée pour des paliers de tensions supérieurs à 21kVeff, ceci peut s'interpréter par l'apparition d'un nombre important de décharges parallèles, ce nombre diminue ou s'annule complètement au fur et à mesure que la largeur de la bande sèche augmente. L'effet des décharges parallèles a été clairement constaté sur la figure 7, dont le courant augmente brusquement en fonction de la tension appliquée pour les largeurs de 2, 4 et 6cm. A partir de 8 cm, nous constatons l'absence des décharges parallèles pour des niveaux de tensions inférieures à 42 kVeff. L'augmentation du courant de fuite en fonction de la tension appliquée a été également constaté par d'autre chercheur [10], sous pollution discontinue.

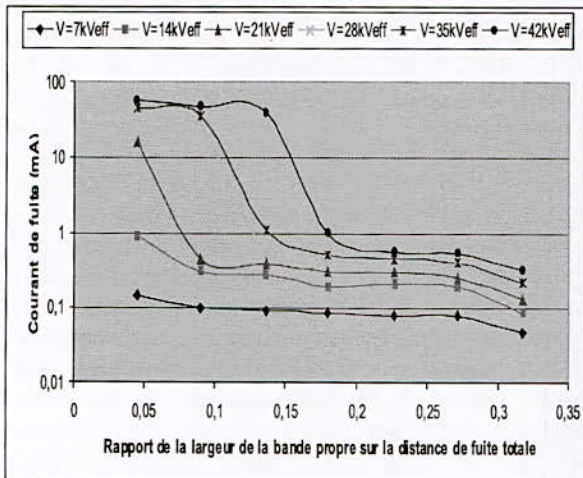


Fig. 6. Amplitude du courant de fuite en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale

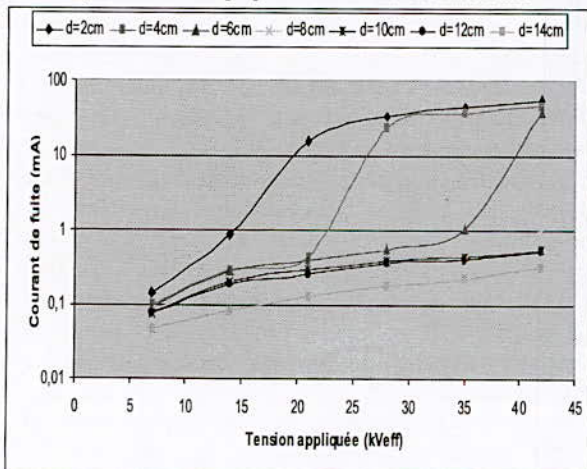


Fig. 7. Amplitude du courant de fuite en fonction de la tension appliquée

III.3 IMPEDANCE EQUIVALENTE

Les caractéristiques suivantes (Fig. 8 et 9) donnent respectivement l'évolution de l'impédance équivalente vue des électrodes en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale, et de la tension appliquée. La caractéristique donnant la variation de l'impédance en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale montre que cette impédance est d'autant plus importante que la largeur de la bande propre est élevée. Ceci est dû probablement à la diminution de l'effet du champ électrique sur le phénomène d'apparition des décharges superficielles. Ce fait contribue d'avantages à diminuer le courant de fuite circulant entre les électrodes et augmenter l'impédance équivalente de la surface isolante.

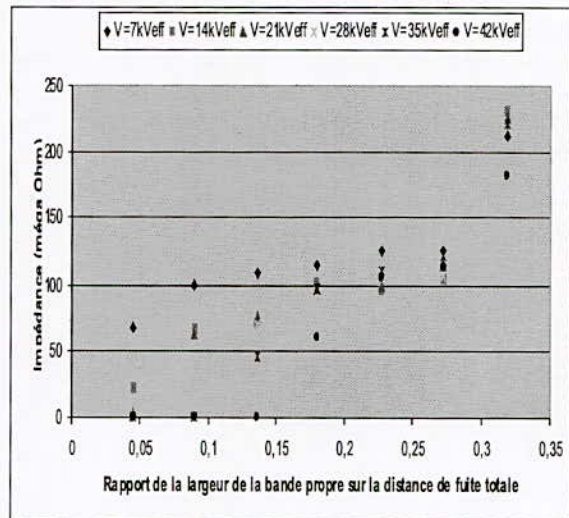


Fig.8. Impédance équivalente en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale

Pour une configuration donnée, l'influence de la tension appliquée sur l'impédance équivalente vue des électrodes est observée fortement pour les distances comprises entre 2 et 6 cm (Fig. 9). Par ailleurs, excepté les distances mentionnées précédemment, l'impédance équivalente reste peu sensible à l'accroissement de la tension appliquée. La diminution de l'impédance équivalente dans l'intervalle [2, 6cm] confirme le changement de l'état de surface de l'isolateur. Il s'agit de l'apparition des décharges parallèles à proximité de l'électrode haute tension. Ces décharges qui court-circuitent la bande sèche et se développent sur la surface du modèle diminueront l'impédance équivalente du système.



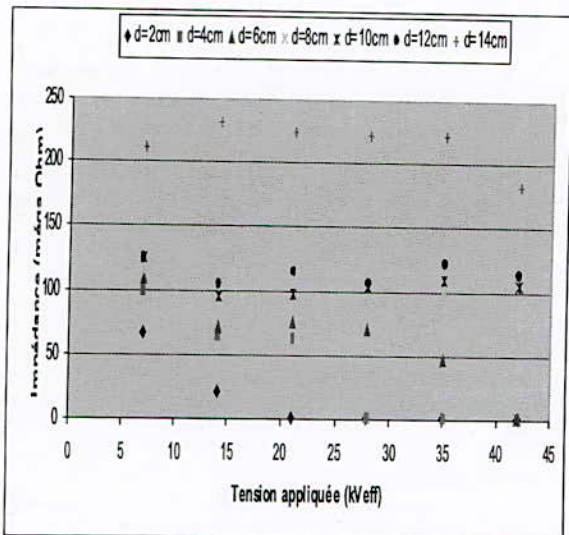


Fig.9. Impédance équivalente en fonction de la tension appliquée

III.4 CHARGE ÉLECTRIQUE

La connaissance de la charge est d'une importance capitale. Elle nous informe sur le niveau énergétique mis en jeu lors de l'application de la tension. Nous constatons d'après la Fig. 10, la diminution de la charge électrique en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale. La baisse de la charge totale pourrait être la conséquence de la diminution du nombre de décharges superficielles ou carrément leur disparition.

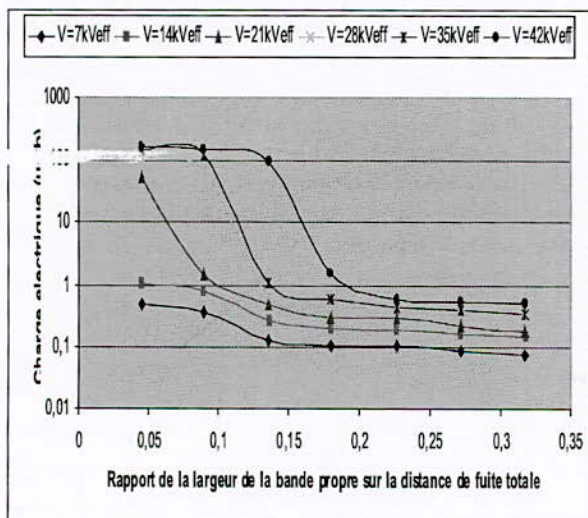


Fig. 10. Charge électrique en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale

Comme il a été observé pour le courant, la charge totale comprise entre les électrodes augmente faiblement avec l'accroissement de la tension appliquée pour les distances supérieures ou égale à 8 cm (Fig.11). Notons aussi que cette augmentation devient plus significative ailleurs, Ceci pourrait être dû à l'augmentation de l'intensité du champ électrique appliqué aux bornes de la bande propre.

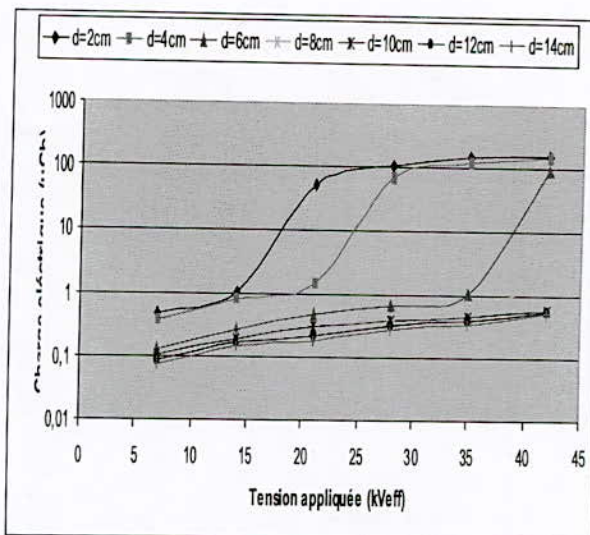


Fig.11. Charge électrique en fonction de la tension appliquée

III.5 ENERGIE DU SYSTEME

Les énergies mises en jeu sur le modèle de l'isolateur sont calculés par la formule suivante :

$$E = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}$$

Avec :

E : l'énergie évaluée sur la surface isolante

Q : la quantité de charge mesurée entre les deux électrodes.

C : la valeur de la capacité utilisée pour la mesure de la charge.

A partir de la figure représentant l'énergie électrique en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale (Fig. 12), nous déduisons que la variation des énergies est peu sensible en fonction de ce rapport pour des paliers de tension de 7 et 14 kVeff. Cependant, à partir de 21kVeff, nous constatons une forte diminution de l'énergie du système.

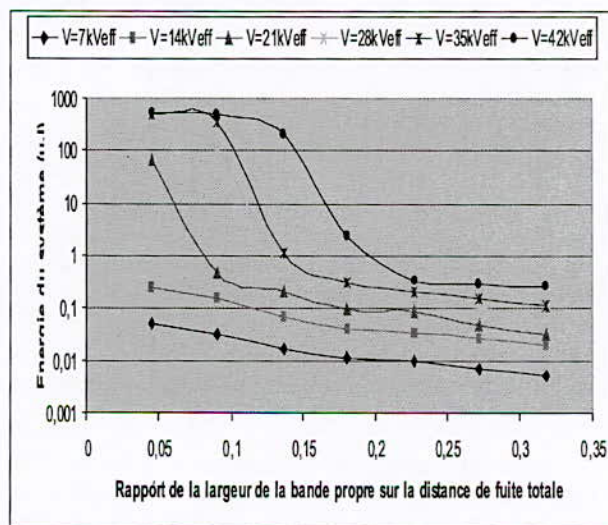


Fig. 12. Energie du système en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale

La caractéristique présentée à la Fig. 13 montre l'évolution de l'énergie en fonction de la tension appliquée, pour les différentes largeurs de bandes sèches. Nous remarquons que l'augmentation de la tension appliquée engendre la croissance de l'énergie. Ceci est dû à l'augmentation de la quantité de charge générée sur la surface du plan entre les deux électrodes.

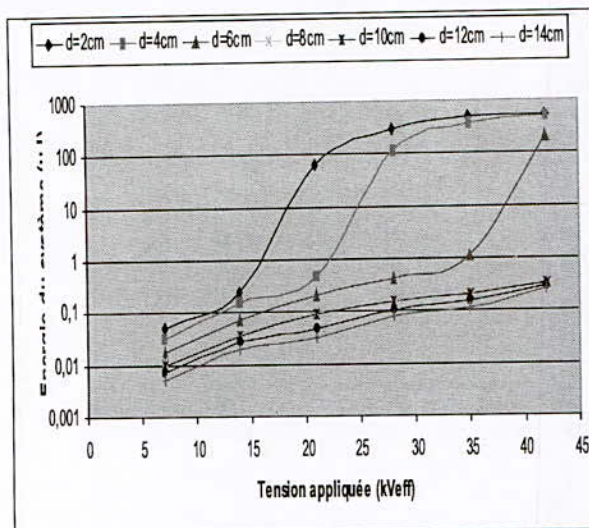


Fig. 13. Energie du système en fonction de la tension appliquée

#### IV. CONCLUSION

Il ressort des différents résultats expérimentaux recueillis, les principales conclusions suivantes :

La tenue diélectrique de notre système est corrélée à la configuration de pollution de la surface isolante, plus explicitement, la largeur de la bande propre a un impact majeur sur la tension de contournement du modèle de l'isolateur.

Le courant de fuite ainsi que la charge électrique diminuent d'une façon non linéaire en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale. Cependant, ces deux grandeurs augmentent en fonction de la tension appliquée. Ceci peut s'expliquer par la corrélation existante entre la largeur de la bande propre, le niveau de tension appliqué et l'intensité du champ électrique local aux bornes de la bande sèche.

L'impédance équivalente vue des électrodes est d'autant plus importante que la largeur de la bande propre est élevée. Par ailleurs, La diminution de l'impédance en fonction de la tension confirme le changement de l'état de surface de l'isolateur. Il s'agit de l'apparition des décharges parallèles au niveau de la bande propre. Ces décharges, visualisées à travers une caméra numérique, qui court-circuitent la bande sèche et se développent sur la surface du modèle diminuent l'impédance équivalente du système.

Les énergies mises en jeu diminuent en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale. Cependant, elles augmentent en fonction de la tension appliquée. Ceci est dû à l'augmentation de la quantité de charge générée entre les deux électrodes.

#### REFERENCES

- [1] S. Venkataraman and R. S. Gorur "Prediction of Flashover Voltage of Non-ceramic Insulators Under Contaminated Conditions" IEEE Trans on Dielec and Elect Insul; Vol 13, No. 4; August 2006; pp 862-869.
- [2] E. Mboungou, C. Mavon, J.-M. Friedt, C. Bergeon and M. Fromm "Impact of Water Content on the Electrical Behavior of Epoxy Insulators" IEEE Trans on Dielec and Elect Insul; Vol 15, No. 2; April 2008; pp311-318.
- [3] Yunpeng Liu, Song Gao, Daochun Huang, Tao Yao, Xiong Wu, Yi Hu and Wei Cai "Icing Flashover Characteristics and Discharge Process of 500 kV AC Transmission Line Suspension Insulator Strings" IEEE Trans on Dielec and Elect Insul Vol 17, No. 2; April 2010; pp 434-442.
- [4] Yong Liu and B. X. Du "Recurrent Plot Analysis of Leakage Current on Flashover Performance of Rime-iced Composite Insulator" IEEE Trans on Dielec and Elect Insul; Vol 17, No. 2; April 2010; pp 465-472.
- [5] M. A. Douar, A. Mekhaldi and M. C. Bouzidi "Flashover Process and Frequency Analysis of the Leakage Current on Insulator Model under non-Uniform Pollution Conditions" IEEE Trans on Dielec and Elect Insul Vol. 17, No. 4, pp 1284-1297; August 2010.
- [6] M. A. Douar, A. Mekhaldi and M. C. Bouzidi "Welch Periodogram Analysis of the Leakage Current on Insulator Model under Wetted Contaminated Conditions for Flashover Prediction" The 15th IEEE Mediterranean Electrotechnical Conference, Valletta, Malta from 26-28 April 2010; pp 1636-1641.
- [7] B. X. Du, Yong Liu, H. J. Liu "Recurrent Plot Analysis of Leakage Current for Monitoring Outdoor Insulator Performance" IEEE Trans on Dielec and Elect Insul ; Vol. 16, No. 1; February 2009; pp 139-146.
- [8] IEC 60-1 "International Standard" second edition 1989-11.
- [9] Xingliang Jiang, Jihe Yuan, Zhijin Zhang, Jianlin Hu and Lichun Shu "Study on Pollution Flashover Performance of Short Samples of Composite Insulators Intended for  $\pm 800$  kV UHV DC" IEEE Trans on Dielec and Elect Insul Vol. 14, No. 5; October 2007; pp 1192-1200.
- [10] M.Teguar, « Modélisation d'isolateurs pollués soumis à divers paramètres électro géométriques » thèse de doctorat d'état à l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, Avril 2003.

# Comparaison des Performances d'un Isolateur Haute Tension Soumis aux Conditions de Pollution Artificielle

B. Moula, A. Mekhaldi et M. Tegar

Laboratoire de Recherche en Electrotechnique, Laboratoire de Haute Tension  
Département de Génie Electrique  
Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (ENP), Algeria  
10 Avenue Hassen Badi, B.P. 182, El-Harrach, Alger, Algeria

## Résumé

Dans le présent travail, l'étude de la pollution discontinue est effectuée sous tension alternative 50 Hz sur un modèle plan qui simule l'isolateur standard PSV 120B. Pour cela, plusieurs essais en pollution non-uniforme sont accomplis au laboratoire de haute tension de L'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger. En effet, nous avons établi une étude expérimentale comparative entre les performances de l'isolateur. L'étude sert à évaluer puis comparer les performances de l'isolateur quand une bande propre de largeurs distinctes est située du côté électrode haute tension ou quand celle-ci est placée du côté électrode terre. Les paramètres électriques comparés sont la tension de contournement, le courant de fuite et la charge électrique. Les résultats d'essais montrent que la largeur de la bande propre a un rôle significatif sur la tension de contournement, cependant la position de cette bande sèche n'a pratiquement pas d'influence. L'écart type maximum entre les deux configurations est de 4%, celui-ci est obtenu pour une largeur de bande propre de 12 cm. Les amplitudes du courant de fuite ainsi que la quantité de charge générée entre les électrodes sont pratiquement égales pour les deux cas de position de la bande propre (côté HT et côté BT). L'étude expérimentale présentée dans ce papier nous a permis de distinguer les différentes phases de développement d'une décharge électrique. L'existence et les caractéristiques de ces étapes dépendent notamment de la configuration de pollution de la surface isolante ainsi que le niveau de tension appliquée.

**Mots clés** — Tension de contournement, courant de fuite, charge électrique, pollution non uniforme, modèle plan.

## Abstract

In this work, the discontinuous pollution study is carried out under alternating voltage 50 Hz on a plane model which simulates standard insulator PSV 120B. For that, several tests in non-uniform pollution are accomplished at the high voltage laboratory of the Polytechnic National School of Algiers. Indeed, we draw up a comparative experimental study. This study is devoted to evaluate then to compare the insulator performances when a clean band of distinct widths is located side high voltage electrode or when this one is placed side ground electrode. The compared electric parameters are the flashover voltage, the leakage current and the electric charge. The test results show that the clean band width has a significant role on the flashover voltage, however the position of this dry band practically does not have an influence. The maximum standard deviation between the two configurations is 4%, this one is obtained for a clean band

width of 12 cm. The amplitudes of the leakage current as well as the quantity of charge generated between the electrodes are practically equal for the two cases of clean band position (HV electrode side and ground electrode side). The experimental study presented in this paper enabled us to distinguish the various phase's development of an electric discharge. The existence and the characteristics of these stages depend in particular on the pollution configuration of insulating surface and the applied voltage level.

**Key words** — flashover voltage, leakage current, electric charge, non-uniform pollution, plane model.

## I. INTRODUCTION

LES isolateurs des lignes et des postes du réseau de transport d'énergie électrique sont le siège de dépôts de pollution. Le type de pollution est très variable et dépend en grande partie de la localisation géographique de l'isolateur : des poussières et des particules solides (conductrices ou non) pour les régions industrielles, le pollen et les poussières d'engrais pour les régions agricoles [1]. Pour les régions urbaines ce sont les appareils de chauffage des habitations et les véhicules automobiles qui engendrent la pollution et pour les régions côtières ce sont principalement les embruns marins qui couvrent les isolateurs. Aucune région n'est donc exempte de pollution. Comme on le voit, la nature et les caractéristiques des agents contaminants sont très variées. Généralement ils ne provoquent pas de dégradations de la rigidité diélectrique lorsqu'ils sont secs, cependant, l'humidification d'un dépôt solide, quelle que soit sa nature, accumulé progressivement à la surface des isolateurs provoque la formation d'une couche électrolytique caractéristique du phénomène de pollution [2]. Lorsqu'il y a une humidification naturelle de la pollution par la pluie, le brouillard ou la rosée, il y a formation d'un film électriquement conducteur, qui permet la circulation d'un courant de fuite. Un nombre considérable de travaux, aussi bien théoriques qu'expérimentaux, ont été consacrés à l'étude et l'analyse de ce courant, dont nous citons quelques uns [1, 3-6]. Des assèchements locaux de la couche de pollution apparaissent suite à ce passage de courant. Lorsqu'une zone sèche apparaît, la tension initialement appliquée aux bornes de l'isolateur se trouve donc reportée aux extrémités de celle-ci. La répartition de potentiel à la surface de l'isolateur est

fortement modifiée et des arcs locaux sont susceptibles de s'amorcer. Ces arcs peuvent s'allonger jusqu'au contournement de l'isolateur, ce qui entraîne un court-circuit et une interruption du transport d'énergie électrique. En outre, les amorçages d'arcs peuvent engendrer des dégradations de l'isolateur. En face des difficultés causées par la pollution, plusieurs méthodes de lutte sont utilisées : le lavage ou le graissage des isolateurs, par exemple. Cependant ces opérations sont coûteuses. Par conséquent, la meilleure solution consiste à déterminer un isolement qui permet d'éviter les contournements. Le présent travail consiste à mettre en évidence l'impact de la pollution discontinue sur le comportement de surfaces isolantes. En effet, nous avons établi une étude expérimentale comparative entre les performances d'un isolateur plan simulant l'isolateur standard PSV 120B. L'étude sert à évaluer puis comparer les performances de l'isolateur quand une bande propre de diverses largeurs est située du côté haute tension ou quand celle-ci est placée du côté électrode terre. Les paramètres électriques comparés sont la tension de contournement, le courant de fuite et la charge électrique. Les essais du laboratoire sont réalisés sur un système d'électrodes plan-plan, auquel une contrainte alternative de fréquence industrielle (50 Hz) est appliquée.

## II. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

### II.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le circuit d'essais du laboratoire de haute tension de l'Ecole Nationale Polytechnique comprend une station d'essai à fréquence industrielle (50 Hz) de marque HAEFELY, un modèle expérimental (objet d'essai), un oscilloscope numérique « TEKTRONIX » de bande passante 500 MHz permettant l'acquisition simultanée des signaux du courant de fuite et de la tension appliquée de notre modèle. Une caméra numérique SONY DCR-SR45 pour suivre l'évolution des décharges parallèles en fonction de la tension appliquée et de l'état de surface du modèle (Fig. 1). La station contient un transformateur d'essais haute tension: 50 kVA/300 kV, Un diviseur de tension capacitif qui est relié au secondaire du transformateur d'essais pour réduire la tension aux bornes du voltmètre d'un rapport de 1/1000, un pupitre de commande et un dispositif de protection.

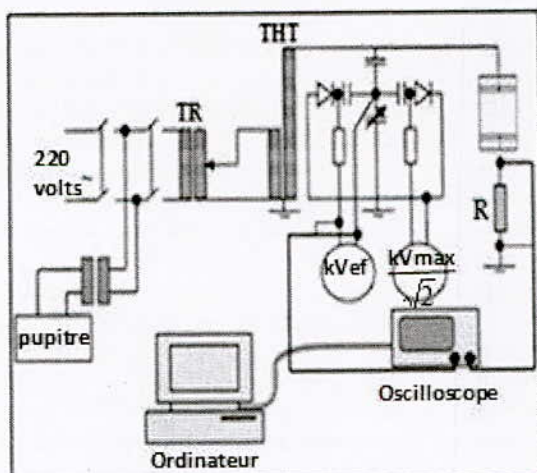


Fig. 1. Dispositif expérimental

### II.2 OBJET D'ESSAIS

Un modèle plan simulant l'isolateur standard PSV 120B est utilisé, les principales dimensions, paramètres et configuration de l'isolateur réel sont montrées dans le tableau.1 et la fig.2, dans lesquels H est la hauteur de la configuration, D est le diamètre du disque, L est la distance de fuite de l'isolateur.

Table 1. Dimensions de l'isolateur standard PSV 120B

Principales dimensions et paramètres	
Nom	Isolateur standard PSV 120B
Diamètre D( mm)	270
Hauteur H (mm)	127
Distance de fuite L (mm)	440

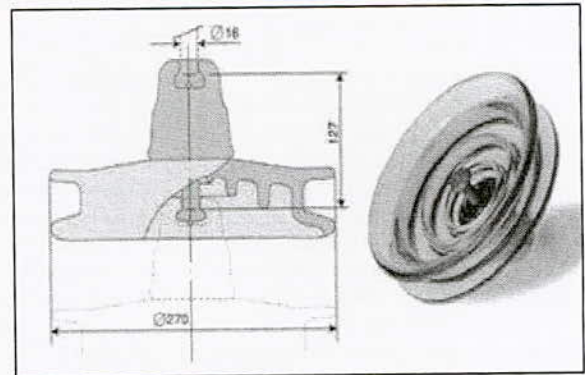


Fig.2. Profil de l'isolateur standard PSV 120B

Les essais sont effectués sur un modèle plan simulant l'isolateur standard PSV 120B (Fig. 3). Ce modèle de laboratoire est en verre de dimensions (500x500x5 mm<sup>3</sup>). Celui-ci est élevé à une hauteur de 175 cm afin de limiter l'effet des capacités parasites qui peuvent altérer la mesure de la tension appliquée, du courant de fuite et de la charge électrique. Deux électrodes posées sur deux bandes conductrices en aluminium (500 x 30 mm<sup>2</sup>) sont reliées aux bornes haute tension et terre. La distance entre les deux bandes représente la ligne de fuite de l'isolateur réel.

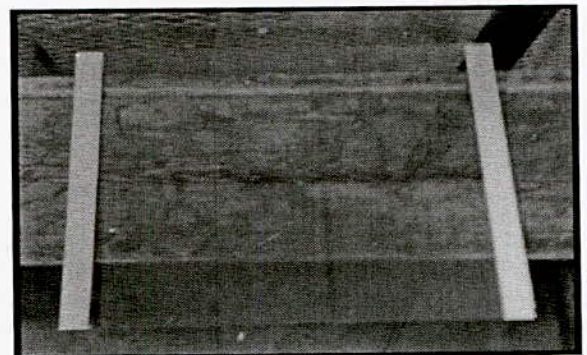


Fig.3. Profil du modèle plan étudié

Le nettoyage du plan est tout d'abord fait avec de l'eau du robinet ; puis il est séché avec des serviettes en papier pour éliminer le maximum d'impuretés déposées. Un deuxième nettoyage est effectué à l'aide d'un coton imbibé d'alcool chirurgical à 70° afin d'assurer une propreté quasi-totale du modèle.

## II.3 LA POLLUTION ARTIFICIELLE

L'humidification de la surface du modèle par une solution de conductivité donnée, est obtenue par pulvérisation. Cette solution constituée par du kaolin, NaCl et eau distillée est préparée selon les recommandations de la CEI 60-1[7], concernant les couches solides de pollution. La solution polluante est obtenue en remuant 10 g de kaolin dans un litre d'eau distillée, une quantité adéquate de NaCl est ajoutée à la solution pour obtenir une densité du dépôt de sel équivalente égale à 1.2 mS/cm. La surface isolante est pulvérisée partiellement dans le but d'avoir les différentes configurations de pollution non uniforme. Pour cela, l'humidification de la surface est faite en cachant l'extrémité qu'on veut garder sèche avec du nylon. La bande en nylon est placée du côté de l'électrode haute tension puis du côté électrode terre. Afin de déterminer l'influence de la pollution non uniforme sur le comportement du modèle plan du laboratoire, les essais sont effectués en variant la largeur de la couche propre d'une façon régulière, par pas de 2 cm. Les couches propres ont des largeurs d'égaux à 2, 4, 6, 8, 10, 12 et 14 cm.

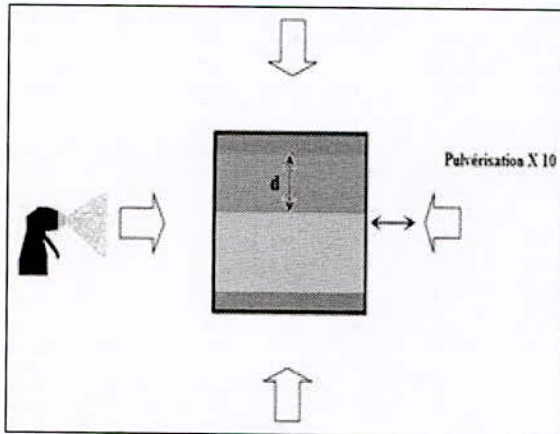


Fig.4. Méthode de pulvérisation

## II.4 MESURE DU COURANT DE FUITE

La mesure du courant est effectuée par l'intermédiaire d'un signal récupéré aux bornes d'un shunt inséré en série avec l'objet d'essai et le retour de terre. L'onde est reportée à l'aide d'un câble coaxial, permettant la visualisation de la tension (image du courant) sur un oscilloscope numérique (TEKTRONIX TDS 5052B) dont la fréquence d'échantillonnage est réglée à 100 kHz. La procédure adoptée pour la mesure de la charge est la même que celle de la mesure du courant sauf que cette fois-ci, le shunt est remplacé par une capacité.

## III. RESULTATS ET DISCUSSIONS

## III.1 TENSION DE CONTOURNEMENT

La présente partie est consacrée à l'étude de l'influence de la largeur et de la position de la couche propre sur la tension de contournement de l'isolateur afin d'établir l'impact de la pollution discontinue sur les performances diélectriques de la surface isolante. La (Fig.9) présente la variation de la tension de contournement en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale pour les deux cas de positions de la couche propre (côté HT,

côté terre). Nous remarquons dans les deux cas de figures, que la tension de contournement augmente pour atteindre un certain sommet puis diminue. Ce résultat correspond aux résultats d'investigations d'autres chercheurs [8]. Les sommets atteints, quand la bande propre est située du côté de l'électrode HT ou du côté de l'électrode terre correspondent à un rapport identique qui est de 10%, cette variation est due probablement au type de contournement adopté par les décharges parallèles. Un caméscope numérique est utilisé pour suivre l'évolution des décharges parallèles en fonction de la tension appliquée ainsi que la largeur et la position de la bande sèche. Une analyse attentive de ces vidéos nous a permis de tirer ceci :

a) Pour les distances de 2 et 4cm où nous avons l'augmentation de la tension, le contournement passe par les étapes suivantes :

- apparition d'un nombre important de décharges parallèles du côté de l'électrode HT ainsi que du côté électrode terre, ces dernières sont moins intenses que celles du côté de l'électrode HT. Nous constatons également des décharges superficielles sur toute la surface du modèle (Fig. 5).

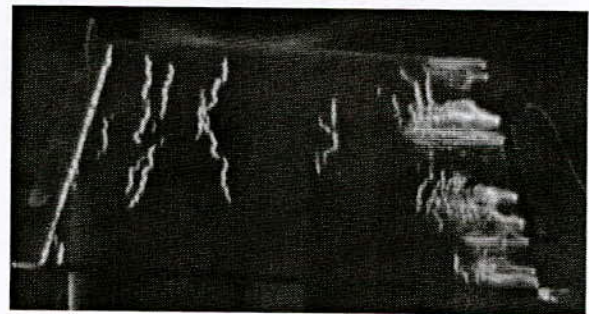


Fig.5. Apparition d'un nombre important de décharges parallèles aux côtés des deux électrodes HT et terre

- diminution du nombre de décharges parallèles du côté HT, laissant une seule décharge plus rigoureuse et lumineuse se propager vers l'électrode terre. Le développement de cette décharge engendre le contournement final (Fig. 6).

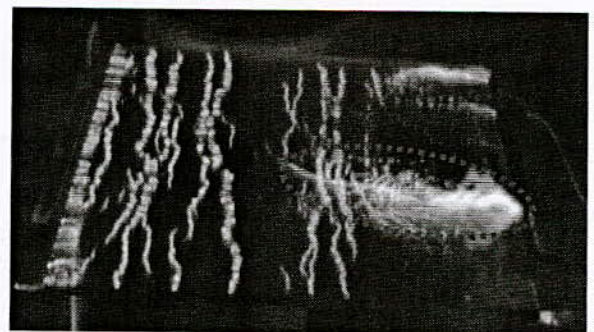


Fig.6. Diminution du nombre de décharges parallèles du côté de l'électrode haute tension

- les premiers filaments situés à la tête de la décharge principale touchent ces décharges parallèles concentrées au niveau de l'électrode terre, et on assiste à un véritable amorçage en ra-fales.

- peu après, à partir de l'instant où le saut final débutera, la décharge devient certaine et un arc électrique se forme entre les deux électrodes (fig. 7).

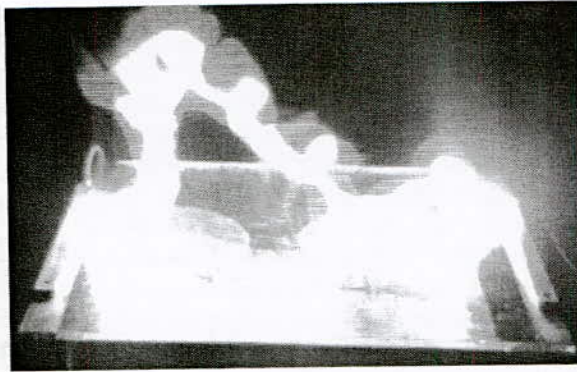


Fig.7. Contournement final entre les électrodes

b) pour des distances allant de 6cm jusqu'à 12cm, la décharge principale qui court-circuite la bande propre apparaît instantanément, accompagnée de quelques décharges parallèles. A partir de ce moment, les phases ultérieures sont identiques au cas précédent. Alors, nous pouvons conclure dans ce cas que la première phase du cas précédent n'apparaît plus. Ce qui favorise les contournements pour des tensions plus faibles (fig. 8).

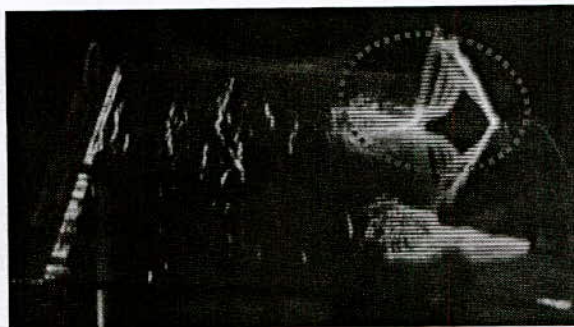


Fig.8. Apparition de la décharge principale d'une manière instantanée

c) pour 14cm, le contournement se fait d'une manière directe sans aucune manifestation lumineuse visible au préalable au niveau de la plaque.

D'après toutes ces constatations, nous pouvons conclure qu'à partir de 4cm, le contournement tend à être direct. Certaines étapes de la chaîne qui mène au contournement n'apparaissent plus, alors la tension de contournement diminue avec l'augmentation de la largeur de la bande propre.

Nous constatons également que la tension de contournement quand la bande propre est du côté de l'électrode terre est un peu élevée par rapport au cas où celle-ci est située du côté de l'électrode HT. Ce dernier cas est moins rigide que le premier. L'écart type maximum entre les deux configurations est de 4%, celui-ci est obtenu pour une largeur de bande propre de 12 cm.

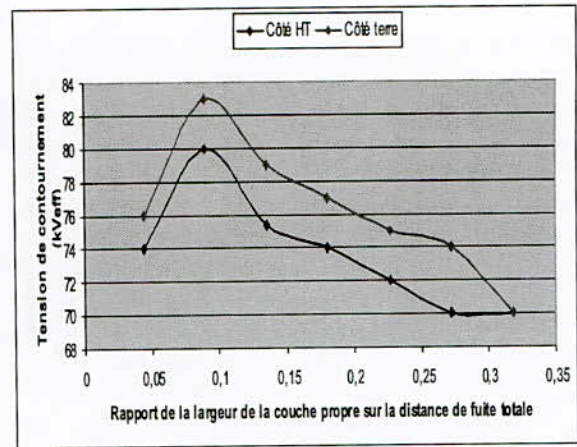


Fig.9. Tension de contournement en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale pour les deux configurations

### III.2 COURANT DE FUITE

Les caractéristiques représentées dans la (Fig.10) indiquent l'évolution du courant de fuite en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale.

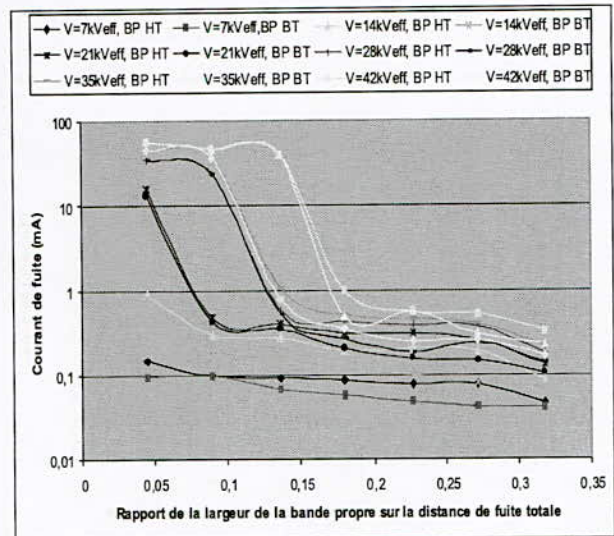


Fig. 10. Courant de fuite en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale pour les deux configurations

Ces caractéristiques (Fig. 10) montrent les résultats expérimentaux d'une étude comparative entre les amplitudes du courant de fuite quand la bande propre est du côté de l'électrode HT et quand celle-ci est située du côté de l'électrode terre.

Les résultats obtenus montrent que le courant de fuite diminue d'une façon non linéaire en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale dans les deux cas de position de la bande propre. Nous remarquons également que pour les grands paliers de tensions, à savoir supérieurs à 21 kVeff, la diminution du courant est accentuée, ceci est due éventuellement à la répartition du champ électrique sur la surface isolante. Pour des rapports faibles, correspondants à des largeurs de bande propre de 2, 4 et 6cm et pour des tensions supérieures à 21kVeff, l'intensité du champ électrique est assez élevée au niveau de la couche sèche car une partie importante de la tension appliquée se trouve alors

reportée sur cette bande sèche, sur laquelle un nombre important de décharges parallèles prend naissance, ce qui fait augmenter précipitamment le courant de fuite. Pour des rapports correspondants à des largeurs de bandes propres de 8, 10, 12 et 14 cm, nous avons l'absence totale des décharges parallèles quelque soit la tension appliquée ce qui diminue brusquement l'intensité du courant de fuite. Pour des tensions appliquées de 7 et 14 kVeff et quelle que soit la largeur de la bande propre, l'intensité du champ électrique au niveau de la bande sèche ainsi que sur la surface polluée est insuffisante pour générer des décharges parallèles, dans ce cas, nous constatons une faible diminution du courant de fuite. Par ailleurs, nous constatons que quelque soit le rapport de la bande propre sur la distance de fuite totale et pour les différents paliers de tensions appliquées, la valeur du courant de fuite est presque identique dans le cas où la bande propre est du côté de l'électrode HT ou du côté de l'électrode terre. Quand la bande propre est située du côté de l'électrode HT, la valeur du courant de fuite est un peu plus élevée par rapport au cas où celle-ci est située du côté électrode terre. Ce phénomène peut s'expliquer par la répartition du champ électrique qui est pratiquement la même dans les deux cas.

### III.3 CHARGE ELECTRIQUE

Les résultats représentés sur la (Fig. 11) montrent l'évolution de la charge électrique cumulée en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale. Il ressort de ces résultats expérimentaux que l'évolution de la charge électrique suit pratiquement celle du courant de fuite pour les différents paliers de tensions appliquées. Par ailleurs, nous constatons également que la quantité de charge générée entre les électrodes est presque égale pour les deux cas de position de la bande propre.

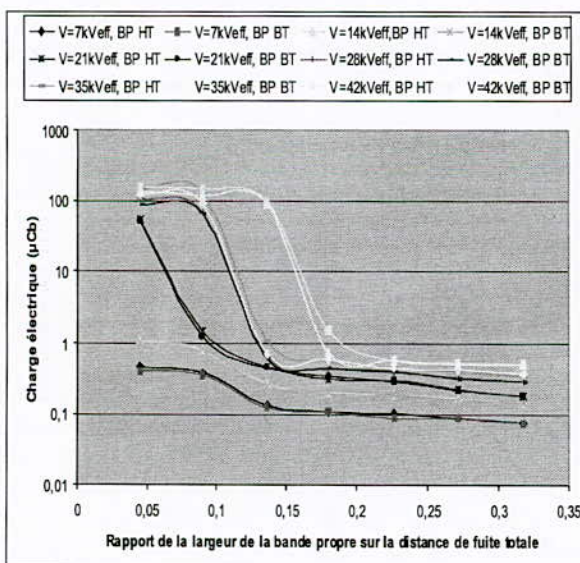


Fig. 11. Charge cumulée en fonction du rapport de la largeur de la bande propre sur la distance de fuite totale pour les deux configurations

### IV CONCLUSION

Notre étude expérimentale présentée dans ce papier nous a permis de distinguer les différentes phases de développement d'une décharge électrique dans des conditions de pollution non uniformes. La

visualisation du comportement des décharges parallèles sert en particulier d'approfondir la compréhension des mécanismes conduisant aux contournements. L'existence et les caractéristiques des décharges parallèles dépendent notamment de la configuration de pollution de la surface isolante ainsi que le niveau de tension appliquée. La largeur de la bande propre a un rôle significatif sur la tension de contournement. Cependant la position de cette bande sèche n'a pratiquement pas d'influence sur la tension de contournement. L'écart type maximum entre les deux configurations est de 4%, celui-ci est obtenu pour une largeur de bande propre de 12 cm. Les résultats d'essais montrent que l'amplitude du courant de fuite ainsi que la quantité de charge générée entre les électrodes sont pratiquement égaux pour les deux cas de position de la bande propre (côté HT et côté BT). Ceci est due probablement à la répartition du champ électrique qui est presque identique dans le cas où la bande propre est située du côté électrode HT ou du côté électrode terre.

### REFERENCES

- [1] S. Chandrasekar, C. Kalkivanan, Andrea Cavallini and Gian Carlo Montanari, "Investigations on Leakage Current and Phase Angle Characteristics of Porcelain and Polymeric Insulator under Contaminated Conditions" IEEE Trans on Dielec and Elect Insul Vol. 16, No. 2; April 2009; pp574-583.
- [2] Georges Le ROY, Claude Gary "les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions" Editions Eyrolles ; 1984
- [3] Jingyan Li, Wenxia Sima, Caixin Sun, and Stephen A. Sebo "Use of Leakage Currents of Insulators to Determine the Stage Characteristics of the Flashover Process and Contamination Level Prediction" IEEE Trans on Dielec and Elect Insul; Vol. 17, No. 2; April 2010; pp 490-501.
- [4] M. A. Douar, A. Mekhaki and M. C. Bouzidi "Discrete Wavelet Transform Analysis under Non Uniform Contaminated Conditions for Pollution Severity Estimating" IEEE International Conference on Solid Dielectrics, Potsdam, Germany, July 4-9, 2010; pp 1-4.
- [5] Xingliang Jiang, Yan Shi, Caixin Sun and Zhijing Zhang "Evaluating the Safety Condition of Porcelain Insulators by the Time and Frequency Characteristics of LC Based on Artificial Pollution Tests" IEEE Trans on Dielec and Elect Insul ; Vol. 17, No. 2; April 2010; pp481-489.
- [6] Hadi Hosseini Kordkheili Hassan Abravesh, Mehdi Tabasi, Marzieh Dakhem and Mohammad Mehdi Abravesh "Determining the Probability of Flashover Occurrence in Composite Insulators by Using Leakage Current Harmonic Components" IEEE Trans on Dielec and Elect Insul ; Vol. 17, No. 2; April 2010; pp 502-512.
- [7] IEC 60-1 "International Standard" second edition 1989-11.
- [8] Xingliang Jiang, Jihe Yuan, Zhijin Zhang, Jianlin Hu and Lichun Shu "Study on Pollution Flashover Performance of Short Samples of Composite Insulators Intended for ±800 kV UHV DC" IEEE Trans on Dielec and Elect Insul Vol. 14, No. 5; October 2007; pp 1192-1200.

# Etude Expérimentale de La Décharge Couronne Bipolaire

M.AISSOU, A.LAIFA OUI et Y.ZEBBOUDJ.  
L.G.E.B, Université de Bejaia, Algérie.  
aissoumas@yahoo.fr

**Abstract** - This paper is aimed at the analysis of bipolar corona associated with the ionized field around high voltage bipolar direct current (HVDC) transmission line conductor. The finite element method (FEM) is used to solve the Poisson's equation and a modified method of characteristics is used to satisfy the current continuity condition. The two methods are repeated iteratively to get a self consistent solution of the describing equations. The effectiveness of this approach is tested by comparing the computed results with previously experimental and calculated values. The agreement with experimental results is found to be satisfactory.

**Mots clés**— Lignes de transmission à CCHT, Méthode des éléments finis, Décharge couronne, Sonde polarisée.

## 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 [1].

Nous allons présenter dans cette partie une étude expérimentale de la mesure du champ électrique lors de la décharge couronne continue bipolaire en géométrie 2 fils-plan. Notre étude consiste, dans un premier temps, à relever la caractéristique courant-tension à l'aide d'un enregistreur. La sonde circulaire de Tassicker, disponible au Laboratoire de

Génie Electrique de l'Université A.Mira de Béjaïa, nous permet, dans un second temps, de mesurer le champ à la surface du plan mis à la terre. Pour cela, nous mesurons le courant de décharge tout en déplaçant les électrodes actives par rapport au centre de la sonde et ce pour plusieurs niveaux de tension.

## II. EXPERIMENTAL

### A. Description du dispositif expérimental (Sonde polarisée circulaire) :

Tassicker [2] a développé en 1974 un modèle théorique sur la sonde polarisée circulaire. L'auteur considère un plan circulaire (A) de rayon  $R_a$  centré au milieu d'une électrode (B) de rayon intérieur et extérieur respectivement  $R_a$  et  $R_b$ . Les surfaces  $S_A$  et  $S_B$  des deux parties de la sonde sont au même niveau et forment un intervalle d'air de largeur  $g = R_b - R_a$ .

Un prototype de sonde circulaire a été réalisé au laboratoire de génie électrique de l'université A.Mira de Bejaia. La sonde est constituée d'un collecteur (A) de forme circulaire, logé dans une plaque de polarisation (B) formant avec elle un intervalle d'air de largeur  $g$  et le tout est incorporé dans un même niveau de surface. Figure 1.

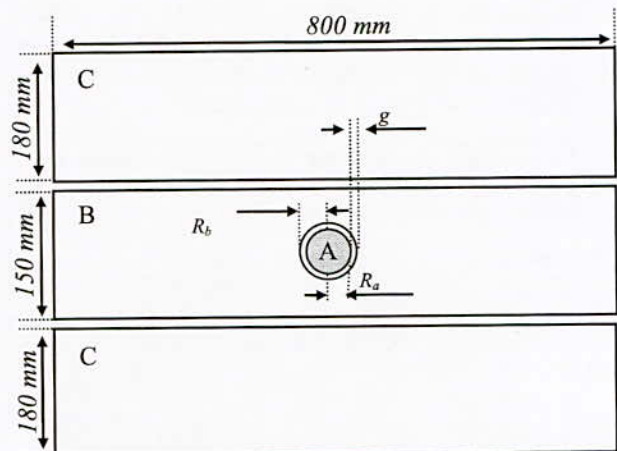


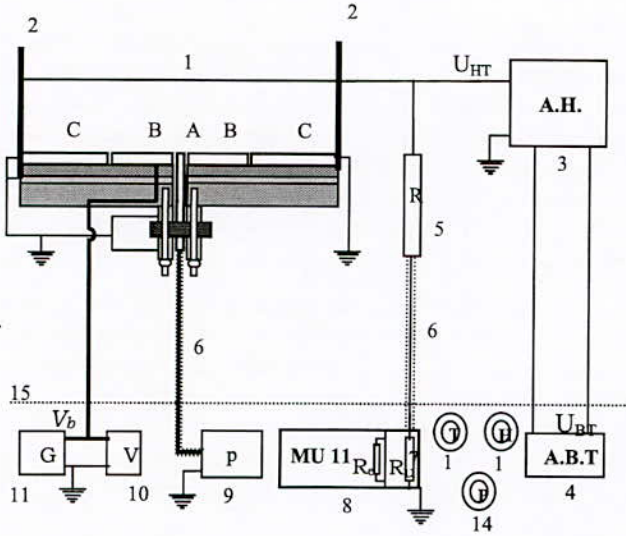
Fig.1 Vue de dessus de la sonde

La figure.2 montre l'ensemble du dispositif expérimental. Le système d'électrodes et les éléments mis sous haute tension sont séparés par une grille de protection(15) du manipulateur et des autres appareils de mesure basse tension.

Les électrodes actives (1) sont tendues par des supports isolants en plexiglas (2), elles sont reliées à l'installation haute tension continue (3). Le collecteur (A) de la sonde est connecté au picoampèremètre(9) pour la mesure du courant de décharge. La plaque de polarisation (B) est reliée à une alimentation continue basse tension (11) aux bornes de laquelle est connecté un voltmètre numérique (10) pour mesurer la tension de polarisation  $V_b$  délivrée. Nous disposons



d'un thermomètre à mercure (12), d'un hygromètre à cheveux (12) et d'un baromètre à mercure (14) pour mesurer les paramètres physiques de l'air ambiant.

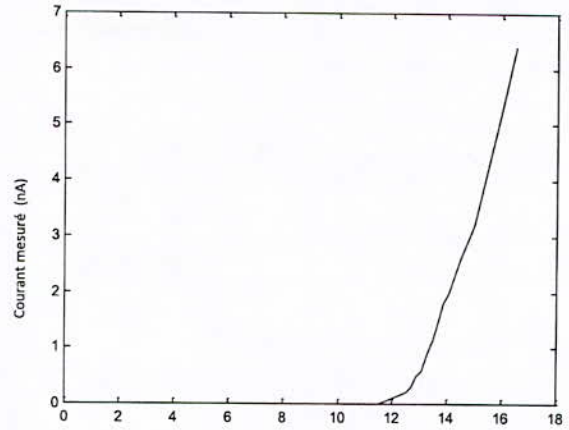


**Fig.2** Dispositif expérimental. A : Collecteur de courant, B : Plan de polarisation, C : Plans de garde, 1 : Electrodes actives, 2 : Supports du système d'électrodes, 3 : Alimentation haute tension, 4 : Alimentation basse tension, 8 : Voltmètre de crête (MU11), 9 : Picoampèremètre, 10 : Multimètre numérique, 11 : Alimentation basse tension  $\pm 250$  V, 12 : Thermomètre à mercure, 13 : Hygromètre à cheveux, 14 : Baromètre à mercure

*B. Caractéristique courant-tension relevée*

Avant de commencer les essais de mesures du champ électrique, nous avons relevé la caractéristique  $I(V)$ . En effet, cette dernière a son importance en ce sens qu'elle nous permet de déterminer la tension seuil d'apparition de l'effet couronne.

Dés lors, nous pouvons fixer les niveaux de tension à appliquer aux électrodes actives afin de mesurer le champ. La figure.3 illustre la caractéristique courant-tension pour la configuration expérimentée (2 fils-plan). Les électrodes actives, chacune d'un diamètre  $R$ , sont distantes de  $D$ . Aux très faibles courants, près du seuil, nous constatons que la caractéristique est pratiquement constante. Ce résultat est similaire à celui trouvé par d'autres auteurs avec d'autres configurations d'électrodes [3].



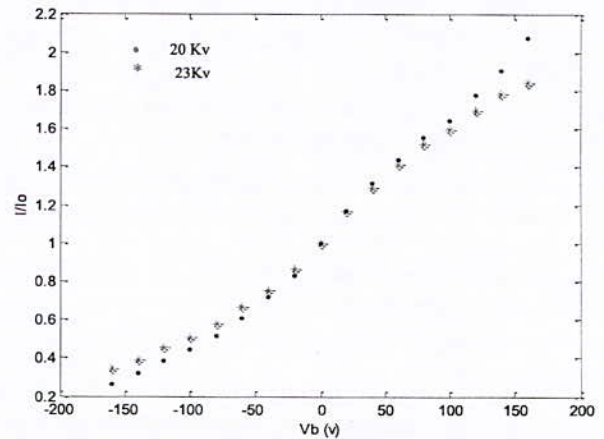
**Fig.3** Caractéristique courant-tension relevée à l'aide de l'enregistreur (X-Y).

*Vérification expérimentale des fonctions de la sonde*

Pour mettre en évidence les fonctions de la sonde, nous disposons comme électrodes actives de deux fils de 0.4 mm de diamètres. Nous avons effectué les mesures du courant  $I$  collecté par le collecteur (A) en fonction de la tension de polarisation  $V_b$ , allant de  $-150$  à  $+150$  Volts, à tension  $U$  appliquée aux électrodes active constante.

A partir des résultats obtenus, nous avons déterminé le rapport des courants  $I$  et  $I_0$ , correspondant respectivement à  $V_b \neq 0$  et à  $V_b = 0$ , pour différentes tensions de polarisation. La caractéristique  $I/I_0 = f(V_b)$  est représentée sur la figure.4.

La mesure du rapport  $(I/I_0)$  nous permet d'évaluer le champ électrique  $E$  à la surface du plan par la détermination de la pente  $P_c$  de la caractéristique  $I/I_0 = f(V_b)$ . Nous constatons que la caractéristique est pratiquement linéaire aux faibles valeurs de  $V_b$ , puis dévie de la linéarité quand on augmente la polarisation. Ce résultat est similaire à ceux obtenus par d'autres auteurs [3, 4, 5].



**Fig.4** Caractéristique  $I/I_0$  en fonction de la tension de polarisation  $V_b$ .

III. MODELE NUMERIQUE

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

Equation de Poisson :

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

Equation de la densité du courant :

$$\vec{J}_{\pm} = k_{\pm} \rho_{\pm} \vec{E} \quad (2)$$

Equation de la continuité du courant :

$$\nabla \cdot \vec{J}_{\pm} = \pm R_i \rho_{\pm} / e \quad (3)$$

Equation reliant le potentiel et le champ électrique :

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

L'espace inter électrodes est rempli d'ions des deux polarités positive et négative tel que :  $\rho = \rho_+ - \rho_-$ , avec :  $\rho_+$  et  $\rho_-$  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 ;  $\epsilon_0$  : est la permittivité de l'air;  $R_i$  : est le coefficient de recombinaison des ions;  $J$  : est le vecteur de la densité du courant.  $\mu_+$  et  $\mu_-$  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.

#### A. 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 cm<sup>2</sup>/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 [8], 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 [9] :

- 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 mono polaire;
- 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

## IV. INTERPRETATION DES RESULTATS

L'étude expérimentale que nous avons développée nous a permis de constater que le champ électrique et la densité du courant ont un même profil au plan. La mesure du courant collecté par la sonde (A) est la base de l'étude expérimentale qui doit être menée avec un très grand soin. La précision des mesures dépend, d'une part, de l'état des électrodes (courbure et aspérité) et de la poussière environnante, et d'autre part de la position de la sonde (A) par rapport à l'électrode (B).

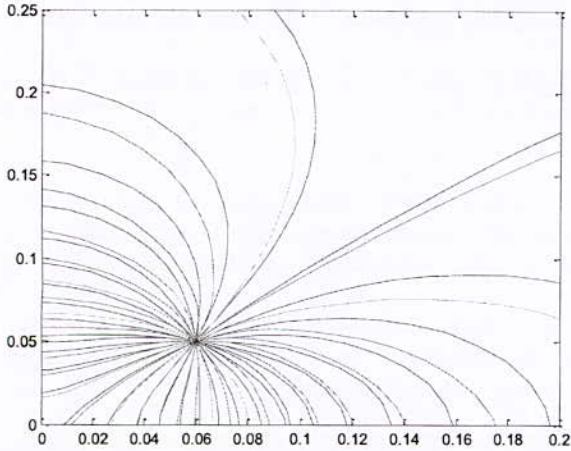
En comparant les résultats obtenus sur le demi-plan contenant le conducteur à couronne positive à ceux obtenus sur le demi-plan contenant le conducteur à couronne négative, nous avons remarqué que l'allure des courbes est pratiquement la même. Par contre, les valeurs du champ électrique et de la densité du courant au plan sont plus élevées dans la partie du plan contenant le conducteur à couronne négative.

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 génération d'autres maillages nous a permis de tracer les lignes de champ en présence de la densité de la charge d'espace ( $\rho$ ), figure (5). 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).

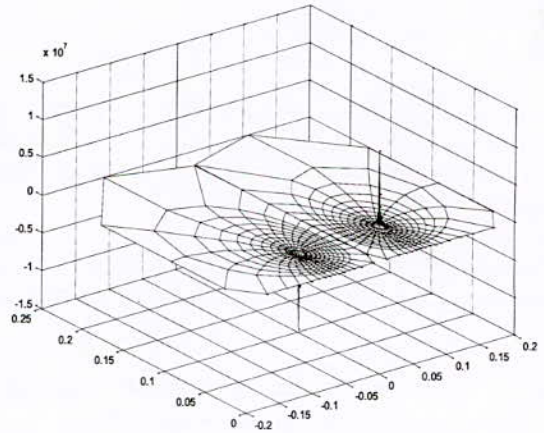
La charge d'espace affecte donc la direction des lignes de champ, ce qui met en doute l'hypothèse de Deutsch [8].

Les figures (6) – (7) 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 [11, 12, 13].

La figure (8) montre la distribution spatiale du champ électrique.



**Fig.5** Influence de la charge d'espace sur la distribution des lignes de champ, Lignes de champ poissonniennes (trait discontinu), Lignes de champ laplaciennes (trait continu).



**Fig.8** Distribution spatiale du champ électrique.

V. CONCLUSION

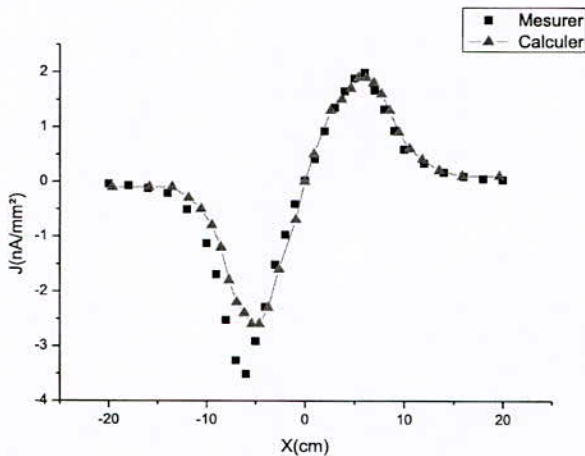
Dans ce travail, nous avons développé une nouvelle approche de la modélisation de la décharge couronne bipolaire. Cette nouvelle méthode basée sur une technique hybride FEM/ MOC (méthode des éléments finis combinée avec la méthode des caractéristiques) nous a permis de résoudre le système d'équations 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

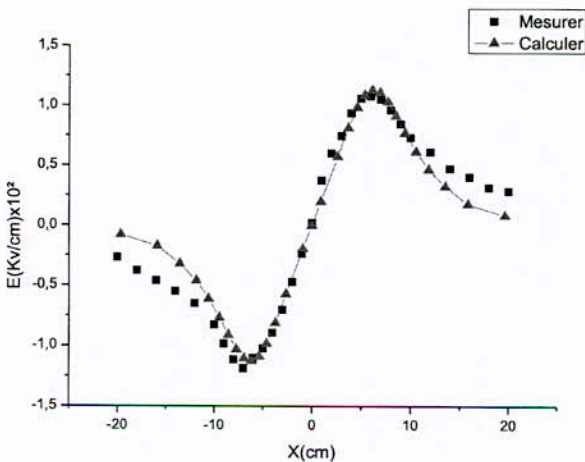
La seconde zone, dite zone de « dérive », occupe le reste de l'espace inter électrode où le champ électrique est faible.

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 mesurées et les valeurs calculées 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.



**Fig.6** Variation de la densité du courant au plan.



**Fig.7** Distribution du champ électrique sur le plan

## REFERENCES

- [1]: M.Aissou, H.Nouri, A.Laifaoui et Y.Zebboudj, «Modélisation de la décharge couronne bipolaire », NHT'2009 - 7<sup>ème</sup> Conférence Nationale sur la Haute Tension – Sidi Bel Abbés – 19 au 21 Avril 2009.
- [2]: O.J.Tassicker, 1974, Proc.IEE, vol.121, n°03, PP.213-220.
- [3]: Y.Zebboudj, thèse de doctorat, université de paris VI, 1988.
- [4]:Kasdi.A, « Etude de la décharge couronne bipolaire», thèse de doctorat, université A.Mira de Bejaia, 2009.
- [5]: Oussalah Naima, « Détermination de la distribution du champ et de la densité du courant lors de la décharge couronne mono polaire négative», mémoire de magister, université A.Mira de Bejaia, 2002.
- [6]: O.J.Tassicker, 1974, Proc.IEE, vol.121, n°03, PP.213-220.
- [7]: E.O.Selim, R.T.Waters.1980, IEEE Trans, vol.IA-16, n°03, pp.458-463
- [8]: W.Deutsch, Uber die dichtevertelung unipolar ionenstrome, Ann-Phys.Vol.5, 588-612, 1933.
- [9]: V.I.Popkvo.1949, «Electrichestvo», vol.1, PP.33-48.
- [10]: Y.Zebboudj, G.Hartmann, CNHT'1 Bejaia, Algérie, 1995.
- [11]: 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.
- [12]: M.Abdel-salam and Z.Al-hamouz,"Afinite element analysis of the bipolar ionized field", IEEE Trans.Ind.App, Vol.31, May/June 1995.
- [13]: Z.M.Al-hamouz,"Adaptive finite-element ballooning analysis of bipolar ionized fields", IEEE Trans.Ind.Appl.1995.
- [14]: K.Adamiak,"Adaptive approach to finite element modelling of corona fields", IEEE Trans.Ind.App.Vol.30, No.2, March/April 1994.
- [15]: 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.
- [16]: U.Corbellini and P.Pelachi,"Corona losses in HVDC bipolar lines", IEEE Trans.Power delivery, Vol.11, No.3, July 1996.
- [17]: Z.M.Al-hamouz,"Corona power loss computation in bundled bipolar conductors", IEEE Trans.Ind.App, 2000.
- [18]: Z.M.Al-hamouz,"Finite element analysis of corona in wire-duct electrostatic precipitators", IEEE Trans.Ind.App, 1999.
- [19]: 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.
- [20]: Gary B.Johnson, « Degree of corona saturation for HVDC transmission lines », IEEE transactions on power delivery, vol.5, N°2, April 1990.
- [21]: T.Keikko, J.Isokorpi, L.Korpinen, « Partical problems in calculating electric fields of transmission lines », IEE, High voltage Engineering symposium, 22-27, August 1999.

# Influence d'un écran isolant sur la rigidité diélectrique et le champ électrique d'un intervalle d'air pointe-plan sous tension alternative

S. Mouhoubi\* and A.Boubakeur\*\* and R. Boudissa\*\*\*

\*Laboratoire de Génie Electrique de Bejaia, Université A. Mira Bejaia Email: [ms8570@yahoo.com](mailto:ms8570@yahoo.com)

\*\* L.R.E- LHT Ecole Nationale Polytechnique, El-Harrach Alger Email: [aboubakeur@yahoo.com](mailto:aboubakeur@yahoo.com)

\*\*\* Laboratoire de Génie Electrique de Bejaia, Université A. Mira Bejaia. Email: [raboudissa@hotmail.com](mailto:raboudissa@hotmail.com)

**Abstract** – Dielectric interfaces can have a significant effect on the insulating performances of HV apparatus. This paper aims to study the influence of a dielectric barrier on the electric field and dielectric strength of rod-plane air gap in AC voltage. We achieved experiments with clean, polluted and metal barriers. In this paper we have studied the effect of barrier parameters such as width, position and centred hole. We have also considered the influence of pollution parameters: conductivity, barrier partially and completely polluted, humid and dry pollution. Our experimental studies revealed that the barriers contribute to considerably enhance the dielectric strength of the rod-plane arrangement, especially when the barrier touches the rod electrode, where the field is found to be reduced. The pollution increases the electric field particularly with humid pollution.

**Index terms** – barrier, electric field, dielectric strength, pollution

## I. INTRODUCTION

Le développement industriel exige de plus en plus une grande consommation d'énergie. Le recours, pour des raisons économiques, à des tensions de plus en plus élevées pour le transport d'une puissance électrique plus importante, nécessite des distances d'isollements dans l'air de plus en plus grandes.

Les décharges à barrière diélectrique (DBD) sont connues depuis plus d'un siècle. Le champ d'application des barrières est très large et touche à de nombreux domaines industriels, on trouve : les écrans isolants entre les contacts des disjoncteurs à gaz, les interrupteurs de HT, les bornes de traversées, les isolateurs, dans les transformateurs, les actionneurs...etc [1]. Ainsi l'introduction d'une barrière isolante modifie considérablement la tension disruptive aussi bien en milieu gazeux que liquide [2,5]. En effet la barrière améliore la rigidité diélectrique du système pointe-plan où elle joue le rôle d'obstacle géométrique. Le champ électrique subit une déformation en engendrant une nette augmentation de la tension disruptive du système.

Lorsque les barrières sont installées dans des sites où règne une pollution atmosphérique; à proximité des usines ou bien à un endroit exposé à des tempêtes de sable désertique, il se forme des dépôts de mélange de poussière et des sels minéraux. L'humidité de l'air environnant transforme les revêtements naturels, en couches conductrices. Ceci provoque une modification de la répartition de la tension dans l'intervalle pointe-barrière-plan, ce qui peut engendrer le développement des décharges électriques pouvant progresser jusqu'au contournement total de l'intervalle pointe-barrière-plan.

Notre travail est une contribution à l'étude de l'influence d'une barrière sur le champ électrique et la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air pointe-plan en tension alternative (50 Hz), en considérant les différents états de surface de la barrière: isolant, conducteur (barrière métallique, ainsi que l'état intermédiaire qui est la barrière polluée.

Dans notre étude, nous avons tenu compte de l'effet des paramètres suivants: position de la barrière, dimensions, état de surface et barrière perforée.

## II. PARTIE EXPERIMENTALE

Nous avons mené un travail expérimental qui consiste principalement en l'étude de l'influence des barrières sur deux paramètres de la décharge d'un intervalle d'air pointe-plan, la tension disruptive et le champ électrique.

La tension disruptive est mesurée à l'aide d'un diviseur de tension capacitif relié au secondaire d'un transformateur d'essai où on trouve les éléments suivants (fig.1) :

- 1 : Commande de l'alimentation du transformateur;
- 2 : Résistance haute tension de limitation de courant;
- 3 : Un diviseur de tension capacitif.
- 4 : Un voltmètre de crête AC/DC;
- 5 : Le système pointe-barrière-plan.

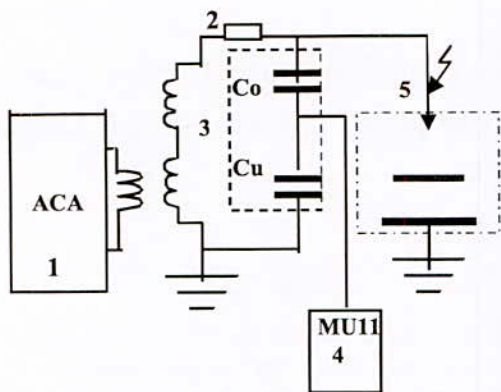


Fig.1 Dispositif expérimental de mesure de la tension disruptive en alternatif

L'électrode haute tension (pointe) est constituée d'un tube cylindrique, terminé par une pointe conique en bronze, ayant un angle de  $30^0$  dont l'extrémité est une surface hémisphérique de rayon de courbure 0.1mm. Le déplacement vertical et horizontal de la pointe est assuré par un guide. La distance inter électrodes 'd' est fixée à 5cm. La barrière isolante est en bakélite, suspendue par des fils en nylon. Quant à la barrière métallique, elle est de forme circulaire à bords arrondis (selon Rogowsky).

La mesure du champ électrique dans le cas du système pointe-barrière-plan a été effectuée à l'aide d'une sonde capacitive constituée d'un élément de surface S isolé du reste de l'électrode circulaire et d'un boîtier contenant le circuit d'alimentation et la carte de la sonde (Fig. 2).

L'étude de l'effet de la pollution sur les performances d'isolation de la barrière a été réalisée en appliquant une pollution artificielle, humide ou sèche, sur la surface de la barrière isolante.

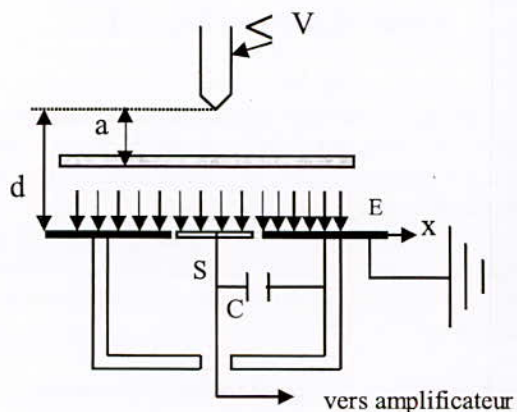


Fig.2: Schéma simplifié du système pointe-plan avec une sonde capacitive.

### III. RESULTATS

#### III.1 Tension disruptive

A la figure 3 sont représentées les courbes  $(U-U_{sb})/U_{sb} = f(a/d)$ , pour une épaisseur de la barrière  $e= 2.1$  mm, avec U et  $U_{sb}$  respectivement les tensions disruptives avec et sans barrière. Il ressort de ces courbes que la rigidité diélectrique de l'intervalle pointe-barrière-plan est nettement améliorée lorsque la barrière touche la pointe, puis elle décroît au fur et à mesure que l'on rapproche la barrière du plan. L'optimum concernant la tension disruptive correspond au cas où la barrière est mise en contact avec la pointe, où le taux d'augmentation par rapport à l'intervalle d'air sans barrière atteint 171.61 % pour une largeur de la barrière  $2L = 20$  cm. En tension impulsionnelle l'optimum est compris entre 0 et 20% [6]. Notamment, les dimensions de la barrière influent considérablement sur la rigidité diélectrique. En effet, en augmentant la largeur de la barrière, la tension disruptive augmente, cette amélioration est particulièrement due à l'allongement du canal de la décharge avec l'élargissement de la barrière.

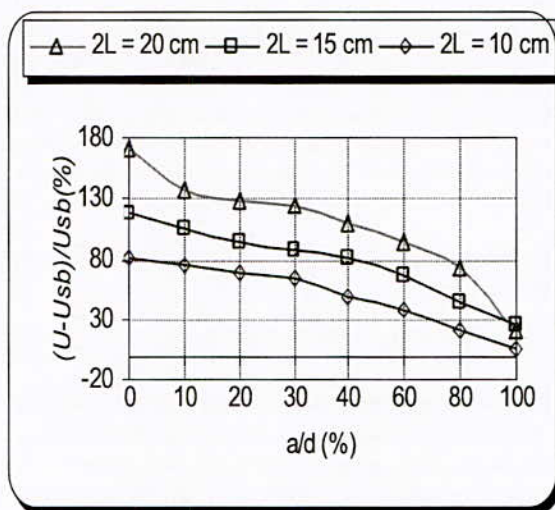


Fig.3 Influence de la largeur de la barrière sur la valeur relative de la tension disruptive

Sachant que lors de l'utilisation des barrières isolantes, il pourrait se produire une perforation de celles-ci lorsque la tension entre les faces de la barrière dépasse sa rigidité diélectrique transversale, nous avons alors voulu vérifier l'effet du trou provoqué par la décharge après sa perforation. A partir de la figure 4 nous remarquons que la tension disruptive avec barrière perforée est inférieure à celle non trouée à son centre. En effet, à  $a/d = 0\%$ , la tension de claquage se trouve réduite de plus de 50% en utilisant une barrière perforée [7].

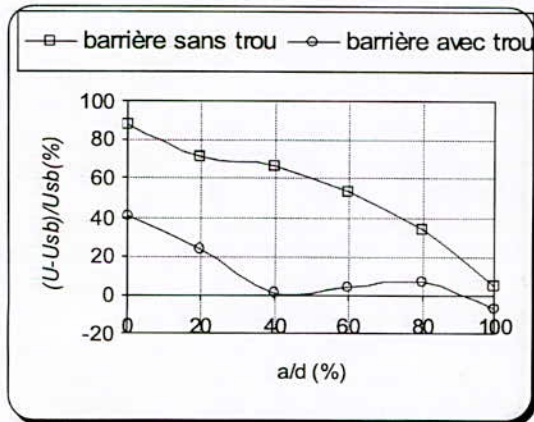


Fig.4 Influence de la barrière trouée sur la tension disruptive ( 2L = 10 cm, diamètre du trou = 2 mm)

La figure 5 met en évidence l'influence de la barrière métallique sur la tension disruptive de l'intervalle du système d'électrodes pointe-plan, où les barrières conductrices constituent le cas extrême des barrières polluées.

Il en ressort que la tension disruptive métallique est quasi supérieure à celle sans barrière pour a/d compris entre 0 et 40 %, en restant toujours inférieure au cas de la barrière isolante. En effet, le taux d'augmentation de la tension disruptive atteint 13 % à a/d = 0%. Par contre pour des positions de la barrière de 40 à 100 %, la barrière ne contribue pas à l'amélioration de la rigidité diélectrique du système.

A la figure 6 sont regroupées les courbes U= f (a/d) correspondant à tous les cas étudiés: barrière isolante propre, polluée et asséchée d'un côté et des deux côtés, polluée humidifiée d'un côté et des deux côtés, y compris le cas du système pointe-plan sans barrière. Cette figure montre bien que quel que soit le type de pollution appliquée à la barrière (séchée ou humidifiée), la tension disruptive du système pointe-plan est toujours supérieure à celle sans barrière.

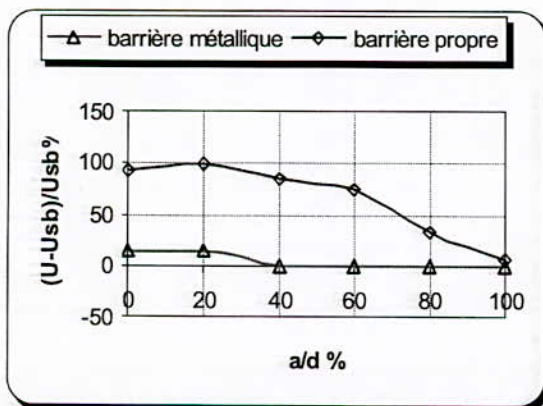


Fig.5 Influence de la barrière métallique sur la tension disruptive

Dans le cas où la barrière est polluée puis asséchée, d'un côté ou des deux, la tension disruptive est proche de celle sans pollution, où elle atteint un taux d'augmentation de presque 100 %. Par contre, lorsque la barrière est polluée humidifiée, la tension disruptive du système est considérablement réduite par rapport au cas d'une barrière propre même si le degré de pollution de la barrière est de niveau faible. En effet, la surface de la barrière est beaucoup plus conductrice lorsque la couche de pollution est humidifiée, d'où l'effet néfaste de l'humidité sur la qualité d'isolation, particulièrement pour les barrières utilisées afin d'améliorer la rigidité diélectrique d'un système donné.

Nous constatons également que la pollution (séchée ou humide) de la surface de la barrière face au plan influe légèrement sur la rigidité diélectrique du système. En effet, l'influence des barrières est surtout liée à l'accumulation des charges sur la surface de la barrière du côté de l'électrode pointe.

La figure 7 donne l'allure des courbes (U-Usb)/Uusb=f(a/d) pour trois conductivités superficielles 1.43, 2.1 et 3.86 μS. Il en ressort que la tension disruptive diminue lorsque la conductivité σ augmente. Cette diminution est attribuée à l'uniformité de la distribution des charges sur la barrière lorsque la conductivité superficielle augmente et à l'augmentation de la capacité de l'intervalle barrière-plan. Il est aussi à noter que la pollution de conductivité superficielle inférieure ou égale à 3.86 μS contribue à augmenter la tenue du système pointe-barrière mieux que dans le cas d'une barrière métallique.

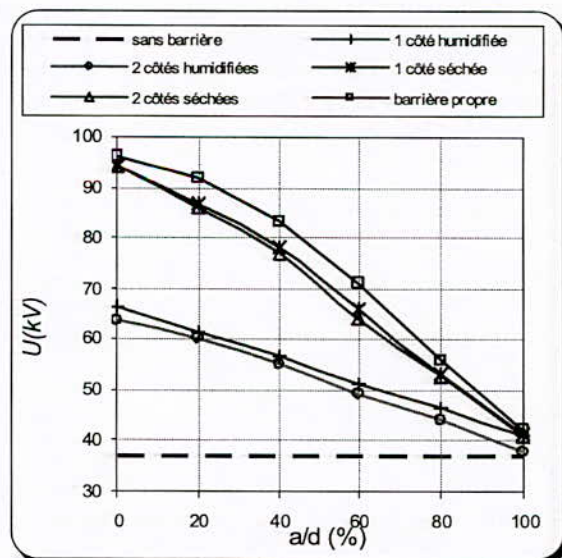


Fig.6 Influence de l'état de surface de la barrière sur la tension disruptive 2L = 20 cm, σ = 1.43 μS

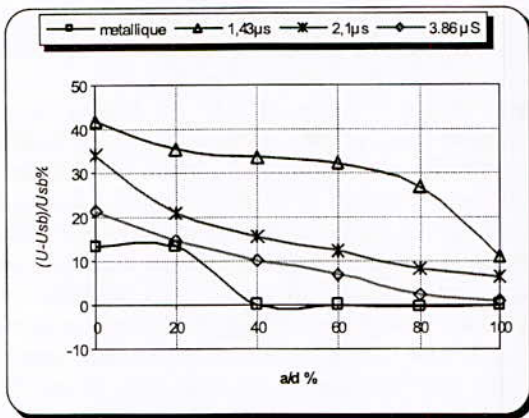


Fig.7 Influence de la conductivité superficielle  $\sigma$  sur la tension disruptive (barrière polluée humidifiée d'un seul côté,  $2L=10\text{cm}$ )

III.2 Champ électrique

Les courbes représentant l'influence de la position de la barrière sur le champ électrique sont données à la figure 8. Celles-ci montrent que le champ électrique au plan diminue lorsqu'on rapproche la barrière de la pointe [8]. Ce résultat confirme l'hypothèse de la réduction du champ électrique lors de l'introduction d'une barrière dans un système pointe-plan, notamment pour la position  $a/d = 0\%$ . Ce résultat a été également obtenu par simulation par Li Ming en tension continue positive, où dans son calcul, il a supposé que la densité de charges diminue linéairement en s'éloignant du centre de la barrière [9]. Le résultat obtenu confirme l'hypothèse de la réduction du champ électrique lors de l'introduction d'une barrière dans un système pointe-plan, notamment pour la position  $a/d = 0\%$  qui est l'optimum vis-à-vis de l'amélioration de la tension disruptive (fig.3). Concernant l'influence de la largeur de la barrière, le champ électrique au plan diminue lorsque des barrières de plus grandes largeurs sont utilisées (fig.9).

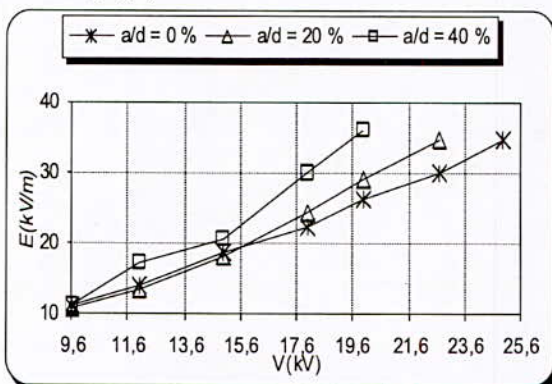


Fig.8 Influence de la position de la barrière sur la variation du champ électrique en fonction de la tension V ( $2L = 15\text{cm}$ )

Ce résultat atteste l'hypothèse de l'obstacle géométrique liée à la largeur de la barrière, il est en parfait accord avec les essais de claquage, où la largeur de la barrière reste la dimension la plus influente sur la rigidité diélectrique du système pointe-barrière-plan, et non pas l'épaisseur de la barrière [10].

Afin de compléter notre étude de l'influence des barrières sur la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air pointe-plan, nous avons déterminé le champ électrique au plan avec barrière polluée.

La figure 10 représente la variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée à la pointe, pour deux positions de la barrière,  $a/d = 0$  et  $20\%$ , dans le cas d'une barrière isolante polluée humidifiée d'un seul côté et d'une barrière propre. Nous remarquons que la pollution appliquée à la surface supérieure de la barrière entraîne l'augmentation du champ électrique au plan, quelle que soit la position de la barrière.

Notamment, l'écart entre les courbes  $E(V)$ , pour les deux positions avec pollution est plus large qu'avec une barrière propre. Le champ électrique au plan, dans le cas d'une barrière polluée, croît en éloignant la barrière de la pointe, contrairement à la tension disruptive qui diminue en augmentant le rapport  $a/d$  [11].

La figure 11 représente la variation du champ électrique au plan en fonction de la tension appliquée à la pointe, dans le cas d'une barrière isolante complètement polluée humidifiée et séchée pour  $a/d=0\%$ . L'allure des courbes est croissante, sauf pour la barrière polluée humidifiée où le champ électrique croît rapidement puis tend vers une valeur constante à partir d'une tension  $V = 12 \text{ kV}$ .

On remarque que le champ électrique avec barrière polluée humidifiée est plus élevé qu'avec la barrière polluée puis séchée, à l'inverse de la tension disruptive qui est plus grande lorsque la barrière est séchée.

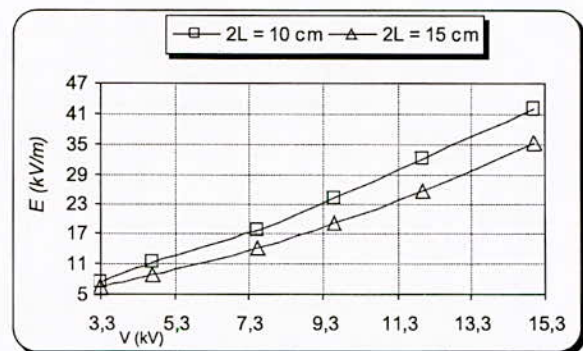


Fig.9 Influence de la largeur de la barrière sur la variation du champ électrique en fonction de V,  $a/d = 0\%$



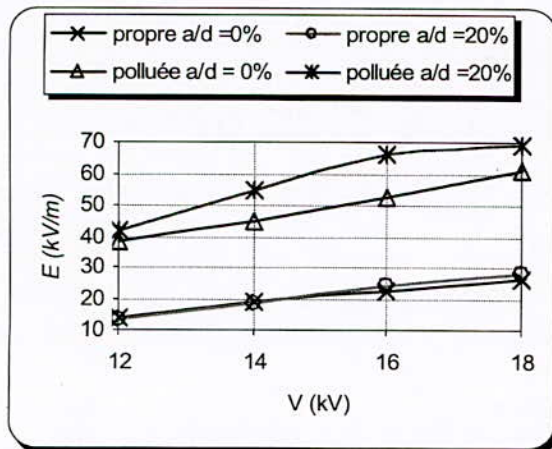


Fig.10 Influence de la position de la barrière propre et polluée sur la variation du champ électrique en fonction de V (pollution humidifiée  $\sigma = 1.2 \mu\text{S}$ )

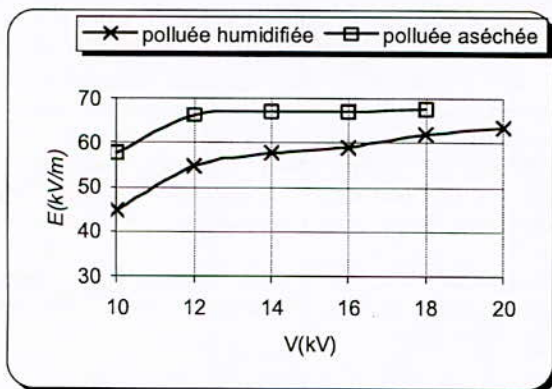


Fig.11 Influence du type de pollution sur la variation du champ électrique en fonction de la tension V (barrière complètement polluée  $a/d = 0\%$ ,  $\sigma = 1.2 \mu\text{S}$ )

#### IV. CONCLUSION

Les résultats de notre travail peuvent être résumés dans les points suivants:

- La position optimale de la barrière dans l'intervalle d'air pointe-plan correspond au cas où la barrière est en contact avec l'électrode pointe. Dans ce cas, le taux d'augmentation par rapport à l'intervalle d'air sans barrière atteint de grandes valeurs, notamment lorsque la largeur de la barrière augmente, ce qui incite à utiliser des barrières diélectriques dans les systèmes d'isolation.
- L'utilisation de barrières d'épaisseurs convenables est nécessaire afin d'éviter la perforation qui peut réduire la tenue du système de moitié.
- La barrière métallique améliore légèrement la tension disruptive.

- La pollution réduit la tension disruptive, toutefois, elle reste toujours supérieure à celle sans barrière pour des conductivités superficielles inférieures ou égales à  $3.86 \mu\text{S}$ .

- La barrière par sa largeur constitue un obstacle géométrique au développement de la décharge vers le plan.

- Le champ électrique au plan diminue lorsqu'on rapproche la barrière de la pointe. Ce résultat confirme l'hypothèse de la réduction du champ électrique lors de l'introduction d'une barrière isolante dans un système pointe-plan, notamment pour la position  $a/d = 0\%$ .

- La pollution appliquée à la surface supérieure de la barrière entraîne une augmentation du champ électrique au plan, quelle que soit la position de la barrière.

- Les résultats obtenus concernant le champ électrique concordent parfaitement avec ceux de la tension disruptive.

#### V. REFERENCES

- [1] A.Sublet., "Caractérisation de décharges à barrières diélectriques atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de couches d'oxyde de silicium", thèse de Doctorat, Lausanne 2007.
- [2] Y.Julliard., R.Badent., A.J. Schwab., " Behavior of multiple barrier insulation systems under impulse conditions ", 0-7803-7053-8/1/S10.00. 2001 IEEE.
- [3] A.G. Sellars., S J. Mac Gregor., " the design of dielectric barriers for HVDC Bushings", IEE Colloquium 008., UK 1996. pp.1-3.
- [4] V.V.Lopatin., M.D. Noskov., D.I. Karpov., "The effect of the barriers with high conductivity and dielectric permittivity on the dendrite development in dielectrics", Graz 1995. 9<sup>th</sup> ISH.
- [5] A. Boubakeur., « Influence des barrières sur la tension de décharge disruptive des moyens intervalles d'air pointe-plan », Thèse de Doctorat, E.P. Varsovie, Pologne, 1979.
- [6] I.Fofana, A. Beroual., A.Boubakeur., "Influence of insulating barriers on positive long air gaps in divergent fields" ., N° 467, IEE.1999, pp321-324.
- [7] S.Mouhoubi., A.Boubakeur., « Measurement of electric field strength in a point- barrier with a hole – plane arrangement ». CSC'4., 2001., pp.332-336.
- [8] S Mouhoubi, A Boubakeur ' Electric field measurement in point-plane air gap with insulating barrier under AC voltage', SSD(IEEE). Tunisia 2005., PES113.
- [9] L. Ming., T. Bengtsson., " Barrier effects air insulates systems under DC voltage", session 4303, 8<sup>th</sup> ISH, Japan 1993, pp.1-4.
- [10] S.Mouhoubi., A.Boubakeur., " partial discharges behaviour in a rod-plane arrangement with an insulating barrier", Archives of Elect Eng. Vol. I.VI. N° 3-4., 2007., pp. 187-196.
- [11] S.Mouhoubi, R.Boudissa., O.Iamarene " Influence d'une barrière isolante polluée sur la rigidité diélectrique d'un système d'électrodes pointe-plan CNHT 2007, pp.21-25.

# Etude des propriétés isolantes d'un nouveau matériau de céramique piézo-électrique

A. Fares Kahoul, B. Ahmed Boutarfaia, C. Louanes Hamzioui

<sup>A</sup>Département de chimie, laboratoire de chimie appliquée, Université de Biskra B. P. 145, RP-Biskra 07000, Algérie.

<sup>A</sup>E-mail: Fares\_260@yahoo.fr

<sup>B</sup>E-mail: aboutarfaia@yahoo.fr

<sup>C</sup>E-mail: Hamzioui\_louanes@yahoo.fr

**Résumé**— Les céramiques techniques jouent actuellement un rôle de plus en plus important mettant à profil leurs propriétés électriques, électromécaniques, isolantes et optiques. Les zirconate titanate de plomb (PZT) sont élaborés à partir d'une composition intermédiaire d'un mélange binaire de  $PbTiO_3$  et de  $PbZrO_3$  dans la zone de coexistence appelée "Frontière Morphotropique de phase (FMP)", ceci est justifié par l'intense activité diélectrique de la PZT. N'autre étude est traitée deux parties principales : la première partie concerne la synthèse des PZT-SFN à partir d'un mélange d'oxydes par un procédé classique. La deuxième partie est consacrée à l'étude morphologique, structurale et à l'étude des propriétés diélectriques (la constante diélectrique  $\epsilon_r$ , facteur de dissipation  $\tan\delta$ , la résistivité électrique  $\rho$ , la conductibilité électrique  $\gamma$ , la rigidité diélectrique ou la tension de claquage) de système ternaire de formule générale :  $(1-x)Pb(Zr_y Ti_{1-y})O_3-xSm(Fe^{3+}_{0.5}, Nb^{5+}_{0.5})O_3$  où  $x = 2\%$ ,  $41\% \leq y \leq 55\%$ . L'objectif essentiel est la détermination de la frontière morphotropique de phase (FMP) où coexistent les deux phases tétragonale et rhomboédrique. Plusieurs analyses sont utilisées pour l'identification morphologique et structurale telles que : la microscopie électronique à balayage et la diffraction des rayons X. Des mesures diélectriques en fonction de plusieurs paramètres ont été réalisées par des méthodes directes mais précises.

**Mots clefs** ; PZT, Résistivité électrique, Conductibilité électrique, Dopage, Caractérisation, Diélectricité, Facteur de dissipation.

**Abstract**— Advanced Ceramics are playing an increasingly more important in making their profile electrical, electromechanical, insulation and optical. The lead zirconate titanate (PZT) are prepared from an intermediate composition of a binary mixture of  $PbTiO_3$  and  $PbZrO_3$  in the area of coexistence called "morphotropic phase boundary (MPB)" this is justified by the intense activity dielectric of the PZT. This study addresses two main parts: the first part relates to the synthesis of PZT-SFN from a mixture of oxides by a conventional method. The second part is devoted to study morphological, structural and study of dielectric properties (dielectric constant  $\epsilon_r$ , dissipation factor  $\tan\delta$ , electrical resistivity  $\rho$ , the electrical conductivity  $\gamma$ , dielectric strength or breakdown voltage) ternary system of general

**formula:**  $(1-x)Pb(Zr_y Ti_{1-y})O_3-xSm(Fe^{3+}_{0.5}, Nb^{5+}_{0.5})O_3$  where  $x = 2\%$ ,  $41\% \leq y \leq 55\%$ . The main objective is the determination of the morphotropic phase boundary (MPB), where both phases coexist tetragonal and rhombohedral. Several tests are used to

identify morphological and structural such as scanning electron microscopy and X-ray diffraction. Dielectric measurements as a function of several parameters were performed by simple direct methods, but accurate. Dielectric measurements as a function of several parameters were performed by direct methods but accurate.

**Keywords** ; PZT, Electrical resistivity, Electrical conductivity, Doping, Characterization, Dielectric, Dissipation factor.

## I. INTRODUCTION

Les céramiques piézoélectriques de zircono titanate de plomb (PZT) de formulation générale  $Pb(Zr_{1-x}Ti_x)O_3$  sont utilisées dans des très nombreuses applications comme générateurs d'impulsion, capteur, actionneur...etc. dans divers domaines tel que la médecine, l'aéronautiques, l'électroniques...etc. l'étendue de ces domaines d'applications est due à leurs propriétés diélectriques très intéressantes au voisinage de la frontière morphotropique de phase (FMP) [1] qui sépare les deux phases ferroélectriques de différentes symétries, l'une tétragonale (composition riche en Ti) et l'autre rhomboédrique (composition riche en Zr) [2]. L'étude des matériaux céramiques à base d'oxyde, de formule générale  $Pb(Zr_x Ti_{1-x})O_3$  à toujours occupé une place de choix parmi les préoccupation des chercheurs des matériaux solides. En effet, l'existence de certaines propriétés (la ferroélectricité, la piézoélectricité et la diélectricité) leur confère des propriétés physiques remarquables qui expliquent l'intérêt dont ils font l'objet. Ainsi, des nouvelles solutions de PZT sont à envisager et parmi elles la recherche de nouveaux matériaux est l'une des plus prometteuses. En particulier, son caractère piézoélectrique élevé a rendu le PZT un des matériaux le

plus largement répondus pour des applications électromécaniques [3, 4].

II. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

Les compositions étudiées sont résumées dans le tableau I. Ces compositions ont été synthétisées par réaction chimique à l'état solide. Des matières premières ont été mélangées en milieu acétonique à l'aide d'un agitateur magnétique, cela pendant deux heures. La pâte obtenue, est séchée à 80 °C dans une étuve pendant deux heures, ensuite broyée dans un mortier en verre pendant six heures. Après le broyage la poudre obtenue est compactée sous forme de pastilles à une pression de 300 kg/cm<sup>2</sup>. Puis une calcination préliminaire à 800°C est effectuée pendant 2 heures avec une vitesse de chauffage de 2°C/mn. Le mélange calciné est rebroyé pendant 4 heures, puis pressé sous forme des pastilles à 1000 kg/cm<sup>2</sup>. Ces pastilles sont agglomérées à différentes températures de frittage (1100, 1150, 1180°C) pendant 2 heures. Les pastilles sont métallisées à l'aide d'une couche mince d'une pâte d'argent sur les deux faces. Après séchage, les pastilles métallisées ont subi une calcination à 750°C pendant trente minutes. Les composés frittés (1-x)Pb(Zr<sub>y</sub> Ti<sub>1-y</sub>)O<sub>3</sub>-xSm(Fe<sup>3+</sup><sub>0.5</sub>, Nb<sup>5+</sup><sub>0.5</sub>)O<sub>3</sub> sont soigneusement broyés, puis analysés par diffraction des rayons X (diffractomètre SIEMENS D500, λ<sub>Cu Kα1</sub> : 1.54056 Å) pour établir les phases cristallographiques: tétragonale, rhomboédrique et tétragonale-rhomboédrique (morphotropique). La microscopie électronique à balayage (MEB) est une technique qui permet d'estimer la distribution granulométrique, la taille moyenne des grains après le frittage et d'évaluer qualitativement la présence de porosité. Les micrographies sont réalisées à l'aide d'un microscope JMS 6400. Les mesures des propriétés électriques en fonction de la concentration ont été réalisées à l'aide d'un analyseur multifréquences LCR mètre (pont de Schering) combiné à un four programmable (0°C-1200°C).

Tableau I

Différentes compositions préparées pour notre étude.

N° d'échantillon	Matrice
1 (02/41)	Pb <sub>0.98</sub> Sm <sub>0.02</sub> [(Zr <sub>0.41</sub> Ti <sub>0.59</sub> ) <sub>0.98</sub> - (Fe <sup>3+</sup> <sub>0.5</sub> , Nb <sup>5+</sup> <sub>0.5</sub> ) <sub>0.02</sub> ]O <sub>3</sub>
2 (02/43)	Pb <sub>0.98</sub> Sm <sub>0.02</sub> [(Zr <sub>0.43</sub> Ti <sub>0.57</sub> ) <sub>0.98</sub> - (Fe <sup>3+</sup> <sub>0.5</sub> , Nb <sup>5+</sup> <sub>0.5</sub> ) <sub>0.02</sub> ]O <sub>3</sub>
3 (02/45)	Pb <sub>0.98</sub> Sm <sub>0.02</sub> [(Zr <sub>0.45</sub> Ti <sub>0.55</sub> ) <sub>0.98</sub> - (Fe <sup>3+</sup> <sub>0.5</sub> , Nb <sup>5+</sup> <sub>0.5</sub> ) <sub>0.02</sub> ]O <sub>3</sub>
4 (02/47)	Pb <sub>0.98</sub> Sm <sub>0.02</sub> [(Zr <sub>0.47</sub> Ti <sub>0.53</sub> ) <sub>0.98</sub> - (Fe <sup>3+</sup> <sub>0.5</sub> , Nb <sup>5+</sup> <sub>0.5</sub> ) <sub>0.02</sub> ]O <sub>3</sub>
5 (02/49)	Pb <sub>0.98</sub> Sm <sub>0.02</sub> [(Zr <sub>0.49</sub> Ti <sub>0.51</sub> ) <sub>0.98</sub> - (Fe <sup>3+</sup> <sub>0.5</sub> , Nb <sup>5+</sup> <sub>0.5</sub> ) <sub>0.02</sub> ]O <sub>3</sub>

6 (02/51)	Pb <sub>0.98</sub> Sm <sub>0.02</sub> [(Zr <sub>0.51</sub> Ti <sub>0.49</sub> ) <sub>0.98</sub> - (Fe <sup>3+</sup> <sub>0.5</sub> , Nb <sup>5+</sup> <sub>0.5</sub> ) <sub>0.02</sub> ]O <sub>3</sub>
7 (02/53)	Pb <sub>0.98</sub> Sm <sub>0.02</sub> [(Zr <sub>0.53</sub> Ti <sub>0.47</sub> ) <sub>0.98</sub> - (Fe <sup>3+</sup> <sub>0.5</sub> , Nb <sup>5+</sup> <sub>0.5</sub> ) <sub>0.02</sub> ]O <sub>3</sub>
8 (02/55)	Pb <sub>0.98</sub> Sm <sub>0.02</sub> [(Zr <sub>0.55</sub> Ti <sub>0.45</sub> ) <sub>0.98</sub> - (Fe <sup>3+</sup> <sub>0.5</sub> , Nb <sup>5+</sup> <sub>0.5</sub> ) <sub>0.02</sub> ]O <sub>3</sub>

III. RESULTATS ET DISCUSSION

A. Analyses par diffraction des rayons X

Les résultats des rayons X concernant notre série de composition frittée à 1100 °C sont illustrés sur la figure 1 et par le tableau II.

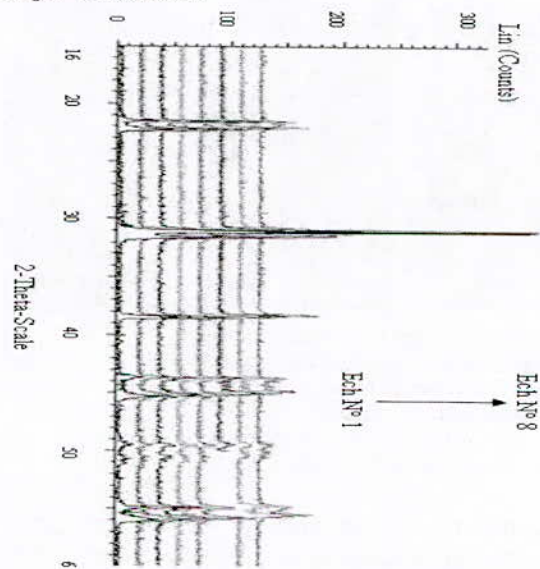


Fig.1. Les diagrammes de rayons X des céramiques de PZT-SFN frittées à la température de frittage 1100 °C.

Tableau II

Nature des phases cristallographiques à 1100 °C.  
 T: tétragonale R: rhomboédrique  
 T+R: morphotropique.

Concentration en Zr%	Nature des phases
41	T
43	T
45	T
47	T
49	T
51	T+R
53	T+R
55	T+R

A partir de ces résultats, on constate qu'il y a une région où les deux phases T et R coexistent. Cette région

est détectée pour les compositions : Zr = 51%, Zr = 53% et pour Zr = 55%. Par contre les compositions correspondent à  $Zr \leq 49\%$ , montrent sans ambiguïté que le matériau obtenu est de structure tétragonale.

**B. Etude morphologique des céramiques PZT-SFN**

La microstructure des céramiques PZT-SFN avec 47% (a), 49% (b) et 53% (c) de la concentration de Zr est représentée sur la figure 2. Celle-ci a été obtenue pour une température de frittage à 1100 °C. A première vue, les trois compositions semblent homogènes et il ne semble pas y avoir de grains de la phase pyrochlore qui sont identifiables par leur forme pyramidale [5]. Les ruptures aux joints de grains sont synonymes d'un bon frittage.

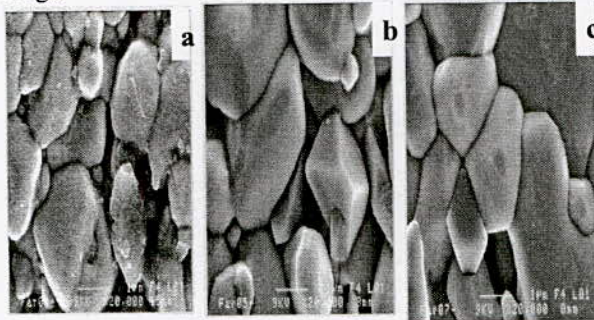


Fig. 2. Les photographies prises par le microscope électronique à balayage pour les trois compositions frittées à la température de frittage 1100 °C :  
 (a)-  $Pb_{0.98}Sm_{0.02}[(Zr_{0.47}Ti_{0.53})_{0.98}-(Fe^{3+}_{0.5}, Nb^{5+}_{0.5})_{0.02}]O_3$   
 (b)-  $Pb_{0.98}Sm_{0.02}[(Zr_{0.49}Ti_{0.51})_{0.98}-(Fe^{3+}_{0.5}, Nb^{5+}_{0.5})_{0.02}]O_3$   
 (c)-  $Pb_{0.98}Sm_{0.02}[(Zr_{0.53}Ti_{0.47})_{0.98}-(Fe^{3+}_{0.5}, Nb^{5+}_{0.5})_{0.02}]O_3$ .

On remarque que le diamètre moyen des grains augmente significativement avec l'augmentation du taux de Zr. La taille moyenne des grains est 1,518 µm pour l'échantillon (a) avec 47% de Zr. Par contre, pour l'échantillon (b) la taille moyenne des grains est plus grande (2,067 µm). Dans le cas de la céramique (c) avec 53% de Zr, la taille moyenne des grains est plus grande que celle de (a) et (b) (de l'ordre 2,305 µm) et la distribution granulométrique est plus large (figure 2). L'augmentation de la taille des grains peut avoir à l'origine de la diminution des lacunes d'oxygène dans le PZT [6].

**C. La densité**

**C. 1. Evolution de la densité en fonction de la température de frittage**

L'étude de la densité est nécessaire afin d'optimiser la température de frittage optimale. La qualité du matériau augmente avec l'augmentation de la densité et celle-ci augmente avec l'augmentation de la température de frittage [7]. La température optimale de frittage est déterminée à partir du diagramme de la densité en fonction de la température de frittage  $d = f(T)$ . La densité maximale correspond au produit de meilleure qualité électrique (faibles pertes diélectriques). La figure 3 rassemble Les courbes de la densité de tous les

échantillons PZT-SFN en fonction de la température de frittage.

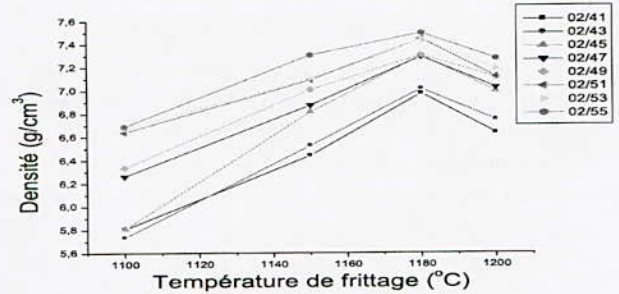


Fig.3. Evolution de la densité en fonction de la température de frittage

On observe la même allure pour l'ensemble des courbes : la densité est minimale pour une température de frittage  $T_F = 1100^\circ C$ , elle commence à croître jusqu'à atteindre une valeur maximale à une température de frittage  $T_F = 1180^\circ C$ , puis elle diminue à la température de frittage  $T_F = 1200^\circ C$  ce qui signifie que la température optimale de frittage est 1180°C. L'augmentation de la densité implique une diminution du nombre et de dimension des pores, donc le volume de la maille diminue et par conséquent la structure devient plus compacte. La température de frittage optimale dépend de plusieurs facteurs tels que : l'addition des impuretés, la vitesse de frittage, le temps de maintien ainsi que la quantité de  $PbZrO_3$  ajoutée pour minimiser la volatilisation de  $PbO$ .

**C.2. Evolution de la densité en fonction de la composition**

La figure 4 représente l'évolution de la densité, des différents échantillons de PZT-SFN frittés à 1100, 1150, 1180°C en fonction de la concentration de Zirconium.

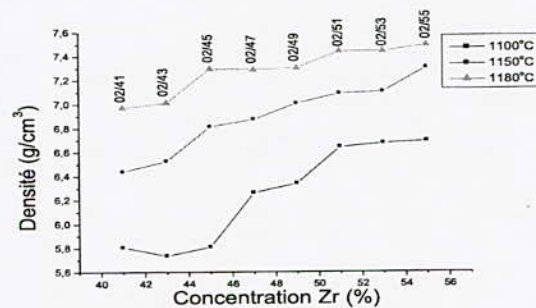


Fig.4. Evolution de la densité en fonction de la concentration de Zr (%)

La figure 4 montre que la densité augmente pour l'ensemble des échantillons frittés à différentes températures de frittage avec l'augmentation de la concentration de Zr et prend des valeurs maximales à

1180°C, à cette température la densité atteint une valeur maximale de 7.492g/cm<sup>3</sup> (93.65% de la densité théorique) à Zr = 55%.

*D. Etude des propriétés diélectriques*

Le rapport Zr/Ti joue un rôle important sur les propriétés diélectriques des céramiques de type PZT, car au voisinage de la frontière morphotropique de phase la constante diélectrique devient de plus en plus élevée [8]. La figure 5 présente la variation de la constante diélectrique en fonction de la composition en Zr aux températures de frittage 1100 °C, 1150 °C, 1180 °C.

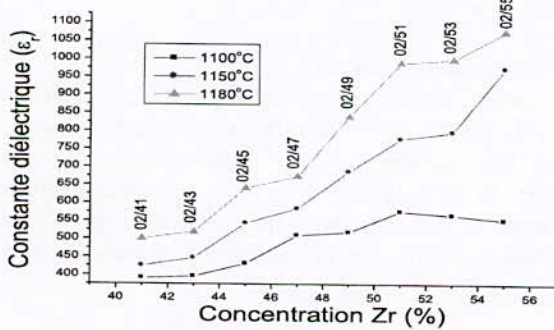


Fig.5. Evolution de la permittivité diélectrique en fonction de la composition en Zr, mesurée à une température ambiante et à une fréquence de 1kHz, pour différentes températures de frittage.

Pour les trois températures de frittage 1100, 1150 °C et 1180 °C, on observe que la constante diélectrique augmente progressivement avec l'augmentation de la composition en Zr et prend un maximum de 1075,896 pour l'échantillon N° 8 (02/55) incluse dans la FMP à la température 1180 °C. Ce maximum d'activité diélectrique peut être expliqué par la présence de plusieurs directions de polarisation spontanée relative à l'existence des deux structures rhomboédriques et tétraogonales [9-11].

*E. Caractérisation des propriétés électromécaniques*

La caractérisation électromécanique n'est réalisée qu'après la polarisation des échantillons. Après 24 heures de l'opération de la polarisation, les coefficients piézoélectriques sont déterminés par la méthode de résonance- antirésonance pour une fréquence de mesure 1kHz.

*E.1. Le facteur de couplage électromécanique planaire Kp*

La variation du facteur de couplage électromécanique planaire Kp est très sensible à la variation de la composition [changement de phase (T, R et T+R)]. Le rapport Zr/Ti varie de 41/59 à 55/45. La figure 6 représente, l'évolution de Kp en fonction du

rapport Zr/Ti à T<sub>F</sub> = 1180 °C. On constate une augmentation du facteur de couplage avec l'augmentation du taux de Zr jusqu'à atteindre une valeur maximale à Zr = 51% (K<sub>p</sub> = 0,632), en deçà de cette valeur de Zr on observe également presque une stabilisation du facteur de couplage électromécanique planaire K<sub>p</sub>, à Zr = 53% la valeur de K<sub>p</sub> = 0,63 et pour l'échantillon N° 8 (Zr = 55%) la valeur de K<sub>p</sub> = 0,631. Heywang [12] et Isupov [13] ont expliqué cette augmentation par la prétextation suivante: Pendant la polarisation du matériau, le degré d'alignement de domaine augmente (K<sub>p</sub> augmente) et devient plus élevé dans la région de coexistence des phases tétraogonale et rhomboédrique. Cette prétextation a été soulignée et confirmé par Dantsiger et Fesenko [14]. On peut dire que le taux de Zirconium pour les compositions appartenant à la FMP est compris entre 51 et 55 %.

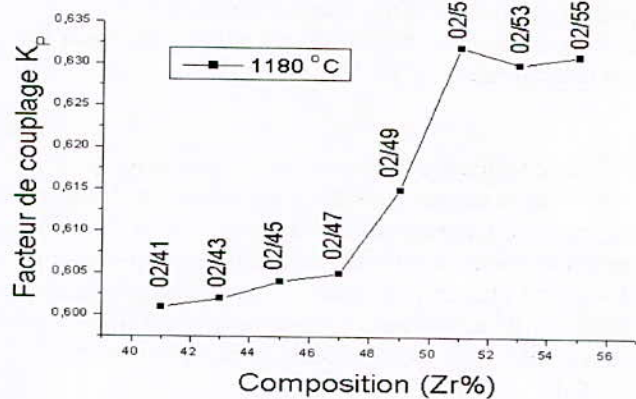


Fig.6. Evolution du facteur de couplage Kp en fonction de la composition en Zr(%)

*E. 2. Le coefficient piézoélectrique de charge d31*

La figure 7 montre la variation du coefficient piézoélectrique de charge d<sub>31</sub> en fonction de la composition en Zr à la température de frittage 1180 °C. On remarque clairement que ce coefficient croît avec l'augmentation du taux de Zr, et prend des valeurs maximales aux compositions incluses dans la FMP (échantillon N°7 et N°8).

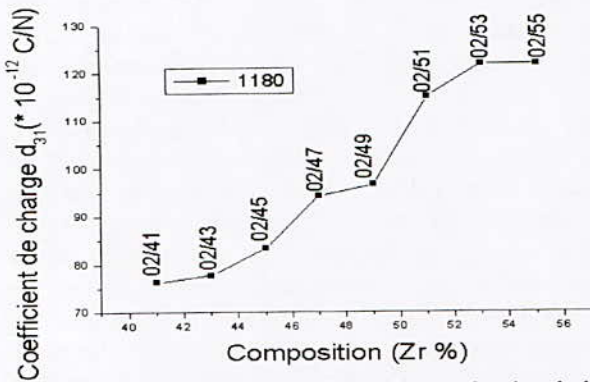


Fig.7. Variation du coefficient de charge  $d_{31}$  en fonction de la composition en Zr(%)

A la région de transition (T+R) la piézoélectricité atteint sa valeur maximale due aux interactions piézoélectrique des cinq domaine existants ( $71^\circ$ ,  $109^\circ$ ,  $180^\circ$  pour la phase rhomboédrique et  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  pour la phase tétragonale) [11].

**E.3. Le coefficient piézoélectrique de tension  $g_{31}$**

Sur la courbe  $g_{31} = f(\text{la composition en Zr})$  de la figure 8, on constate qu'en s'approchant de la frontière morphotropique de phase, le coefficient de tension devient de plus en plus grand. A titre d'exemple  $g_{31} = 18,619 \times 10^{-3}$  m.V/N pour la composition N° 7 (02/53) et de  $18,601 \times 10^{-3}$  m.V/N pour la composition N° 8 (02/55).

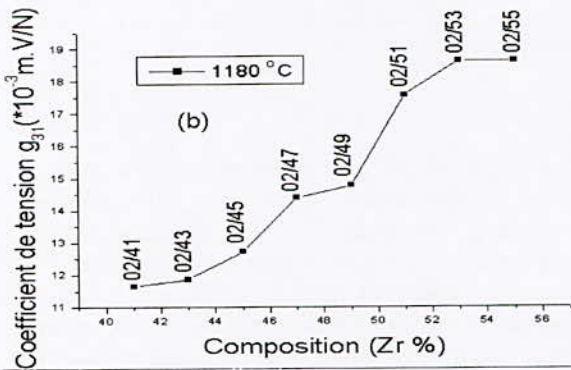


Fig.8. Evolution du coefficient de tension  $g_{31}$  en fonction de la composition en Zr(%)

**E.4. Le facteur de qualité mécanique  $Q_m$**

L'évolution de l'allure du facteur de qualité mécanique en fonction de la composition en Zr est la même allure que celle  $d_{31}$  et  $g_{31}$ . C'est-à-dire, on observe une augmentation du facteur  $Q_m$  avec l'augmentation de taux de Zr jusqu'à atteindre des valeurs maximales pour les trois échantillons (N° 6, N° 7, N° 8) près de la FMP (figure 9).

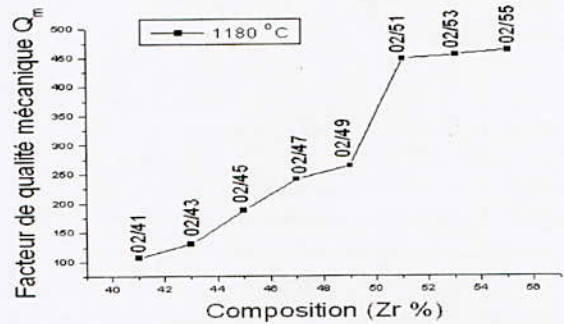


Fig.9. Evolution du facteur de qualité mécanique  $Q_m$  en fonction de la composition en Zr(%)

**F. La rigidité électrique**

La mesure de la rigidité électrique a été faite pour tous nos échantillons frittés à différentes températures, par application d'une haute tension qui augmente progressivement (de 0 à 6 kV) jusqu'au claquage. L'ensemble des résultats qui concerne la rigidité électrique de différents échantillons sont présentés dans le tableau III.

Tableau III  
Valeurs de la rigidité électrique des différents échantillons frittés à différentes températures.

N° d'échantillon	La tension de claquage (kV/mm) T Frittage = 1100 °C	La tension de claquage (kV/mm) T Frittage = 1150 °C	La tension de claquage (kV/mm) T Frittage = 1180 °C
N° 1 (02/41)	2,9	4,5	4,2
N° 2 (02/43)	2,7	4,7	4,7
N° 3 (02/45)	2	4,8	3,6
N° 4 (02/47)	> 6	5,2	3,7
N° 5 (02/49)	> 6	5	4
N° 6 (02/51)	> 6	4,5	> 6
N° 7 (02/53)	> 6	4,4	5,2
N° 8 (02/55)	> 6	5,6	> 6

IV-CONCLUSION

-Du point de vue morphologique et structural:

A partir de l'analyse des spectres des RX, la frontière morphotropique de phase où coexistent les deux phases (T+R) se trouve approximativement à  $y =$

51- 55% de Zr à la température de frittage 1100 °C, la ligne de transition a tendu vers les régions riches en Zirconium.

L'effet de la température de frittage sur la densité et la porosité a été étudié afin d'atteindre la température de frittage optimale. Cette température (1180 °C) correspond à la valeur maximale de la densité, donc la valeur minimale de la porosité et correspond aussi au produit de meilleure qualité.

-Du point de vue physique:

La réponse diélectrique en fonction des différents paramètres (taux de Zr, température de frittage) des PZT-SFN près de la FMP est optimale pour les taux de Zirconium Zr = 53% (échantillon 7) et Zr = 55% (échantillon 8).

#### Références

- [1] A. GARG, D.C Agrawal, Structural and electrical studies of CeO<sub>2</sub> modified Pb-Zr-Ti ceramics, J.Mater. Sci :Mater.Electron.10, 649-652 (1999).
- [2] B. Noheda, Structure and high-piezoelectricity in lead oxid solid solution, J. Appl. Phys. (2002).
- [3] D. BILJANA, STOJANOVIC Mechanochemical synthesis of ceramic powder of perovskite structure, Journal of Materials Processing Technology, p 78 (2003).
- [4] R. YIMNIRUM, S. ANANTA, P. LAORATANAKUL, Dielectric and ferroelectric properties of lead magnesium niobate-lead zirconate titanate ceramics prepared of mixed-oxide method, Journal of the European Ceramic Society (2004).
- [5] Z. KIGHELMAN, Films minces relaxeur-ferroélectriques à base de Pb(Mg<sub>1/3</sub>Nb<sub>2/3</sub>)O<sub>3</sub> : élaboration, propriétés diélectriques et électromécaniques, Thèse de doctorat école polytechnique de Lausanne, P 156, (2001).
- [6] O. OHTAKA, R. VON DER MUHL, J. RAVEZ, Journal of the American Ceramic Society, vol 78, N°3, p 805-808, (1995).
- [7] B. JAFF, W. R. COOK, H. JAFF, Piezoelectric Ceramics. Academic Press. London, U. K and N. Y, (1971).
- [8] T. TAKAASHI, H. YAMAMURA AND S. SHIRASAKI, Solid state communication, 24, P 771, (1977).
- [9] B. GUIFFARD, Elaboration et caractérisation de céramiques ferroélectriques de type PZT fluore. Thèse de doctorat, Lyon (1999).
- [10] E. BOUCHER, Elaboration et caractérisation de céramiques PZT bi-substituées et modélisation non-linéaire de leur comportement en contrainte et en champ électrique, Thèse de doctorat, Lyon (2002).
- [11] A. TAWFIK, M. BARKET, Counter current compensation of double doped Pb(Zr<sub>1-x</sub>, Ti<sub>x</sub>)O<sub>3</sub> piezoelectric ceramics, Inter Ceram, Vol. 40 N° 4, p 231, (1991).
- [12] W. HEYWANG, Z. ANGEW, Phys.19, p 473, (1965).
- [13] V. A. ISUPOV, Soviet phys. Solid state 10, p 989, (1968).
- [14] A. Y. DANTSIGER, E. G. FESENKO, J. phys. Soc, Japan, 28, p325, (1970).

# Influence of the Applied Electric Field on the Growth of an Electrical Discharge in O<sub>2</sub>

L.Zeghichi<sup>#1</sup>, L.Mokhnache<sup>\*2</sup>, M.Djebabra<sup>†3</sup>

<sup>#</sup> *Physics Department, Sciences Faculty, Batna University  
Batna, Algeria*

<sup>1</sup>leyla.zeghichi@univ-batna.dz

<sup>\*</sup> *Electrical engineering department, Technology Faculty, Batna University  
Batna, Algeria*

<sup>2</sup>lmokhnache@yahoo.fr

<sup>†</sup> *Health and Safety Engineering Institute, Batna University  
Batna, Algeria*

<sup>3</sup>mebarek\_djebabra@yahoo.fr

**Abstract**— At normal conditions of temperature and pressure, the gases are excellent insulators. At higher fields, charged particles may gain sufficient energy between collisions to cause ionization on impact with neutral molecules. Ionization by electron impact under strong electric field is the most important process leading to breakdown of gases. When the electron multiplication is large the difference in mobility of electrons and positive ions introduces a space charge field which distorts the applied field.

This paper describes formulation of a Monte Carlo model, which is capable of describing electron dynamics. The electron motion and avalanche growth is simulated by tracing individual paths and the effect of space charge is included by solving the Poisson equation. The simulation is carried out in O<sub>2</sub> gas under the effect of uniform electrical fields. The streamer breakdown criterion for the different applied uniform fields is examined.

**Keywords**— Mean free flight time, Collision probability, Breakdown, Electric field, Space charge, Poisson equation, Monte Carlo Simulation.

## I. INTRODUCTION

The term “discharge” was applied to any flow of electric current through gas, and to any process of ionization of the gas by the applied electric field. The modern field of gas discharge physics is thus occupied with processes connected with electric currents in gases and with generating and maintaining the ability of a gas to conduct electricity [1].

Gases are important in the field of high voltage engineering. They are used mainly for the insulation and prevention of electrical breakdown in high voltage circuits and transmission lines [2].

At present two types celebrated theories which explain the mechanism for breakdown under different conditions: Townsend and Streamer, each one is used under its own most favorable conditions [3-5].

Streamer theory is based on the concept of the growth of a thin ionized channel (streamer) between electrodes [1, 6].

The type of discharge is determined by the various physical conditions of gases, namely, pressure, temperature, field configuration, nature of electrode surfaces, and the availability of initial conducting particles. In fact the ionization processes is governed by these particles [7]. The breakdown voltage of a given gap depends on the gas parameters such as ionization coefficient ( $\alpha$ ), attachment coefficient ( $\eta$ ), recombination coefficient ( $\beta$ ), and the Townsend second ionization coefficient ( $\gamma$ ). These parameters in turn, are functions of the electric field and of other factors [8].

The Monte Carlo Simulation (MCS) of the electron's trajectories, based on stochastic laws, is used to describe the different phenomena in the discharge process such as: the elastic and inelastic (ionization, attachment, and excitation) processes.

The MCS is based on the mean free path or the mean free flight time. The physical parameters of the molecules composing the studied gas such as collision cross section, collision probability, and collision energy, are used to obtain the parameters of electronic avalanches (mean energy values, ionization, and attachment coefficients) and to study their development and growth.

In this paper, we use the simulation results to verify the breakdown criterion and to find the solution of Poisson equation for the space charge field which is the main parameter producing the discharge. The effect of the applied electric field is also investigated.

## II. SIMULATION METHOD

MCS is a statistical method which is applied to problems with absolutely no probabilistic content in addition to those with intrinsic probabilistic structure.



This method is based on a set of stochastic algorithms providing the approximation of numerical quantities by performing statistical sampling experiments on a computer. Pseudorandom numbers are used to describe the development of the real system in question.

The MCS is known as the only approach capable of providing useful imitating tool for the electron's motion in gas discharge physics.

Monte Carlo experiment generates randomly a group of trial electrons. The application of the constant step MCS version for the study of electron's motion, under the effect of the electric field, requires the evaluation process of the different parameters after experiencing energy loss and gain (taking into account the different processes of atomic collisions elastic or inelastic).

#### A. The Model

We have adopted a free flight time approach; the electron mean free flight time between two successive collisions is determined by the electron collision total cross section  $Q(\varepsilon)$  as:

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

where:  $v(\varepsilon)$  is the drift velocity of electrons and  $N$  the gas number density.

The time of flight is divided into a number of smaller elements according to:

$$dt = \frac{T_{m0}}{K} \quad (2)$$

where:  $K$  is a sufficiently large integer and  $T_{m0}$  is the mean free flight time.

The collision probability  $P_1$ , that follows the Poisson's distribution, is given by:

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

At time  $t = 0$ , the initial electrons are emitted from the cathode according to a cosine distribution. The energy gain of the electrons in a small time interval  $dt$  is governed by the equation of motion. The occurrence of collision between an electron and a gas molecule and its kind are determined by comparison of the collision probability  $P_1$  with computer generated random numbers  $R$ . The nature of the collision is determined in the following way:

The interval  $[0, P_1]$  is divided into segments of lengths that correspond to the probabilities of different types of collision after increasing scheduling of these probabilities.

The remaining portion of the interval  $[0, 1]$  is for the case where no collision is possible.

The electron energy is described for the different processes of collision.

For the elastic collision the energy is given by:

$$\varepsilon_1 = \left(1 - 2 \frac{M}{m} \cos(\delta)\right) \varepsilon_0 \quad (4)$$

where:  $\delta$  is the scattering angle of the electron after the collision,  $m$  and  $M$  are, respectively, the mass of electron and an  $O_2$  molecule and  $\varepsilon_0$  is the electron's energy before collision.

For the processes of attachment, excitation and ionization, the onset energy "los" is subtracted from the electron energy as follow:

For an attachment of the electron, all its energy is to be lost, and therefore this electron is lost in the swarm.

$$\varepsilon_1 = 0 \quad (5)$$

For an exciting process of a molecule to a higher state (different rotations, vibrations and electronic excited states), the energy of the electron is reduced with the energy needed to excite the molecule and the resulting energy is given by:

$$\varepsilon_1(m) = \varepsilon_0(m) - los \quad (6)$$

Finally, for an ionizing process, the remaining energy is shared between the primary and ejected electrons with the ratios  $R$  and  $(R-1)$  as:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{primary} &= R(\varepsilon_0 - los) \\ \varepsilon_{ejected} &= (R-1) \times (\varepsilon_0 - los) \end{aligned} \quad (7)$$

where:  $R$  is a uniform random number between zero and one.

The total number of electrons in the gap increases over many orders of magnitude. To limit the number of simulation particles, a statistical subroutine is introduced, when the total number of simulation particles exceeds the maximum number  $N_{max}$  permitted, to choose a new group of larger particles to represent the old larger group of smaller particles.

#### B. The Simulation Algorithm

Executions of the loop below from  $t=0$  to the maximum time " $t_{max}$ " repeated for  $10^3$  times.

1. Generation of the initial electrons and calculation of the time step.
2. Time:  $t = t + dt$ .
3. Simulation of the velocity of each electron and determination of the energy gain.
4. Comparison of the random number with the collision probability. "If there is a collision: go to (5.) Else go to (6.)"
5. Determination of the collision type and the electron parameters after collision "velocity, position and energy".
6. Next electron.

7. Scaling when  $N_c > N_{max}$
8. Verification of the stopping criteria "discharge attenuation ( $N_c = 0$ ) or streamer establishment".
9. If the max number of histories ( $10^3$ ) is attained go to (8.) Else go to (1.).
10. Statistical treatment of the discharge parameters and space charge field computation.

### C. The Simulation Results

The statistical treatment is carried out to obtain the physical parameters such as the attachment and the ionization coefficients. For that we exploit the key quantity  $\bar{z}$  which is given by the sampling formula below:

$$\bar{z} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N z(i) \quad (8)$$

where:  $z(i)$  are the electrons positions.  
The ionization coefficient  $\alpha$

$$\alpha = \frac{\ln \left[ \left( \frac{N_{pion}}{n_0} + 1 \right) \right]}{\bar{z}} \quad (9)$$

The attachment coefficient  $\eta$

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta = \frac{N_{nion}}{n_0} \frac{1}{\bar{z}} \text{ (if } \alpha = 0) \\ \eta = \frac{N_{nion}}{N_{pion}} \alpha \end{array} \right. \quad (10)$$

where:  $n_0$  is the initial electrons number,  $N_{pion}$  and  $N_{nion}$  are respectively the number of positive ions and the number of negative ions (the counters).

The mean energy of electrons  $\bar{\varepsilon}$  is known as

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \varepsilon(i) \quad (11)$$

where:  $\varepsilon(i)$  are the electrons energies.

To obtain the space charge field distribution, we use the distributions of the new electrons, positive and negative ions which are produced by ionization and attachment processes, to resolve the Poisson equation.

### D. Breakdown Criteria

As it is mentioned previously there are two types of breakdown: Townsend and Streamer

1) *Townsend Breakdown Criterion:* The Townsend breakdown is established when " $\bar{\alpha}d$ " is of the order of 8–10 the effective ionization  $\bar{\alpha}$  is given by:  $\bar{\alpha} = \alpha - \eta$ .

2) *Streamer Breakdown Criterion:* When the number of electrons at the head of the advancing primary avalanche reaches a value in the range of  $10^7$ –

$10^8$  the electric field due to the space charge approaches the externally applied field and the positive ions produce a field distortion. The Streamer breakdown criterion " $\bar{\alpha}d$ " is then about 18–20 [4].

### III. RESULTS AND DISCUSSIONS

In this paper we describe the development of an electric discharge in  $O_2$  by MCS in plane-plane geometry. The calculations are performed at gas pressures of 1 and 100 torr. The cross section set of the  $O_2$  molecule used is that referred in [9]. At  $t=0$ , a number of electrons are released from the cathode with small energy (0.1 eV).

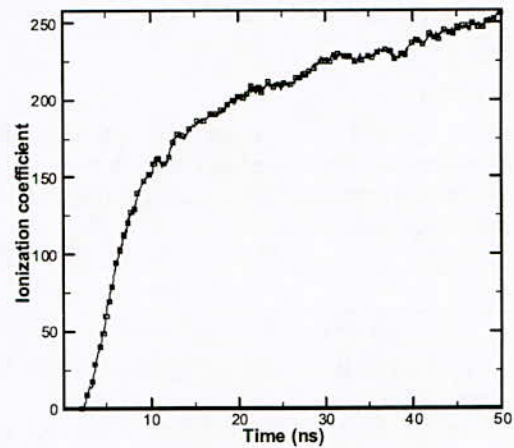


Fig. 1 Temporal variation of the ionization Coefficient at P=1 torr and  $E_0=10$  kV/m.

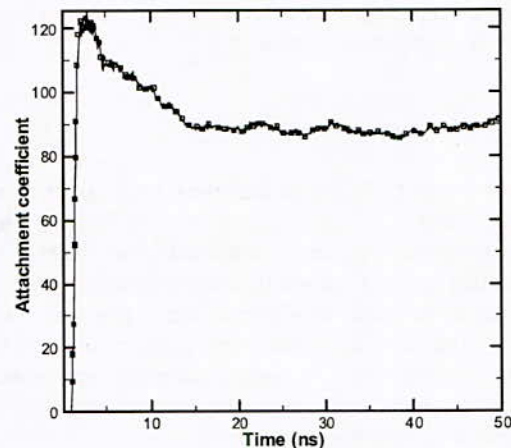


Fig. 2 Temporal variation of the attachment coefficient at P=1 torr and  $E_0=10$  kV/m.

The figures (Fig. 1, Fig. 2, Fig. 3) show, respectively, the variation with time of the ionization

coefficient ( $\alpha$ ), the attachment coefficient ( $\eta$ ) and the mean kinetic energy; for Oxygen gas at a pressure of 1torr, a temperature of 293 K (20° C) with a gap length of 2 cm, and an applied electric field of 10 kV/m.

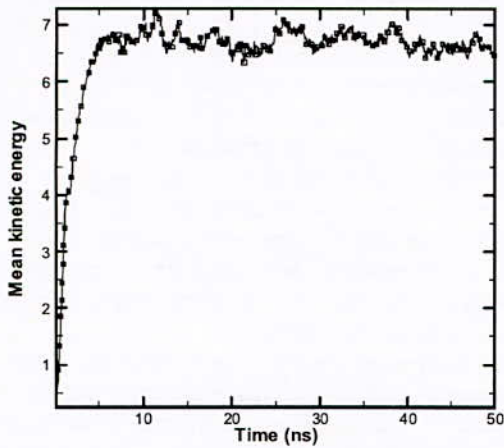


Fig. 3 Temporal variation of the mean kinetic energy at P=1torr and E<sub>0</sub>=10 kV/m.

The figure (Fig. 3) shows the increasing characteristic with time of the mean kinetic energy of electrons which allows to the ionisation coefficient values to increase (Fig. 1). On the other hand, the attachment coefficient values decrease (Fig. 2) with time. At time t= 50 ns, the number of the total space charge is about 16307 (10065 electrons), the effective ionisation isn't important, criterion is not verified, to cause Townsend breakdown (here it is the case of low pressure).

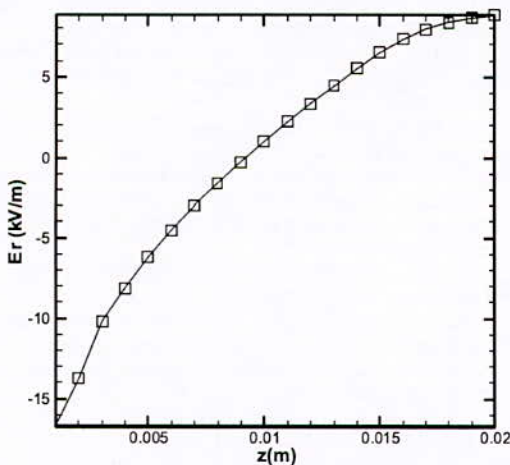


Fig. 4 Space charge field distribution at P=1 torr and E<sub>0</sub>=10 kV/m.

The figure (Fig. 4) shows the special distribution of the space charge field at pressure of 1torr under an

applied field of 10kw/m where we deduce that the space charge field is intense near the cathode but it is not sufficient to sustain the discharge. This result is in good agreement with the value given by E. Kuffel [4].

The figures (Fig. 5 and Fig. 6) show, respectively, the variation with time of the ionization coefficient ( $\alpha$ ) and the attachment coefficient ( $\eta$ ) for Oxygen gas at a pressure of 100torr, a temperature of 293 K (20° C) with a gap length of 2cm, and under an applied electric field E<sub>0</sub>=1000 kV/m.

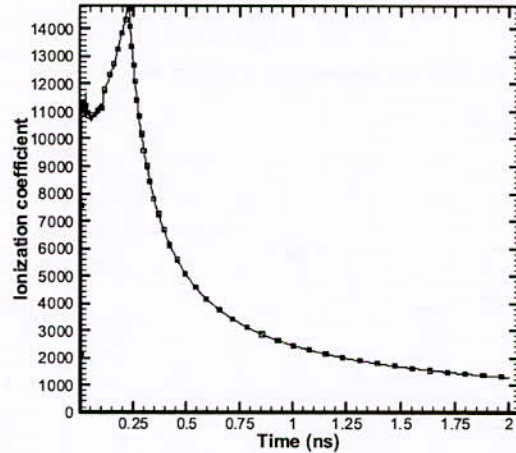


Fig. 5 Temporal variation of the ionization coefficient at P=100torr and E<sub>0</sub>=1000 kV/m.

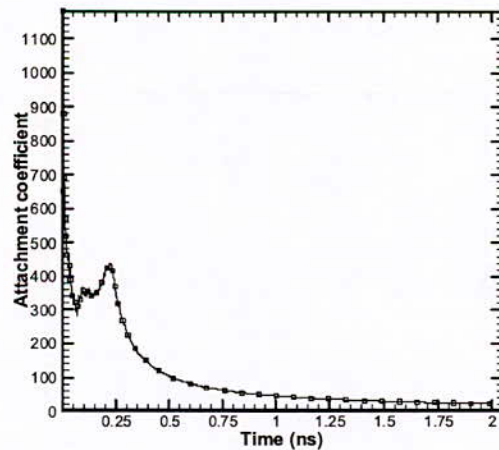


Fig.6 Temporal variation of the attachment coefficient at P=100torr and E<sub>0</sub>=1000 kV/m.

The ionisation and attachment coefficients values decrease with time (Fig. 5, Fig.6), but the ionisation coefficient remains important compared with the attachment coefficient.

At time t= 2 ns, the total number of space charge is about 784434. We observe that the ionisation

coefficient is higher than the attachment coefficient. However the effective ionisation isn't important and the streamer formation criterion isn't verified.

At time  $t = 2.22$  ns, the transport parameters are not presented, under an applied electric field  $E_0 = 7000$  kV/m, the total number of space charge is of 9846099 and it is able to produce sufficiently strong electric field which allows secondary electrons due to photo-ionization to develop into the avalanche head [7]. The streamer breakdown criterion, the product  $\alpha ad = 18.03$ , is verified so we can say, in this case, that the streamer breakdown is established.

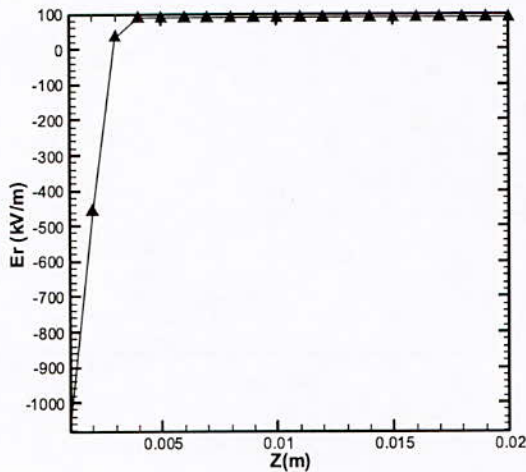


Fig. 7 Spatial distribution of the space charge field at  $t = 2$  ns,  $P = 100$  torr, and  $E_0 = 7000$  kV/m.

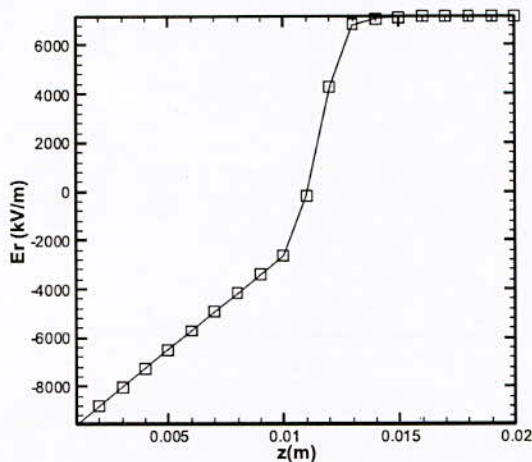


Fig. 8 Spatial charge field distribution of the space charge field at  $t = 2.22$  ns,  $P = 100$  torr and  $E_0 = 7000$  kV/m.

The figures (Fig. 7 and Fig. 8) show the spatial distribution of the electric field  $E_r$  due to space charge at times  $t = 2$  ns and  $t = 2.22$  ns respectively.

At  $t = 2$  ns the space charge field is weak and its effect can be neglected compared to the applied field whereas it takes values in the same order of magnitude as the applied field at  $t = 2.22$  ns (Fig. 8).

#### IV. CONCLUSIONS

In this paper we have used the Monte Carlo Simulation to describe the behavior of a large number of electrons in uniform electric fields.

For reasons of simplification, our model is based only on the presence of elastic, excitation, ionization, and attachment collisions and other processes of electrons generation such as photo-ionization and emission of electrons from the electrodes will be taken into account in future studies.

The simulation results give values for electrons mean energy, ionization, and attachment coefficients as functions of time. When the voltage is sufficiently high, the ionization coefficient increases and the gas become conductor and therefore it appears the electrical breakdown.

By means of the simulation results we have verified the breakdown criteria for different values of applied electric field as pressure and applied voltages. For the low pressures we have used *Townsend* theory and *Streamer* theory was used for the high pressures.

#### REFERENCES

- [1] Y. R. Raizer, Gas Discharge Physics, Berlin: Springer-Verlag, 1991.
- [2] M. M. Pejovic, G. S. Ristic and J. P. Karamarkovic "Electrical breakdown in low pressure gases", J. Phys. D: Appl Phys. 35, pp. R91-R103, 2002.
- [3] J. M. Meek, J. D. Craggs, Electrical Breakdown of Gases, Oxford: Clarendon Press, 1953.
- [4] E. Kuffel, W. S. Zaengl and J. Kuffel: High Voltage Engineering Fundamentals, 2nd ed Butterworth-Heinemann, 2000, 534 p.
- [5] M. S. Naidu, High Voltage Engineering, 2nd ed. New York: Quebecor/Book Press, 1995.
- [6] G. R. Govinda Raju and J. Liu. "Simulation of Electrical Discharges in Gases-Nonuniform Electric Fields", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol 2 (5), pp. 1016-1041, 1995.
- [7] G. G. Raju, Dielectrics in Electric Fields, Marcel Dekker, New York: CRC Press, 2003.
- [8] G. R. Govinda Raju and J. Liu. "Simulation of Electrical Discharges in Gases- Uniform Electric Fields". IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol 2 (5), pp. 1004-1015, 1995.
- [9] A. V. Phelps, Atomic & Molecular Physics. JILA NIST-CU website. [Online] 2005. Available: [ftp://jila.colorado.edu/collision\\_data/electronneutral/ELECTRON.TXT](ftp://jila.colorado.edu/collision_data/electronneutral/ELECTRON.TXT)

# Modélisation dynamique du phénomène de contournement des isolateurs pollués

S.A.Bessedik, H.Hadi, M.Marich, 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](mailto:ahmed_7b@yahoo.fr)

## Abstract

*Pollution flashover, observed on insulators used in high voltage transmission, is one of the most important problems for power transmission. Pollution flashover is a very complex problem, because of the modeling difficulties of the insulator complex shape, different pollution density at different regions, non-homogenous pollution distribution on the surface of insulator and unknown effect of humidity on the pollution. In literature, some static and dynamic models were developed by making some assumptions and neglections to predict the flashover voltages of polluted insulators. In this study after presenting the open model, a new dynamic arc model has been developed to calculate the flashover. The validity of the model was verified by comparing the computed results with the experimental results of previous researchers and good correlation has been shown.*

**Key words:** Dynamic model, pollution, flashover, insulator.

## 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 nous avons développé un modèle dynamique basé sur le critère de Hampton qui permet de déterminer la tension de contournement des isolateurs en tenant compte du changement de la résistance de la pollution durant la propagation de la décharge.

## II. LE MODÈLE DYNAMIQUE

Une des difficultés principales dans la formulation du problème provient de la forme complexe des isolateurs. Cette difficulté est surmontée en remplaçant un isolateur pratique avec un modèle approprié qui tient compte de la forme de l'isolateur et préserve la nature physique du problème de contournement aussi loin que possible [5]. Dans cette étude nous avons utilisé l'isolateur U40, de type capot et tige (figure 1). Le modèle ouvert (figure 2) de l'isolateur U40 peut être obtenu à partir de ce qui suit :

$$y(x) = 2\Pi.r(x) \quad (1)$$

Où  $x$  est la distance entre l'électrode basse tension (capot) et un point sur la ligne de fuite,  $r(x)$  est le rayon d'un cercle passant par un point sur la ligne de fuite.

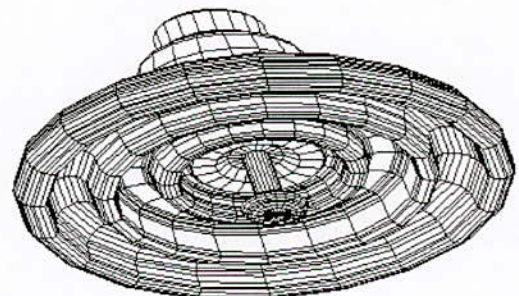


Figure 1. Isolateur U40 de diamètre D=175mm, Pas=110mm et ligne de fuite Lf=185mm

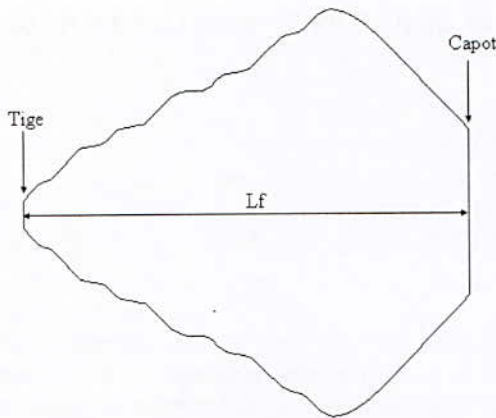


Figure 2. Modèle ouvert de l'isolateur U40

A partir du profil de l'isolateur donné par la figure 1, on relève les coordonnées cartésiennes  $(x_i, y_i)$  des maximums des points sur la surface de l'isolateur pour créer le tableau des données géométriques de l'isolateur.

Connaissant les coordonnées  $x_i$  et  $y_i$ , on peut calculer la ligne de fuite élémentaire entre deux anneaux successifs  $i$  et  $i+1$  sur la surface de l'isolateur pour trouver la ligne de fuite totale de l'isolateur comme suite :

$$l_i = \sqrt{(y_{i+1} - y_i)^2 + (x_{i+1} - x_i)^2} \quad (2)$$

$$L_f = \sum_{i=1}^n l_i \quad (3)$$

Où  $l_i$  est un élément de la ligne de fuite et  $L_f$  est la ligne de fuite de l'isolateur.

En se servant du modèle ouvert de la figure 2, on peut calculer facilement les résistances élémentaires et la résistance totale de la couche de pollution  $R_i$  par les relations suivantes :

$$R_i = \frac{1}{\sigma_s} \int_{l_i}^{l_{i+1}} \frac{dl}{2 \Pi \cdot r(l)} \quad (4)$$

$$R_t = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_s} \int_{l_i}^{l_{i+1}} \frac{dl}{2 \Pi \cdot r(l)} \quad (5)$$

Avec  $\sigma_s$  est la conductivité surfacique.

Notre modèle dynamique proposé est basé sur le concept d'Obenaus [6]. Ce modèle prend en compte la configuration de l'isolateur à chaque instant de l'élongation de la décharge qui joue un rôle important dans le processus de contournement des isolateurs pollués. Notre modèle de calcul est basé sur la forme ouverte de l'isolateur qui exige uniquement la connaissance de la tension appliquée de service et de la sévérité de la pollution.

Pendant son élongation, la décharge doit trouver des conditions électriques favorables dans son trajet pour qu'elle se déplace sur la pollution, sinon elle s'éteint. Ces conditions favorables sont remplies si le critère de propagation de la décharge est vérifié [7]. C'est à

dire si le gradient de potentiel dans la pollution est supérieur au gradient de potentiel dans la colonne de la décharge électrique, la décharge se propage sur la surface conductrice. Ce critère est donné par l'inégalité :

$$E_p > E_d \quad (6)$$

Où  $E_d$  est le gradient de potentiel dans la colonne de la décharge électrique et  $E_p$  est le gradient de potentiel dans la pollution.

Le gradient de potentiel dans la colonne de la décharge est :

$$E_d = A \cdot I^n \quad (7)$$

Le gradient de potentiel de la couche polluante :

$$E_p = r \cdot I \quad (8)$$

$r$  est la résistance de la couche de pollution par unité de longueur, elle est supposée homogène et uniforme et s'exprime en  $\Omega/cm$ . elle est donnée par la relation :

$$r = \frac{1}{\sigma_s \cdot (L_f - X_{arc})} \int_0^{L_f} \frac{dl}{2 \Pi \cdot r(l)} \quad (9)$$

Avec  $X_{arc}$  est la longueur de l'arc.

Le courant dans la décharge est donné par l'expression suivante :

$$I = \frac{V - A \cdot X_{arc} \cdot I^{-n}}{R_i} \quad (10)$$

$$V = V_s - V_e$$

$V_s = 2000$ , la tension initiale appliquée (tension de service), et  $V_e = 950$ , la chute de tension (électrodes).

Pour déterminer le courant  $I$ , la méthode de Newton est la plus indiquée et fournit la solution de l'équation (11). Celle ci est donnée par l'équation suivante :

$$I_{(m+1)} = I_{(m)} - \frac{A \cdot X_{arc} \cdot I_{(m)}^{-n} + R_i \cdot I_{(m)} - V}{R_i - n \cdot A \cdot X_{arc} \cdot I_{(m)}^{-(n+1)}} \quad (11)$$

La résolution de l'équation (11) est itérative où  $m$  est le nombre d'itérations.

Dans notre organigramme de travail, nous avons prévu de tester le critère de propagation de l'arc dans la détermination de la tension de contournement de l'isolateur de la façon suivante :

Si  $E_d \geq E_p$ , la décharge s'éteint. La tension appliquée sera alors augmentée d'une tension  $dv_s$  ; les calculs précédents seront entamés de nouveau et la condition de propagation sera ainsi testée.

Si  $E_p > E_d$ , la décharge s'allonge.

Si  $X_{arc} < L_f$ , le nouveau courant est calculé en connaissant la résistance de pollution correspondant à la nouvelle longueur de la décharge. La condition de

propagation est de nouveau testée pour ces valeurs et la tension de contournement est calculée ainsi. Quand la longueur de la décharge atteint l'électrode de masse, le contournement a lieu. Ceci peut être répété pour n'importe quelle valeur de la conductivité de la couche de pollution désirée, l'organigramme de ce modèle est montré sur la figure 3.

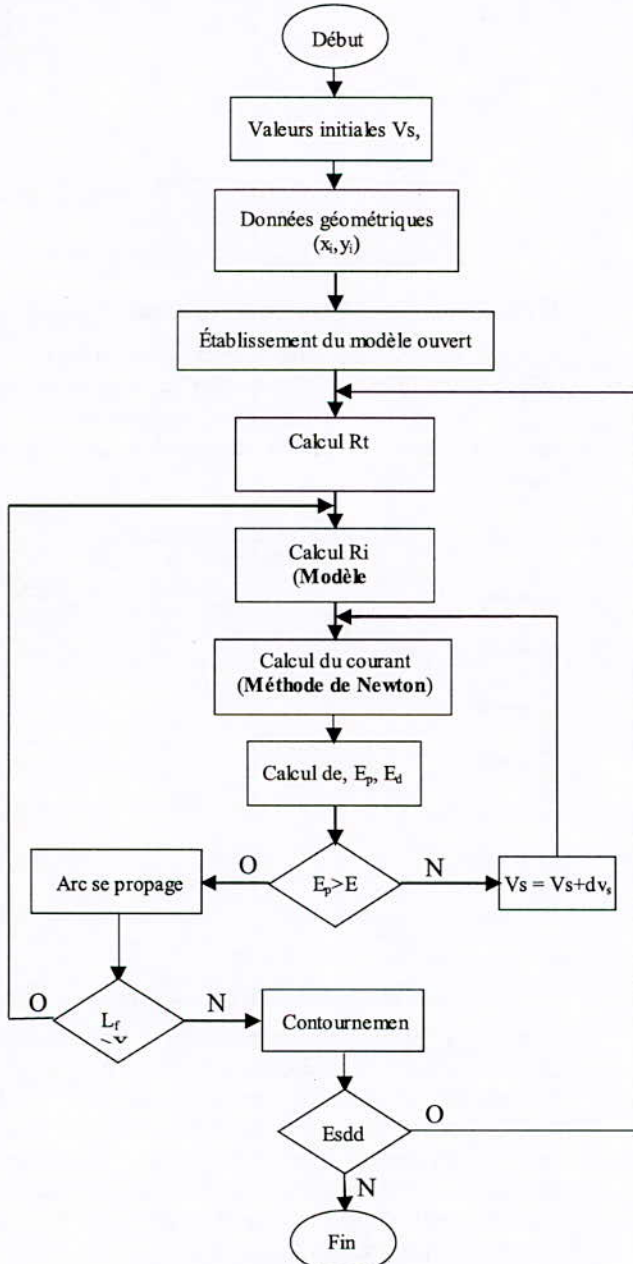


Figure 3. L'organigramme de calcul

**III. Résultats et discussions:**

**1. Détermination de la résistance de pollution :**

Toute modélisation et calcul des grandeurs caractérisant le contournement passe par la détermination de des paramètres géométriques, et le calcul de la résistance de la pollution de l'isolateur. L'équation (5) donnant la résistance totale de

pollution utilisée par la plus part des chercheurs n'est pas correcte en présence d'une décharge électrique. Par contre elle reste valable dans le calcul de la résistance totale de pollution sans la présence de la décharge électrique.

La distribution des lignes de courant sur le modèle ouvert déterminé par la méthode des éléments finis MEF nous a conduit à conclure que la concentration des lignes de courant a été observée sur le centre du modèle, par contre une partie de la surface n'est pas parcourue par aucun courant, donc l'équation 5 suppose une distribution uniforme des lignes de courant et toute la surface du modèle ouvert est utilisée figure 4.

Nous avons analysé cette proposition et nous avons trouvé qu'il y a une partie du modèle ouvert qui vérifie l'égalité sur la détermination de la résistance de pollution entre le calcul et mesure [8] qui coïncide avec la MEF figure 5.

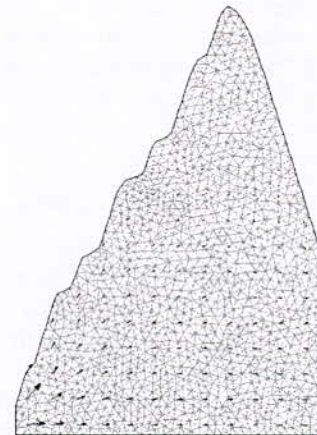


Figure 4. Maillage surfacique de la moitié du modèle ouvert par MEF et la distribution des lignes de courant

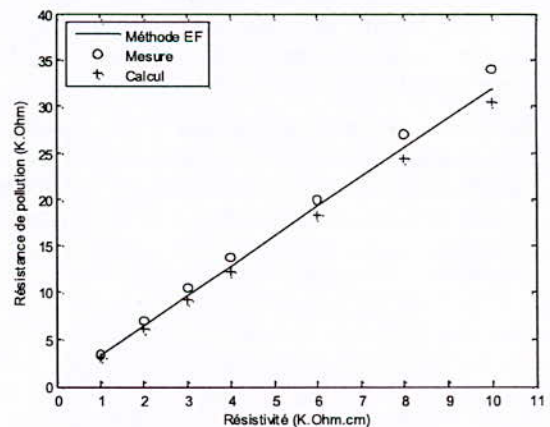


Figure 5. Résistance de pollution pour différentes valeurs de la résistivité (isolateur U40 pour une tension appliquée de 10kv, et épaisseur e=4mm)

Nous avons validé notre proposition concernant la zone d'influence sur la détermination de la résistance de la couche de pollution sur trois types d'isolateurs

capot et tige qui sont respectivement BSFT9336, U160As et U120 comme représenté sur la figure 6.

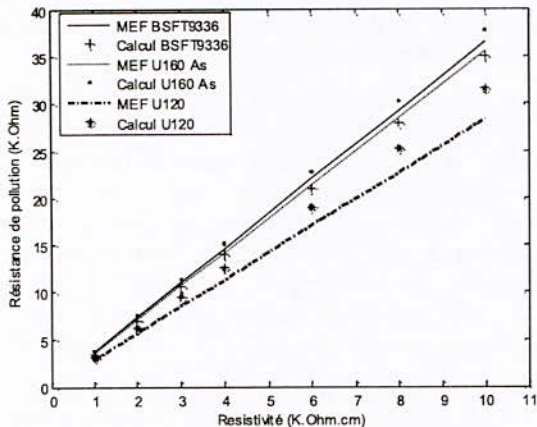


Figure 6. Résistance de pollution pour différentes valeurs de la résistivité (Isolateur BSF T9336, U160As & U120 pour une tension appliquée de 18kv, et épaisseur e=4mm)

Les résultats de comparaison sont meilleurs pour différentes valeurs de la résistivité pour le cas des isolateurs BSFT9336 & U160As, alors qu'il y a un écart remarquable pour des fortes valeurs de la résistivité pour le cas de l'isolateur U120 qui ne contient pas des nervures.

**2. Détermination du courant critique :**

Généralement la sévérité de pollution est exprimée par la densité de dépôt de sel équivalente (Esdd), et en fonction de laquelle sont données les courbes standards de la tension de contournement pour différents types des isolateurs.

Pour notre modèle ouvert expérimental de l'isolateur U40 [8], et pour une pollution électrolytique (NaCl +H2O), nous avons utilisé la formule qui représente la conductivité surfacique en fonction de dépôt de sel équivalente (Esdd) :  $\sigma_s = 1.66 \cdot Esdd \cdot 10^{-3}$ .

La figure 7 montre les résultats de variation du courant critique de contournement donnés par le modèle dynamique et ceux relevés expérimentalement sur le modèle ouvert.

On remarque que les valeurs du courant de contournement calculées s'accordent bien avec les points expérimentaux ce qui signifie que le courant critique de contournement dépend de la résistance de pollution.

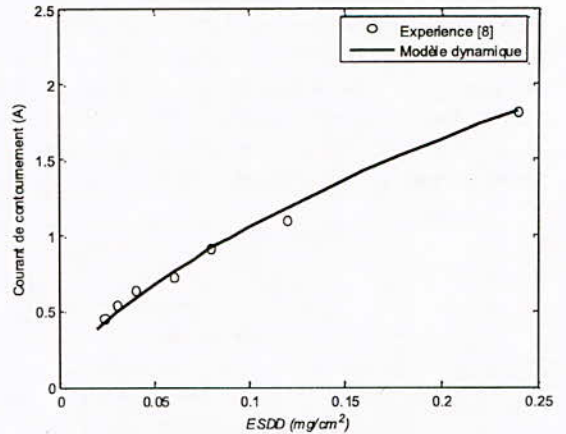


Figure 7. Courant critique de contournement

**3. Détermination de la tension critique :**

Il a été montré que pour une même résistance de pollution calculée et mesurée sur le modèle ouvert [8,11] la tension critique de contournement ne dépend pas seulement de la résistance conductrice de pollution.

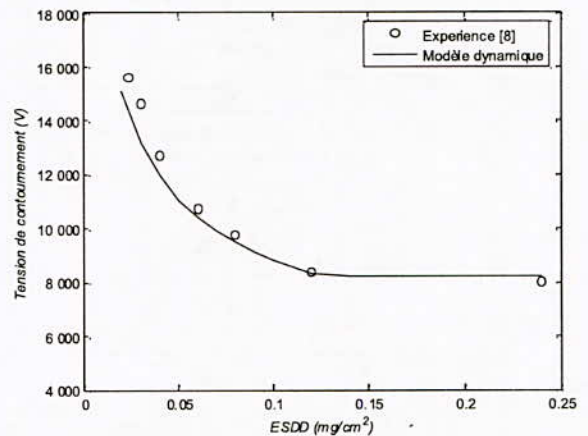


Figure 8. Tension critique de contournement

D'après la figure 8 la comparaison des tensions de contournement calculées employant le modèle dynamique et celles obtenues par les essais expérimentaux [8] pour différentes valeurs de dépôt de sel équivalente fait apparaître un sens de variation identique, cette comparaison nous permet de conclure que le modèle théorique établi assimile bien le dispositif expérimental.

Pour montrer l'influence de la couche de pollution sur la tension de contournement, nous avons fait une comparaison des tensions critiques calculées en employant le modèle dynamique avec les résultats théoriques ou expérimentaux d'autres chercheurs pour différent type des isolateurs.



**4. Validation du Modèle dynamique :**

Pour valider notre modèle dynamique qui est basé sur la dynamique de l'arc, on prend les isolateurs les plus utilisés dans la littérature ils sont indiqués respectivement sur les figures 9 et 10.

La comparaison des tensions de contournement calculées en employant le modèle dynamique avec les résultats théoriques ou expérimentaux d'autres chercheurs pour l'isolateur BSFT9336 est donnée sur la figure 11 et la comparaison pour l'isolateur 7K3 est donnée sur la figure 12, Dans le cas de l'isolateur BSFT9336 pour une chaîne de 9 unités (figure 11) il est très clair que les courbes calculées basées sur le modèle dynamique proposé donnent un meilleur accord avec les courbes expérimentales.

Même remarque relevée sur la figure 12, le cas d'un isolateur 7K3 pour une chaîne de 7 unités que pour différentes valeurs de la conductivité surfacique la tension de contournement en utilisant le modèle dynamique sont en accord avec la tension critique de contournement trouvée par d'autres chercheurs.

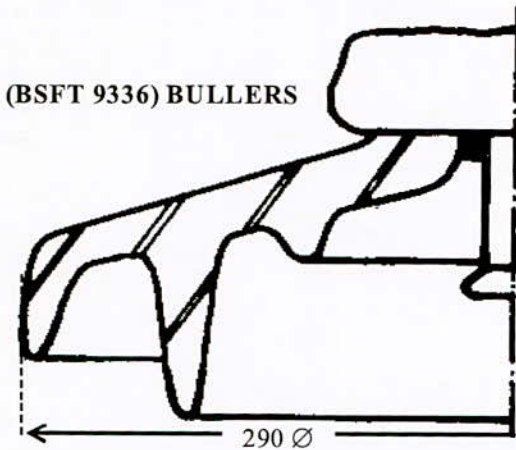


Figure 9. Isolateur BSFT9336 de diamètre D=290mm, Hauteur H=140mm et de ligne de fuite  $L_f=418$ mm

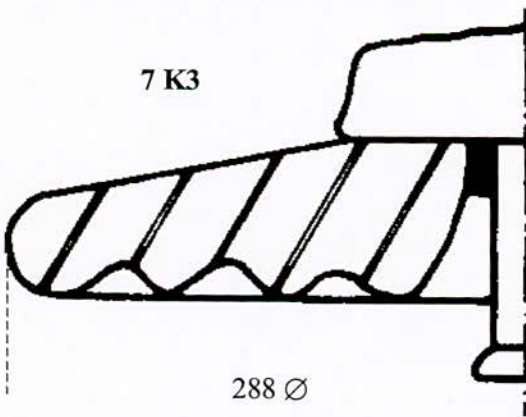


Figure 10. Isolateur 7K3 de diamètre D=288mm, Hauteur H=185mm et de ligne de fuite  $L_f=304$ mm

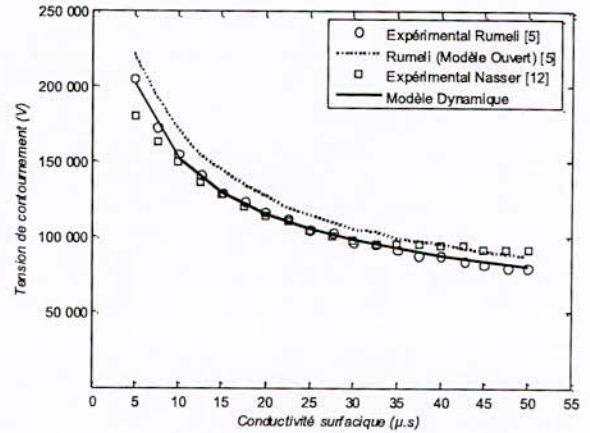


Figure 11. Tension critique de contournement (Isolateur BSFT9336, pour 9 unités)

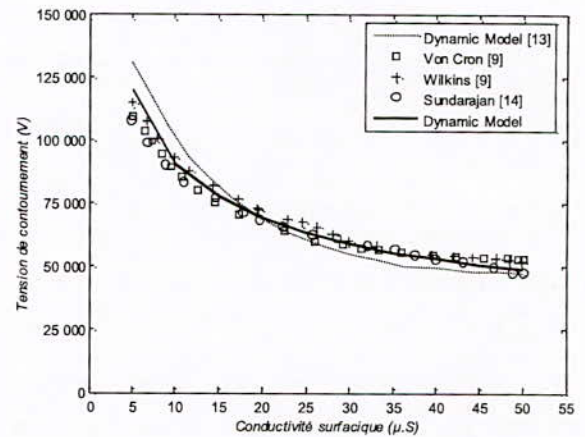


Figure 12. Tension critique de contournement (Isolateur 7K3, pour 7 unités)

**VI. Conclusion**

Nous avons présenté des résultats sur l'utilisation d'un modèle ouvert basé sur une modélisation dynamique.

Les grandeurs critiques de contournement d'un isolateur haute tension pollué ont été calculées en utilisant le modèle dynamique développé dans cette étude. Ce modèle permet de calculer la tension de contournement des isolateurs et de décrire la dynamique de l'arc en tenant compte du changement de la résistance de l'arc.

Les valeurs théoriquement calculées de la tension de contournement employant le modèle dynamique sont tout à fait semblables à l'expérimental et les résultats théoriques d'autre chercheurs.

## 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, 22-23-25Octobre,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] A. Rumeli, M. Hizal and Y. Demir, "Analytical Estimation of Flashover Performances of Polluted Insulators",MADRAS, Vol1.02, pp. 01\_06, 1981.
- [6] F.Obenus "Die überschlagspannung verschmutzter isolatoren" *ETZ*, vol.56, 1935, pp. 369-70.
- [7] B. F. Hampton "Flashover Mechanism of Polluted Insulator ", Proc IEE, Vol. 03, No. 5, pp. 985-990; May 1964.
- [8] S.A.Bessedik, "Modélisation des isolateurs pollués Des lignes Haute tension", Thèse de magister, USTO'2008.
- [9] R. Wilkins, "Flashover Voltage of High Voltage Insulators with Uniform Surface-Pollution Films", Proc. IEE, Vol. 116, pp.457- 465, 1969.
- [10] P. S. Gohsh, S. Chakravorti and N. Chatterjee, "Estimation of Time to Flashover Characteristics of Contaminated Electrolytic Surfaces using a Neural Network", IEEE Trans.on Dielect and Elect Insul, Vol. 2, N° 6, pp. 1064-1074, 1995.
- [11] M. Mariche, "Modélisation dynamique du contournement des isolateur polluée", Thèse de magister, USTO'2006.
- [12] E. Nasser, "Contamination flashover of outdoor insulation". *ETZ-A*, Vol.93, pp.321-325. 1972.
- [13] Muhsin Tunay.G and Mehmet Cebeci"The pollution flashover on high voltage insulators", *Electric Power Systems Research* 78, Elsevier 0378-7796, 2008.
- [14] Sundararajan R, Gorur RS. Dynamic arc modeling of pollution flashover of insulators under dc voltage. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* 1993; 28:209-218.
- [15] Zhicheng G, Renyu Z. Calculation of dc and ac flashover voltage of polluted insulators. *IEEE Transactions on Electrical Insulation* 1990; 25:723-729.
- [16] Topalis, F.V., Gonos, I.F., and STATHOPOULOS, LA.: 'Dielectric behaviour of polluted insulators', *IEE Proc., Gener., Trnsmiss. Distrib.*, 2001, 148, (4), pp. 269-274.

# Numerical simulation of an oxygen-fed wire-to-cylinder positive corona discharge

K. Yanallah<sup>#1</sup>, Y. Meslem<sup>#2</sup>, Y. Bekaoual<sup>#3</sup> and F. Pontiga<sup>\*1</sup>

<sup>#1,2,3</sup> *Laboratory of Electrical Engineering and Plasmas*

<sup>1</sup> yanallahkh@yahoo.fr

<sup>2</sup> ymeslem@yahoo.fr

<sup>3</sup> y.bekaoual@yahoo.fr

<sup>\*1 Dpt.</sup> *Física Aplicada II, Universidad de Sevilla, Spain.*

<sup>1</sup> Pontiga@us.es

**Abstract**— Positive corona discharge in flowing oxygen has been numerically simulated for a wire-to-cylinder electrode geometry. The corona discharge is modelled using a fluid approximation. The 2D spatial distribution of charged and neutral species is obtained by solving the corresponding continuity equations, which include the relevant plasma-chemical kinetics. Continuity equations are coupled with Poisson's equation and the energy conservation equation, since the reaction rate constants may depend on the electric field and temperature. The experimental values of the current-voltage characteristic are used as input data into the numerical calculations. The validation of the model is achieved by comparing the ozone density measured in experiments with that predicted by the numerical simulation. The role played by different reactions and chemical species is analyzed, and the effect of electrical and geometrical parameters on ozone generation is investigated.

**Keywords**— Corona discharge; Fluid model; Chemical reactions; Ozone production; Gas flow.

## I. INTRODUCTION

The importance of the ozone molecule it's due to its strong oxidant properties [1], it's used for air cleaners, water purification, gas treatment..., etc. [2],[3] and [4]. That signifies that the efficiency of ozone production is very important parameter. Many studies has been devoted to understand the mechanism generation of ozone in electric discharge [5],[6] and [7]. In order to contribute to these works we present in this paper numerical study of ozone production by electric positive corona discharge.

In the past, the authors have also investigated the generation of ozone in wire-cylinder geometry using negative [8] and positive [9] corona. The electrical discharge was modelled as stationary and symmetrical around the corona wire, as done by other investigators [10-12]. However, in these previous studies, the corona discharge reactor was assumed to operate in flow-stopped conditions, that is, no gas flow was imposed along the cylinder. Therefore, the numerical model was one-dimensional, and the electric field and species distribution were determined as a function of the radial distance. In

contrast, in the present work, an axial gas flow is assumed to exist through the cylinder, and a two-dimensional numerical model is used in order to determine the axial and radial distribution of charged and neutral species. Thus, the corona reactor will operate as an ionizer, where pure oxygen enters the cylinder and ozone and other by-products are collected at the exit. Contrary to other studies [10-11], [13-15] the governing equations will be simultaneously solved for all species, thus providing a revealing picture of the interplay between electrons, neutral species and the different types of ions.

In corona discharge, ozone is generated when an electrical discharge occurs between two conductors separated by discharge gap (wire and cylinder) Fig. 1, and feed with oxygen flowing between the electrodes. The corona discharge is initiated when the electric field near the wire is sufficient to ionize the gaseous species. The minimum electric field is a function of the wire radius, the surface roughness of the wire, air temperature, and pressure.

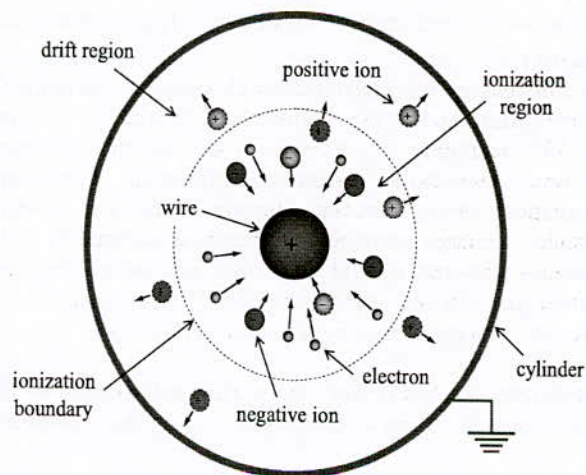


Fig.1 Schematic of the structure of positive corona discharge between a wire and a cylinder.

In the positive corona discharge high positive voltage is applied to the wire discharge electrode and the cylinder is grounded. The free electrons produced naturally in the gas are accelerated by the high electric field near the wire and causing the production of pair's electron-positive ion through inelastic collisions. The new electrons are accelerated by the electric field and produce further ionization. Secondary electrons produced by photonisation process in the plasma region sustain the discharge.

## II. SIMULATION METHOD

### A. The Model

In the present work, the electrical discharge will be assumed to be stationary in time ( $\partial/\partial t = 0$ ) and symmetrical about the corona wire. Therefore, the spatial distribution of species, temperature and electric field will be described in terms of cylindrical coordinates  $r$  and  $z$  (2D problem), with  $r_0 < r < R$  and  $0 < z < L$  (see figure). The governing equations can then be rewritten as:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \frac{e_i}{|e_i|} \mu_i N_i E \right] = S_i, \quad (1)$$

$$v_z \frac{\partial N_j}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ D_j \frac{\partial N_j}{\partial r} \right] = S_j, \quad (2)$$

$$v_z \frac{\partial}{\partial z} (\rho c_v T) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r k \frac{\partial T}{\partial r} \right] - E J_{\text{ion}}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE) = \frac{1}{\varepsilon} \sum_i e_i N_i, \quad \text{with } E = -\frac{\partial \phi}{\partial r}, \quad (4)$$

Where  $N_i$  stand for the density the  $i$ th species, and  $S_i$  represents its net production rate, which is determined by different gain and loss terms.  $E$  is the electric field,  $e_i$ ,  $\mu_i$  and  $D_i$  denote the electrical charge, mobility and diffusion coefficient of the  $i$ th species.  $\rho$  and  $T$  stand for gas density and temperature,  $c_v$  is the specific gas heat capacity at constant volume, and the last term accounts for Joule heating due to the ion current density,  $\mathbf{J}_{\text{ion}} \cdot \varepsilon$  is the gas permittivity.

The chemical model considered in this paper is identical to the one described in [8]. It includes 15 chemical species and 38 reactions of different type: electron impact reactions (ionization, electron attachment, excitation, dissociation, etc.), reactions between ions and neutral particles (charge transfer, electron detachment) and reactions between neutral molecules and atoms in their ground and excited states. The selection of species and reactions was based in previous studies [16-17].

Integration of (1)-(4) must be performed subject to the appropriate boundary conditions. Due to Coulomb

repulsion, the densities of positive ions on the wire and negative ions on the cylinder must vanish,

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

In our model, the process of photo-ionization is indirectly taken into account through the boundary condition for the current intensity. At the wire, the computed current intensity is forced to match its experimental value,  $I$ ,

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

At the inlet of the cylinder, the gas composition is pure oxygen,  $O_2$ . Therefore, the number densities of all other neutral species is taken as zero,

$$N_j(r, 0) = 0. \quad (7)$$

On the surface of the wire and of the cylinder, two different situations can be found. On the one hand, the neutralization of ions gives rise to the generation of neutral species (e.g.  $O_3^+$  is transformed into  $O$  on the anode). Therefore, the ion drift will be balanced by the molecular diffusion of the neutral species,

$$e_i \mu_i N_i E - e_0 D_j \frac{dN_j}{dr} = 0, \quad \text{at } r = r_0 \text{ and/or } r = R, \text{ for all } z. \quad (8)$$

However, the neutralization of  $O_3^+$  on the anode must also consider the possibility of ozone decomposition into molecular oxygen. This decomposition reaction is catalyzed by the presence of the electrode wall, and it is characterized by a certain decomposition coefficient,  $\delta$  [16]

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

In this work, the value  $\delta = 2.88 \times 10^{-4}$  cm/s will be taken as representative for stainless steel [18].

For the rest of neutral species, a zero diffusion flux is imposed on the wire and on the cylinder wall,

$$D_j \frac{dN_j}{dr} = 0, \quad \text{at } r = r_0 \text{ and/or } r = R, \text{ for all } z. \quad (10)$$

Regarding the gas temperature, the cylinder surface is assumed to be at room temperature, since this electrode is in direct contact with the ambient air,

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

On the wire, a zero heat flux is imposed along the electrode,

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \text{ at } r = r_0, \text{ for all } z. \quad (12)$$

Finally, boundary conditions are imposed on the electrical potential. On the surface of the wire, the potential is equal to the applied voltage, while the cylinder is grounded,

$$\phi(r_0) = V, \quad \phi(R) = 0. \quad (13)$$

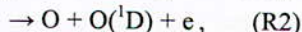
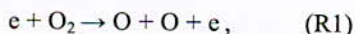
*B. Experiment*

The reactor discharge under study consisted of a wire-to-cylinder coaxial electrode system, with total length  $L = 5$  cm. The cylinder was made of plain steel, with inner radius  $R$ , while the cathode wire was made of tungsten, with radius  $r = 0.0625$  cm. The wire was subjected to positive DC high voltage, and the cylinder was connected to ground. The discharge cell was fed with high purity oxygen (99.995%). The discharge cell was placed inside the UV-visible spectrophotometer and ozone concentration was determined by applying Beer-Lambert's law in the range of wavelengths 190-300 nm.

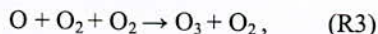
III. RESULTS AND DISCUSSIONS

The calculation was carried out under the experiment conditions above at atmospheric pressure and room temperature. The gas flow  $Q$  was  $100 \text{ cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$ , corresponds to a gas velocity  $v_g = Q / S \approx 0,5 \text{ cm/s}$  ( $S$ : the surface of the cylinder). So, the residence time of the gas in the reactor volume is equal:  $T_r = v_g / L \approx 10 \text{ s}$ .

The radial and axial distribution of the species densities and have been computed for different values of the applied voltages. Figure 2 shows the radial distribution of neutral species at the outlet of the gas form the cylinder for the case  $V = 6,2 \text{ kV}$  and  $Q = 100 \text{ cm}^3/\text{s}$ , according to the numerical simulation. Oxygen atoms are confined to the region where the electron density is significant, that is, the active region of the corona discharge. This is so because this species is mainly produced by electron impact with oxygen molecules,



and it is consumed in the generation of ozone molecules via a three body reaction with oxygen,



Since  $O_2$  concentration in weakly affected by the electrical discharge, the source and sink rates of oxygen atoms are constant along the axial direction. In addition, the characteristic lifetime of oxygen atoms,  $\tau_k \sim (k_{25}[O_2])^{-1} \sim 2 \times 10^{-4} \text{ s}$ , is very short compared with diffusion time in the radial direction,  $\tau_D \sim R^2/D \sim 3 \text{ s}$ , or the residence time of the gas inside the cylinder,  $\tau_z \sim L/v_z \sim 10 \text{ s}$ . Therefore, radial diffusion and advection of oxygen atoms in the direction of the flow are negligible.

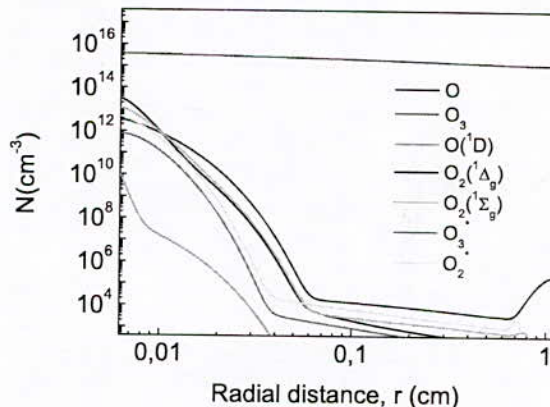


Fig. 2 Radial distribution of neutral species at  $z = 5 \text{ cm}$ ,  $V = 6,2 \text{ kV}$  and  $Q = 100 \text{ cm}^3/\text{min}$ .

Ozone density distribution is shown in figure 3. At the inlet of the gas ( $z < 10^{-3} - 10^{-2} \text{ cm}$ ), ozone molecules are concentrated in the active region of the electrical discharge, where they are being generated according to (R1). In the drift region, its number density is still low, because the molecules have not had enough time to diffuse in the radial direction, towards the anode. As the gas flows towards the exit, molecular diffusion tends to reduce the radial gradient of density, and there is a growth in concentration in the axial direction due to the advection of ozone.

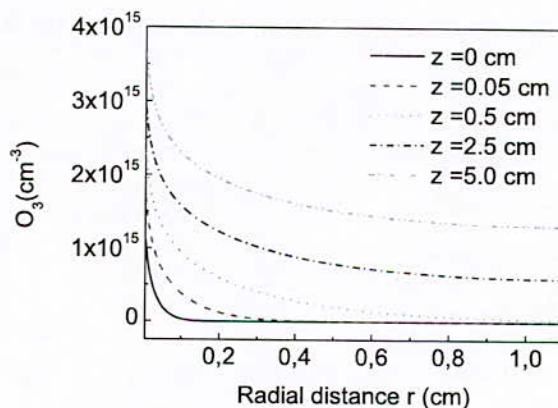


Fig. 3 Radial distribution of ozone at different location along the axial direction, for  $V = 6,2 \text{ kV}$  and  $Q = 100 \text{ cm}^3/\text{min}$ .

The spatial distribution of  $O_2(^1\Delta_g)$ ,  $O_2(^1\Sigma_g^+)$  and  $O_2^+$  resemble each other (figures 4, 5 and 6), thus indicating that these species probably share a similar chemical kinetics. Indeed, the formation of these species occurs primarily through electron-impact reactions with molecular oxygen,

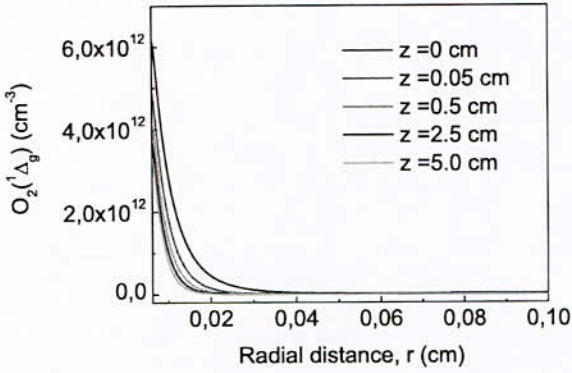
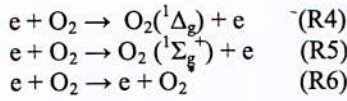


Fig. 4 Radial distribution of  $O_2(^1\Delta_g)$ , at different location along the axial direction, for  $V = 6,2$  kV and  $Q = 100$  cm<sup>3</sup>/min.

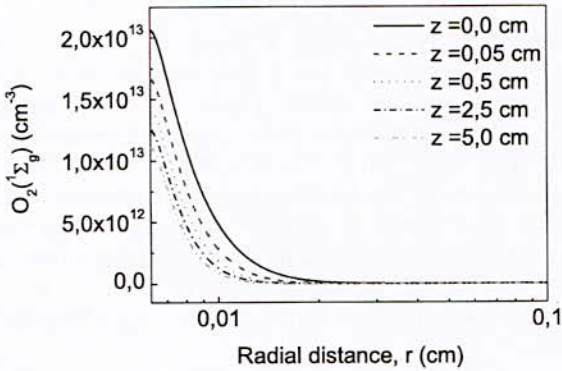


Fig. 5 Radial distribution of  $O_2(^1\Sigma_g^+)$ , at different location along the axial direction, for  $V = 6,2$  kV and  $Q = 100$  cm<sup>3</sup>/min.

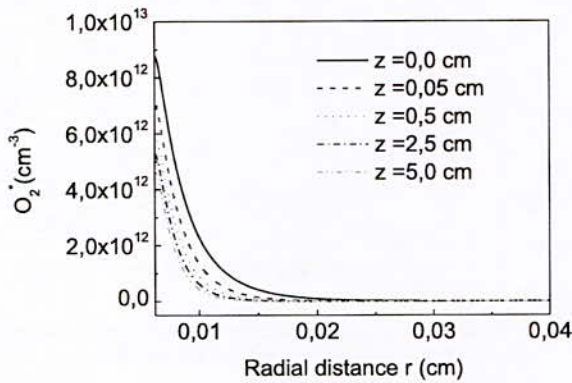
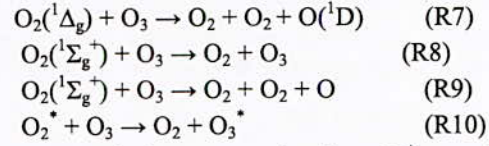


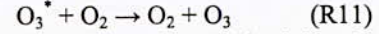
Fig. 6 Radial distribution of  $O_2^*$ , at different location along the axial direction, for  $V = 6,2$  kV and  $Q = 100$  cm<sup>3</sup>/min.

At the inlet of the gas, where ozone concentration is still low, generation dominates over losses, and  $O_2(^1\Delta_g)$ ,  $O_2(^1\Sigma_g^+)$  and  $O_2^*$  start to form around the active region of the electrical discharge. The advection of the gas makes the number density of these species to grow in the

direction of the flow. As the concentration of ozone rises, these excited species start being quickly destroyed in reactions with ozone,



Vibrationally-excited ozone molecules,  $O_3^*$ , are formed from the de-excitation of  $O_2^*$  with ozone (R10). Since the reaction rate (R6) is slower than that of (R10), the rate of generation of  $O_3^*$  is limited by (R6). On the other hand, de-excitation of  $O_3^*$  occurs in collisions with molecular oxygen,



Therefore, both the generation and sink of  $O_3^*$  are controlled by reactions that involve, mainly, electrons and  $O_2$ , which are constant along the axial direction. This fact, together with the short lifetime of  $O_3^*$ , explain that this species is spatially localized in the active region of the corona. It is only at the entry of the cylinder, where ozone concentration is still very low, that reaction (R10) limits the formation of  $O_3^*$ . In that region,  $O_3^*$  increases with  $z$  as ozone does too.

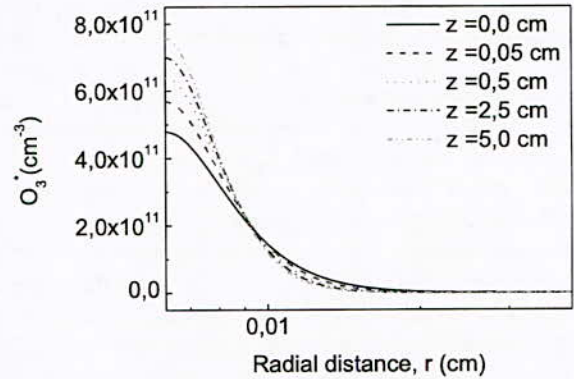
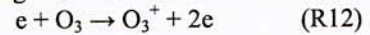


Fig. 7 Radial distribution of  $O_3^*$ , at different location along the axial direction, for  $V = 6,2$  kV and  $Q = 100$  cm<sup>3</sup>/min.

Since the ozone concentration increases in the axial direction the concentration of  $O_3^*$  also increases (figure 08) due to following reaction:



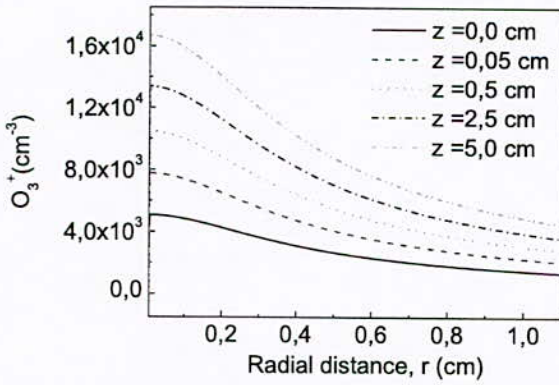


Fig. 8 Radial distribution of  $O_3^+$ , at different location along the axial direction, for  $V = 6,2$  kV and  $Q = 100$  cm<sup>3</sup>/min.

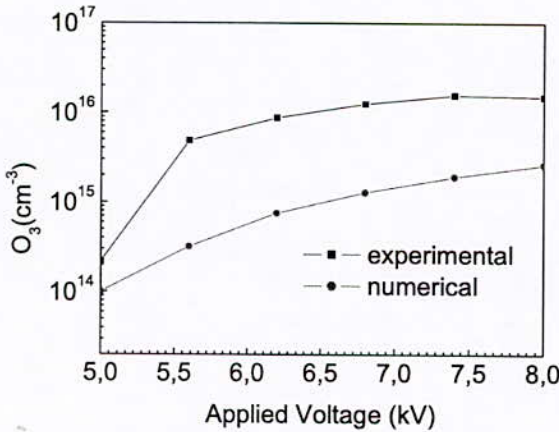


Fig. 9 Experimental and numerical results of ozone density as function of the applied voltage for  $Q = 100$  cm<sup>3</sup>/min.

The prediction of numerical simulation is compared with the experimental measurements in Fig 9. In that figure the average ozone concentration has been plotted as function of the applied voltage for  $Q = 100$  cm<sup>3</sup>/min. The results of the simulation are in qualitative agreement with the measured data.

IV. CONCLUSIONS

In this paper positive wire-to-cylinder corona discharge with axial gas flow has been investigated using a fluid model. In the model, the electric field is governed by Gauss equation, and it is coupled with the species densities and the reaction rates that are part of the continuity equations. The 2D spatial distributions of species have then been obtained by solving numerically the differential equations. According to the results, the radial average of ozone density always increases in the direction of the flow. An acceptable agreement between experiment and simulation was found for ozone concentration.

REFERENCES

[1] C. Gutiérrez-Tapia, E. Camps and O. Olea-Cardoso, IEEE Trans. Plasma Sci. 22 (1994) (5), p. 979.

[2] A.D. Moore, Electrostatics and Its Applications, John Wiley & Sons, New York (1973).

[3] J.A. Cross, Electrostatics: Principles, Problems and Applications, Adam Hilger, Bristol, England (1987).

[4] M.L. Balmer, G. Fisher, J. Hoard., Society of Automotive Engineers, Inc., Warrendale, PA, 1999.

[5] Skalny J D, "Mass spectrometry of low energy ions extracted from negative corona discharge in air at medium pressure", Acta Physica Universitatis Comenianae 28 161(1987).

[6] M. Laan, J. Aarik, R. Josepson and V. Repän, J. Phys. D Appl. Phys. 36 (2003), p. 2667.

[7] J.F. Loiseau, F. Lacassier, C. Monget, R. Peyrous, B. Held and C. Coste, J. Phys. D Appl. Phys. 27 (1994), p. 63.

[8] Yanallah K, Pontiga F, Fernández-Rueda A, Castellanos A and Belasri A 2008 Ozone generation by negative corona discharge: the effect of Joule heating J. Phys. D: Appl. Phys. 41 195206 (8pp).

[9] Yanallah K, Pontiga F, Fernández-Rueda A and Castellanos A 2009 Experimental investigation and numerical modelling of positive corona discharge: ozone generation J. Phys. D: Appl. Phys. 42 (2009) 065202 (8pp).

[10] Chen J and Davidson J H 2002 Ozone production in the positive dc corona discharge: model and comparison to experiments Plasma Chem. Plasma Process. 22 495-522.

[11] Chen J and Davidson J H 2003 Ozone production in the negative dc corona: the dependence of discharge polarity Plasma Chem. Plasma Process. 23 501-18.

[12] Wang P and Chen J 2009 Numerical modelling of ozone production in a wire-cylinder corona discharge and comparison with a wire-plate corona J. Phys. D: Appl. Phys. 42 035202 (8pp).

[13] Hadj-Ziane S, Held B, Pignolet P, Peyrous R, Benas J M and Coste C 1990 Ozone production in an oxygen-fed wire to cylinder ozonizer, J. Phys. D: Appl. Phys. 23 1390-5.

[14] Hadj-Ziane S, Held B, Pignolet P, Peyrous R and Coste C 1992 Ozone generation in an oxygen-fed wire-to-cylinder ozonizer at atmospheric pressure, J. Phys. D: Appl. Phys. 25 677-85.

[15] Loiseau J F, Lacassie F, Monge C, Peyrous R and Held B 1994 Numerical simulation of ozone axial andradial distribution in a cylindrical oxygen-fed ozonizer, J. Phys. D: Appl. Phys. 27 63-73

[16] Soria C, Pontiga F and Castellanos A 2004 Plasma chemical and electrical modelling of a negative dc corona in pure oxygen Plasma Sources Sci. Technol. 13 95-107.

[17] Pontiga F, Soria C, Castellanos A and Skalny J D 2002 An study of ozone generation by negative corona discharge through different plasma chemistry models, Ozone Sci. Eng. 24 447-62.

[18] Yanallah K, Hadj-Ziane S and Belasri A 2006 Ozone decomposition on walls Plasma Devices Oper. 14 215-222.





COORDINATION  
DE  
L'ISOLEMENT

# Comparative Study between IEC and IEE Standards for Live Work Minimum Approach Distance Calculation.

S. Belkhir, H. Moulai

Laboratory of Electrical and Industrial Systems, FEL,  
USTHB, BP 32, Bab Ezzouar, Algiers, Algeria  
E-mail: belkhir.s@hotmail.com

F. Soukeur\*

(\*) National Power Grid Manager (GRTE-  
SONELGAZ), les 500 bureaux, Gué de Constantine,  
Algiers, Algeria

**Abstract** – Nowadays, the industrialization and economic development require more continuity, availability and quality of the electric energy. Thus, producers and distributors are obligated to perform a maximum of maintenance and repairing works on overhead lines and substations while being under voltage. Approach distances to be respected must be determined by the most rigorous way in order to ensure a total security of the operators in charge of these works. Several authors propose different empirical formulas of the statistical breakdown voltage  $U_{50}$  as a function of the gap in rod plane electrode configuration under normalized surge overvoltages. Safe distances to be respected in high voltage line works are determined on the basis of these statistical breakdown voltages.

In the present work, a comparative survey will be achieved between the proposed approaches, and their use in the minimal distance approach assessment techniques recommended by IEC 61-472 and IEEE Std 516 standards. These techniques will be coupled with electric field numerical calculations in order to foresee an extension of these techniques to live works with non conventional tools.

**Key words** — *Safe approach distances; high voltage; live line works*

## I. INTRODUCTION

Electric energy consumers are more and more sensible to current cut-offs whatever is the reason. Live works can contribute to avoid these current break-ups that create annoyances to users and can also represent costs as well for power deliverers than for consumers.

Thus, producers and distributors are obligated to perform a maximum of maintenance and repairing works on overhead lines and substations while being under voltage. Safe approach distances to be respected must be determined by the most rigorous way in order to ensure a total security of the operators in charge of these works [1-4]. Standardised techniques have been developed in order to assess these safe distances. They are essentially described in IEEE Std 516 and IEC 61 472 standards [5, 6] and that concern mainly the variations of these distances as a function of the line voltage level, knowing that the dielectric strength of air is very dependent on the electrode gap [7]. The only element integrating the geometry of the system is

included in the gap factor [5, 6] that takes in account the macroscopic properties of the considered line section.

The experimental works having led to the implementation of these standards concern the breakdown switching overvoltages in a rod-plane electrode system of large dimensions, where the principal parameters are the statistical breakdown voltage and the gap [7]. The practical difficulty to lead this kind of experiences on sharp tips incited us to outline it by taking in account the electric field instead of the applied voltage. Because the breakdown conditions depend as well on the voltage level than on the geometry of the tools that are present in the area of the shortest inter-potential distance [8]; the medium being always air. Thus, the interest to take in account the electric field reigning in the vivacious area of work for the dimensioning of the MAD becomes more suitable and permits to have a precise knowledge of the maximal gradients that it can reach.

This subject is actually of more importance than live works have tendency to become more and more numerous, requiring thus, sometimes, the use of precision tools whose dimensions can be enough sharpened with regard to those commonly considered. The peculiarity of this work consists on considering the distance and the electric field in order to take in account with a precise manner the geometric affinities of the system where will be executed an overhead live working.

This advantage of the field will enable us to refine the dimensioning of the MAD while taking in account the shape and the dimensions of the floating objects often intervening in the vivacious area of work and also of the operator's morphology (human body or machine) with regard to the structure of the pylon or also to the cross arm.

Thus, this work is oriented towards the dimensioning of safe approach distances when no conventional tools come to be used in exceptional operations of live works.

## II. PRACTICAL CONSIDERATIONS AND STANDARD TECHNIQUES

When dimensioning safe approach distances, the critical situation is considered when the line is submitted to a surge overvoltage; the case of a lightning overvoltage being excluded by the fact that

live works are strictly forbidden when lightning is observed within 10 km of the work site.

In experimental tests and studies, among the different intervals of the same spacing, the positive rod-plane gap configuration presents the weakest strength and is used as a reference by all authors [4, 7-9].

For live works, the minimum approach distance is determined with regard to the discharge voltage generated by a switching overvoltage and is expressed by:

$D_A = D_U + D_E$ , where  $D_U$  is the electric distance (related to the discharge voltage) and  $D_E$  the ergonomic distance (involuntary movements of the operator) (figure1).

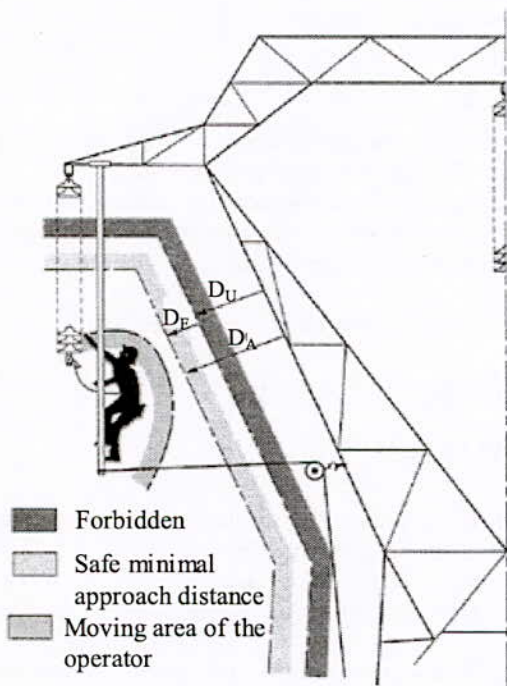


Fig. 1. Sketch of the safe live work at the line potential.

### II.1. IEC 61-472 Standard

Surge overvoltage amplitudes depend on the performances of the circuit breaker and on the electric characteristics of the line. Also, it varies from a network to the other.

The safety electric distance is determined from the statistical overvoltage at 2%  $U_{e2}$  which is an overvoltage having a probability of 2% to be overtaken, and from which the minimum approach distance can be determined. Overvoltages must be either measured or determined by studies on a network transient analyzer or on computer. Such studies don't provide the statistical overvoltages (value to 2%) but only truncated values without knowledge of the statistical distribution of the typical values of the statistical overvoltage to be used when no other value is available.

## II.2. Parameters intervening in the calculations

### II.2.1. Statistical overvoltage

The electric constraint in the working area must be known. It is characterized by the statistical overvoltage that can exist in the working area. In a three phase alternating network, the statistical overvoltage  $U_{e2}$  between the phase and earth is:

$$U_{e2} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \cdot U_s \cdot u_{e2} \quad (1)$$

Where

$U_s$ : The higher value of the network voltage;

$u_{e2}$ : The statistical phase-to-earth overvoltage expressed per unit.

### II.2.2. Withstand voltage

For the calculation of the minimum approach distance, the required withstand voltage for live working is taken equal to the  $U_{90}$  voltage which is determined from the general expression:

$$U_{90} = K \cdot U_2 \quad (2)$$

While considering separately the phase-to-earth and phase-to-phase voltages and by combining equations (1) and (2), one obtains:

$$U_{e90} = K \times \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \cdot U_s \cdot u_{e2} \quad (3)$$

$K$ : is a safety statistical parameter (a value of 1.1 is recommended by IEC Std).

$U_{e90}$  is a statistical phase-to-earth withstand voltage.

Since we consider a phase-pylon connected to earth risk, a value of  $u_{e2} = 2.2$  is taken.

## III. ELECTRIC DISTANCE $D_U$ CALCULATION

### III.1. Calculation according to IEC 61-472 Standard

Among the different intervals of the same spacing  $D$ , the rod-plane electrode configuration in positive polarity presents the weakest strength and is used as a reference.

The IEC 61-472 standard used for rod-plane gaps with interval spacing until 25 m and an overvoltage of slow front wave (Switching overvoltage), the dielectric strength  $U_{50RP}$  is expressed by the following empirical relation [6]:

$$U_{50RP} = 1080 \ln(0.46 D_U + 1) \quad (4)$$

Where  $U_{50RP}$  is the surge overvoltage having 50 % of probability to trigger a breakdown in normal conditions (kV crest) and  $D_U$  the electric distance in meters.

For other configurations and to take in account other influences, one uses the statistical withstand voltage

$U_{90}$  that can be determined while applying the coefficient  $K_t$  as follows:

$$U_{90} = K_t U_{50RP} \tag{5}$$

$U_{90}$  is the overvoltage at which the insulation exhibits a 90 % probability of withstand.

$$U_{90} = K_t 1080 \ln(0.46 Du + 1) \tag{6}$$

Where  $K_t = K_s * K_g * K_f * K_a * K_i$

Where  $K_s$  is the conventional deviation factor;  $K_g$  the gap factor,  $K_f$  the floating object factor,  $K_a$  the atmospheric factor and  $K_i$  the insulator chain factor.

By transforming equation (6), one determines the electric distance  $D_u$ :

$$D_u = 2.17 [ \exp(U_{90} / 1080 K_t) - 1 ] \tag{7}$$

**III.2. Calculation according to IEEE Standard 516**

In 1968, the IEEE committee on "Recommendations for the maintenance in security during live works" had published empirical relationships that enable the electric distance dimensioning, for various ranges of maximal transient overvoltage [5].

**III.2.1. Calculation of the electric distance ( $D_u$ ) Phase-to-Earth without Tools in Air for Voltages greater than 72.5 kV:**

The general relationship to determine the MAD (in meters) in a phase-to-earth configuration under 60 Hz voltages above 72.5kV, for live works without tools in air, is indicated in equation 8 [5]:

$$D_u = 0.3048 [(C_1+a) (U_{e2}) (V_{P-G})] \tag{8}$$

Where:

0.3048 is a conversion factor to convert feet in meters,  $D_u$  is the phase-to-earth electric distance in meters,  $C_1$  is used to obtain the distances in feet.

For voltages above 50 kV,  $C_1 = 0,01$  (1,0% of the phase-to-earth voltage in kV) for 60 Hz.

$a$  : is a factor of crest voltage for 630kV and more.

The values of "a" are calculated according to data obtained from reference materials. The saturation factor "a" is equal to zero when the statistical overvoltage ( $U_{e2}$ ) is lower than 630 kV.

\* For a statistical crest voltage between 630 and 1025 kV,  $a = ((U_{e2}) - 630)$  rounded to  $10^{-4} / 140\ 000$

\* For a statistical crest voltage above 1025 kV,  $a = ((U_{e2}) - 683)$  rounded to  $10^{-4} / 124\ 440$

With:  $U_{e2} = V_{P-G} (2/3)^{1/2} . u_{e2}$

$u_{e2}$  : is the foreseen maximal value per overvoltage unit.

$V_{P-G}$  : is the phase-to-earth voltage in kilovolts.

**III.2.2. Calculation of the MAD, Phase-to-Earth, with Tools in Air for Voltages greater than 72.5 kV.**

The general formula to determine the MAD, 60 Hz, phase-to-earth, in meters above 72.5 kV for live

works, with tools in the air gap, is specified in equation 9 [5]:

$$D_u = 0.3048 [((C_1)(C_2)+a) (U_{e2}) (V_{P-G})] \tag{9}$$

Where  $C_2$  is composed from a supplementary contribution taking in account the line working tools in the air gap (6%) plus additional (4%) for intangibles. This supplement is however variable and can vary between 2% and 20% according to the structure and the electrode configuration. For the calculations, a value of  $C_2$  equal to 1,1 is used in [5].

**IV. PARIS & GALLET-LEROY FORMULAS**

Several researchers demonstrated that the discharge voltage in air for positive polarity ( $U_{50}$ ), in different structures for intervals from 2 to 8 m, follows the following Paris formula [8]:

$$U_{50} = K_1 500 . D_u^{0.6} \tag{10}$$

Where  $D_u$  is the gap distance in meters and  $K_1$  a gap factor related to the electrodes geometry.

For a rod-plane configuration, the factor  $K_1 = 1$ . Thus, this factor represents a proportionality factor of  $U_{50}$ , where  $K_1 = U_{50} / U_{50rod-plane}$ .

The Gallet-Leroy formula is expressed by:

$$U_{50} = [3450 / (1+8/D)]$$

**V. ATLANI FORMULA [10]**

In this method, the expression of the minimum approach distance is simplified to:

$$D_A = D_U + D_E \tag{11}$$

With  $U_n = 200 D_u$

Where  $D_u$  is the electric distance in meters and  $U_n$  the nominal voltage in kV.

The distance  $D_E$ , in meters, is taken equal to:

\* 0.30m for low voltages.

\* 0.50m for high voltages.

**VI. VARIATIONS OF THE CHARACTERISTIC**

$$U_{50} = f(D_u)$$

The analytical calculation achieved for different voltage levels and geometric configurations with the different formulas for normal conditions gives the curves represented in figure 2.

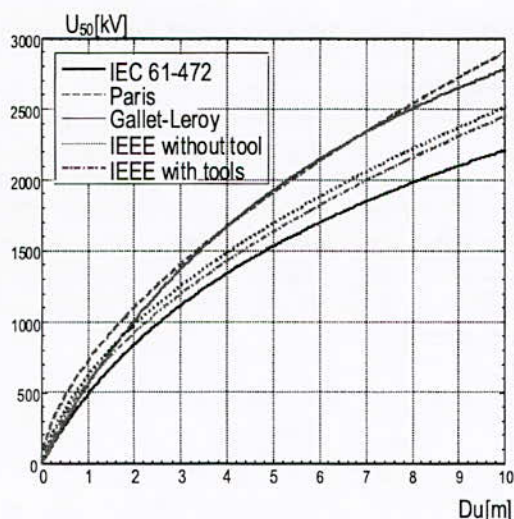


Figure 2. Variations of  $U_{50} = f(Du)$  from different formulas (IEC 61-472, Paris, Gallet-Leroy and IEEE Std 516, With and without tools).

From this figure reassembling the results of the analytic survey, one notices that for the same discharge voltage level  $U_{50}$  tension, the IEC 61-472 standard foresees the most important electric distance ( $Du$ ) with regard to other standards and formulas. On the other hand, the distance ( $Du$ ) obtained by Paris formula is the weakest. One notes that the IEC standard considers a more elevated security factor [11].

From this survey, one can also summarise that the IEC standard takes in account several factors that intervene in the calculation of the electric distance ( $Du$ ), what permitted to obtain a more important distance with regard to other standards.

**VII. COMPARATIVE SURVEY BETWEEN THE DIFFERENT STANDARDS WITH REGARD TO THE ELECTRIC FIELD  $E_{max}$ .**

The variation law of the breakdown electric field as a function of the voltage and the critical distance, for a tip of normalized radius of 6.25 mm, is applicable for the different standards, and the obtained results by FEMM software are closer with regard to  $E_{max}$  (Figure 3), except the Paris formula that gives important disruptive field values. It is owed to the minimum approach distance calculated with this formula.

**VIII. RELATION BETWEEN THE RADIUS OF CURVATURE  $r_p$  AND THE MINIMUM APPROACH DISTANCE.**

*VIII.1. Relationship between the electric field and the minimum approach distance.*

The commonly used methods of determination of the minimum approach distances consider stressed tools or bodies of rounded shape of radius superior or equal to 6.25mm.

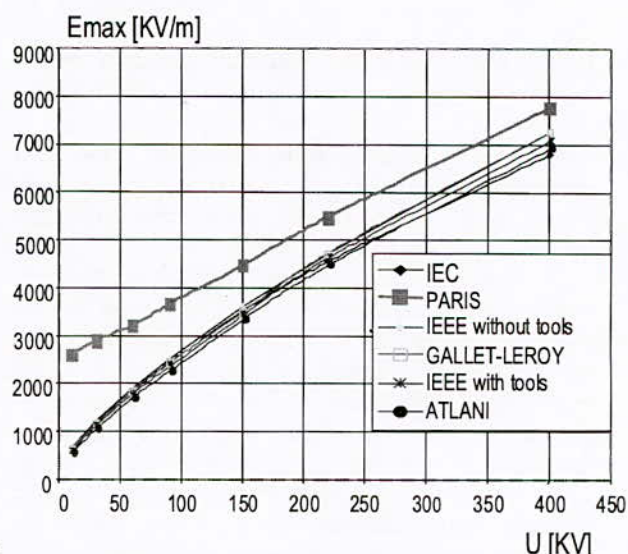


Fig. 3. Variations of the max electric field as a function of the voltage for a point of normalised radius of 6.25 mm, according to different standards and authors.

The MAD depends essentially on the voltage level that reigns in the area where a live work should be executed. This dependence is reported in [11] where both electric field and minimum approach distance evolve in the same way when the voltage is varied. On the other hand, the MAD depends on the shape of the tools that the operator can use, that can be of lower radius than the normalised ones if special action is required. Hence, the best parameter that can control the safe approach distance is the max electric field that can be present in the vivacious area of work instead of the applied voltage. Figure 4 presents the variations of the MAD as a function of the max electric field. The MAD will be more important than the electric field is increased. The variation is not linear; it obeys to an empirical 3<sup>rd</sup> order polynomial relation with a determination coefficient  $R^2=0.999$ :

$$MAD = 0.17E_{max}^3 - 0.37 E_{max}^2 + 0.65 E_{max} + 0.44$$

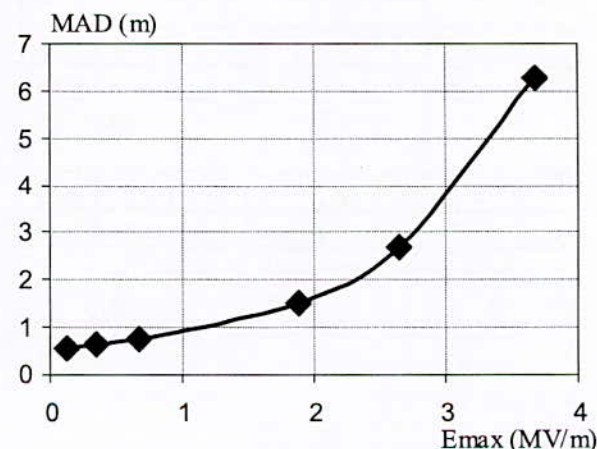


Fig.4. Variations of the MAD (m) as a function of the max field  $E_{max}$  (MV/m) (from IEC) determined for a point of normalized radius of 6,25mm

**VIII.2. Influence of the radius of curvature on the MAD: Numerical method.**

The electric field being dependent of the radius of curvature of the used tool, we determined for each voltage level, a relation of dependence that should link the MAD to the radius of curvature.

By varying the radius of the rod tip for different voltage levels, and in parallel, one acts on the electrode gap until to have an equal maximal field to the one reported in figure 4, we can accede to the variations of the MAD as a function of the radius of curvature of the working tools. They are illustrated on table 1.

Thus, we developed a method that consists in using the numerical techniques in the aim to adapt the empirical methods for the assessment of the minimal approach distances when tools of work of non conventional dimensions are used. The obtained results show that the MAD must be much more important than the tools radius is small. However, this importance becomes insignificant for radiuses greater than 20mm.

On the same table, are also reported the values of the MAD corresponding to the considered voltages, obtained after interpolations in equation 4. A good agreement is found between these values, for the considered conditions, and those obtained according to IEC 61-472 for an altitude of 200m and a per unit factor of transient overvoltage  $u_{e2}=2.2$ . The most important deviation is 1.32% (corresponding to 3.1 cm) that is lower than the difference between the values generally considered for the ergonomic distances relative to involuntary movements (30 cm for IEEE Std 516 and 50 cm for IEC 61-472).

Table 1. Minimum approach distance  $D_U$  as a function of the radius of curvature  $r_p$  of the point for different voltage levels in a rod-plane electrode arrangement.

Rp(mm)	U(kv)				
	60	150	220	400	450
1	1,1	1,54	2,1	3,15	3,5
3	1,03	1,38	1,82	3	3,26
5	0,9	1,25	1,6	2,35	2,65
6,25 (IEC)	0,72	1,08	1,4	2,07	2,37
6,25 (IEEE)	0,7116	0,96	1,24	2,16	2,49
10	0,5	0,73	1,04	1,5	2,05
20	0,33	0,59	0,9	1,35	1,7

**IX. CONCLUSION**

The applied voltage level remains the most decisive element concerning the electric field height and the dimension of the MAD to be respected by operators. Moreover, the dimensions of the equipments and tools used while performing live works play an important

role on the local strengthening of the electric field and so on the dimensioning of the MAD.

The results obtained by numeric method are in good agreement with those obtained by analytic calculation. In table 4 are reported the variations of the minimum electric distance ( $D_u$ ) for fixed voltage level and radius of curvature. The validation of these results by experimental measurements would lead to news empirical relations. This is our contribution for the dimensioning of security distances while live works have to be executed.

**REFERENCES**

- [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] E Kuffel, W S Zaengl and J Kuffel, "High voltage engineering fundamentals" Newnes, Butterworth-Heinemann, Second Edition 2000, p.481
- [8] IEEE Standard Techniques for High Voltage Testing, Std 4-1995.
- [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 Volatage Systems : Application to Live Working on Overhead Lines.", 5<sup>th</sup> International conference on Power and Energy Systems "EUROPES 05", IASTED, 15-17 June 2005, BENALMADENA, MALAGA, SPAIN.

MESURES ET  
TECHNIQUES D'ESSAI  
DE HAUTE TENSION





# Analyses MEB et FTIR du PMMA soumis à une décharge à barrière diélectrique

Nora KIRECHE et Mohand Amokrane HANDALA, Laboratoire de haute tension, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou

**Abstract** - Insulating solids are the basic elements for electrical equipments. It is of high importance to increase the knowledge of dielectric materials characteristics on which depend the reliability of high voltage electrical systems. The trend today is to obtain cheap, clean and more efficient materials.

This experimental study is conducted on characterization by scanning electron microscopy (SEM) and FTIR (Fourier Transform Infrared) of polymethyl methacrylate (PMMA) subjected to dielectric barrier discharges (DBD).

Under this electrical stress, PMMA degrades, hydroxyl groups are then formed. Micrographs obtained by SEM showed the development of tree shaped forms on the surface of the dielectric material, an unusual phenomenon in the case of DBD.

**Index Terms** - Degradation, dielectric barrier discharge, FTIR analysis, PMMA, SEM, trees.

**Résumé** - Les solides isolants constituent l'élément de base des isolations des matériels électriques. Il est fondamental d'approfondir la connaissance des caractéristiques des matériaux diélectriques dont dépendent la fiabilité des systèmes électriques haute tension. La tendance aujourd'hui est d'obtenir des matériels moins chers, moins polluants et plus performants. La présente étude expérimentale porte sur la caractérisation par des analyses au microscope électronique à balayage (MEB) et au spectroscope FTIR (Infrarouge à transformée de Fourier) du polyméthacrylate de méthyle (PMMA) soumis à des décharges à barrière diélectrique (DBD). Sous cette contrainte électrique, le PMMA se dégrade, des groupements hydroxyles se forment. Les micrographies obtenues à l'aide du MEB ont montré le développement d'arborescences à la surface du matériau diélectrique, un phénomène inhabituel dans le cas des DBD.

**Mots clés** - Analyse FTIR, arborescences, , décharge à barrière diélectrique, dégradation, MEB, PMMA.

## I. INTRODUCTION

Les caractéristiques fondamentales des solides isolants sont déterminées par leurs structures intrinsèques, mais les phénomènes superficiels sont intimement liés aux conditions de l'interface.

Le Poly(méthyl methacrylate) PMMA, à l'instar des autres polymères, présente, par rapport aux isolants classiques, l'avantage d'avoir des propriétés mécaniques meilleures, une mouillabilité plus faible, d'être plus légers et mis en œuvre plus facilement [1]. Néanmoins, ils présentent l'inconvénient d'être plus vulnérables à l'action des décharges de surface qui provoquent leur dégradation [2]. Une décharge qui se produit à la surface du polymère constitue un facteur de vieillissement responsable de la destruction de

l'isolation [3] dont les processus physico-chimiques ne sont pas encore bien connus [4,5].

Dans le présent travail, nous mettrons en évidence les effets de la décharge à barrière diélectrique sur une isolation en PMMA en utilisant des analyses MEB et FTIR.

## II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le schéma du dispositif expérimental utilisé dans cette étude est représenté sur la figure 1.

Les décharges électriques ont été obtenues en alimentant les deux électrodes à l'aide d'une tension alternative délivrée par un transformateur d'essai dont les caractéristiques sont :

$U = 100 \text{ kV}$ ,  $f = 50 \text{ Hz}$ ,  $P = 10 \text{ kVA}$ , la variation de la tension se fait à l'aide d'un auto-transformateur qui se trouve au niveau du pupitre de commande.

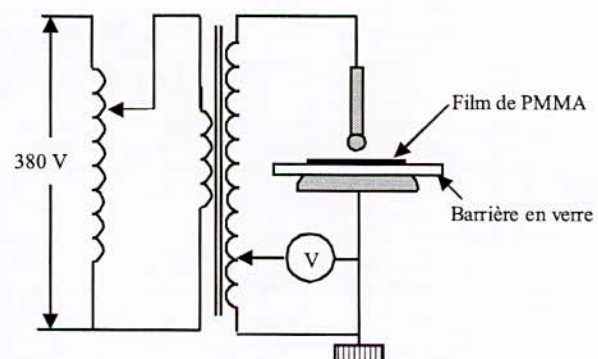


Fig.1. Dispositif expérimental

Pour préparer les échantillons, nous avons dissout un morceau de PMMA d'épaisseur 3mm et de dimension (3mm x 4mm) dans l'acétone ( $C_3H_6O$ ) et nous avons étalé la solution obtenue sur un disque en verre. Après quelques heures, l'acétone s'est évaporé et nous avons obtenu un film de PMMA ayant une épaisseur de l'ordre du dixième de millimètre.

Pour le soumettre à la contrainte électrique, nous avons placé l'échantillon de PMMA sur un disque de verre d'épaisseur 5mm (Fig.1). Ce disque constitue une barrière diélectrique dont le rôle est d'éviter le passage à l'arc de la décharge entre les deux électrodes, l'échantillon de PMMA ayant une très faible épaisseur.

Le film de PMMA, placé en série avec un intervalle d'air de 5 mm, est ainsi soumis à des décharges dans un système sphère-plan. Une tension de 12 kV est appliquée à l'électrode haute tension en forme de sphère de 6 mm de rayon, l'électrode plane étant mise à la terre.

### III. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATION

#### A. Analyse FTIR

Les analyses par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier ont été faites à l'aide d'un appareil de type Shimadzu 8400. Elles nous donnent les transformations chimiques subies par l'échantillon de PMMA : apparition ou disparition de groupements fonctionnels sous l'effet des décharges électriques.

L'analyse FTIR montre une diminution du taux de transmission en passant du spectre du PMMA vierge à celui de l'échantillon vieilli sous décharges durant 8h en passant par 30 mn et 2h (Fig. 2).

Ceci dénote de la dégradation du matériau soumis à l'action de la décharge couronne. Les atomes de surface du polymère sont particulièrement actifs à cause de la présence de liaisons chimiques non saturées résultant des terminaisons soudaines des structures des chaînes. Après 8h d'exposition aux décharges électriques, il ne s'est pas formé de nouveaux groupements fonctionnels. Les échantillons présentaient à l'origine des groupements OH intramoléculeux ( $3450-3600\text{ cm}^{-1}$ ).

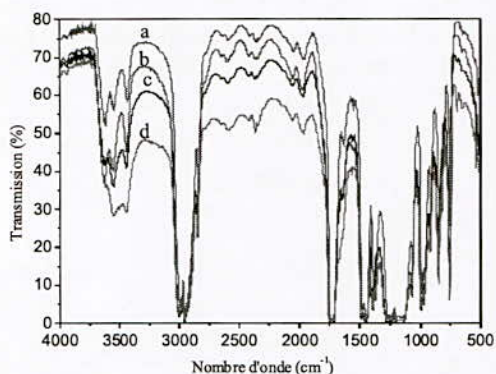


Fig.2. Spectre du PMMA vierge (a) et vieilli sous décharges durant 30 min (b), 2 h (c) et 8 h (d).

Après 8 heures de vieillissement, nous avons augmenté la tension jusqu'au claquage de l'échantillon de PMMA. L'analyse IR de l'échantillon a donné le spectre présenté sur la figure 3. On remarque une diminution importante des groupements CH<sub>3</sub> et CH<sub>2</sub> ( $2850-3000\text{ cm}^{-1}$ ) et la disparition des pics dans la bande [ $1750-1300\text{ cm}^{-1}$ ] qui signifie la rupture de la chaîne principale C-C. La structure du matériau a complètement changé.

Nous avons aussi observé l'apparition de plusieurs pics de faible intensité dans la bande [ $3725-3500\text{ cm}^{-1}$ ] qui correspond à la formation de groupements de OH libre, en plus des OH intramoléculeux qui préexistaient.

Les radicaux d'hydrogène libérés par les groupements méthyles sous l'action de l'ozone résultant des

décharges électriques vont se lier aux atomes d'oxygène pour former avec la participation de l'humidité ambiante des groupements carboxyliques OH [5].

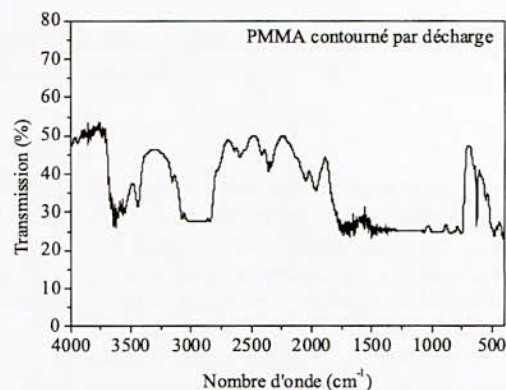


Fig.3. Spectre de l'échantillon qui a subi un claquage diélectrique

#### B. Analyse au microscope électronique à balayage (MEB)

Le film de PMMA, transparent avant l'essai sous tension, devient légèrement opaque à l'endroit soumis aux décharges électriques. Ceci s'explique par l'affaiblissement de l'intensité des rayons visibles réfléchis à cause de l'augmentation des doubles liaisons des carbonyles C=O [6].

Nous avons analysé la topographie de la surface de l'échantillon soumis aux décharges couronne à l'aide d'un microscope à balayage électronique (MEB) de marque Philips JOEL XL30 à filament de tungstène.

Pour l'analyse des échantillons isolants, nous l'avons utilisé en mode environnemental. Les tensions d'accélération du faisceau électronique peuvent varier de 0,2 à 30 kV selon la profondeur d'analyse désirée. Une tension de 20 kV correspond à une profondeur d'environ 1 à 10  $\mu\text{m}$ .

La figure 4 montre, avec un agrandissement variant de 250x à 1000x, selon les échantillons, les micrographies d'échantillons de films de PMMA. L'échantillon vierge présente une surface lisse, homogène exempte de toute dégradation.

Pour les échantillons (b), (c) et (d) soumis aux décharges couronne respectivement pendant 8h, 10h et 12h, nous pouvons observer pour des profondeurs d'analyse correspondant à la tension de 20 kV la topographie des zones ayant subi des dégradations. Un phénomène inhabituel dans le cas des DBD est observé : des arborescences prennent naissance et se développent à partir de microcavités d'environ 10  $\mu\text{m}$  à la surface de l'échantillon. Après avoir traversé l'intervalle d'air, chaque décharge en effluve constituerait un prolongement de l'électrode haute tension qui se pose telle une pointe sur le film de PMMA à la surface duquel se développe alors une arborescence.

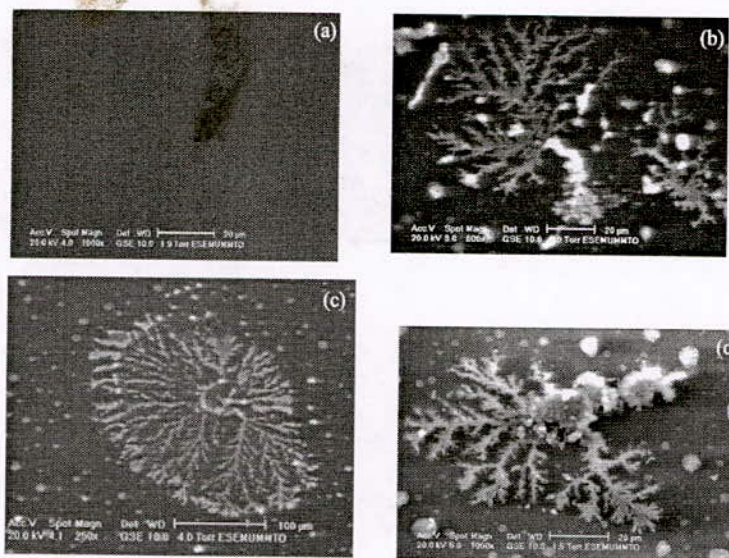
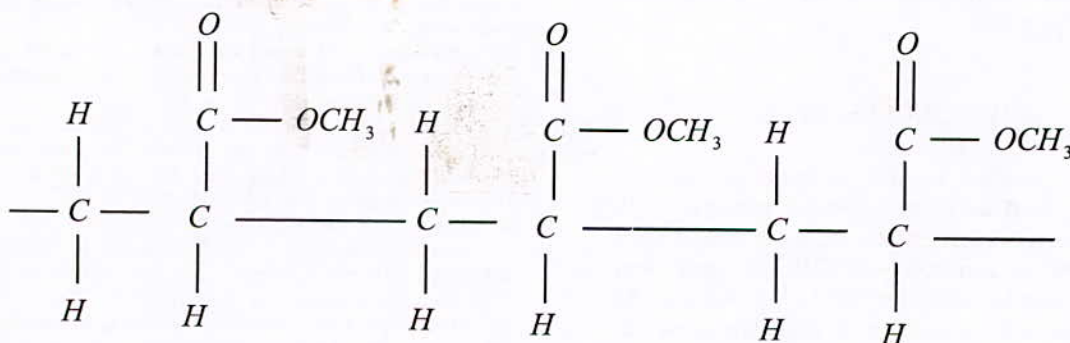


Fig.4. Micrographie MEB de PMMA  
 (a) Vierge, et (b) ; (c) ; (d) vieillis sous décharges  
 couronne respectivement durant 8h, 10h, 12h.

C. Modèle de mécanisme de formation des groupements OH

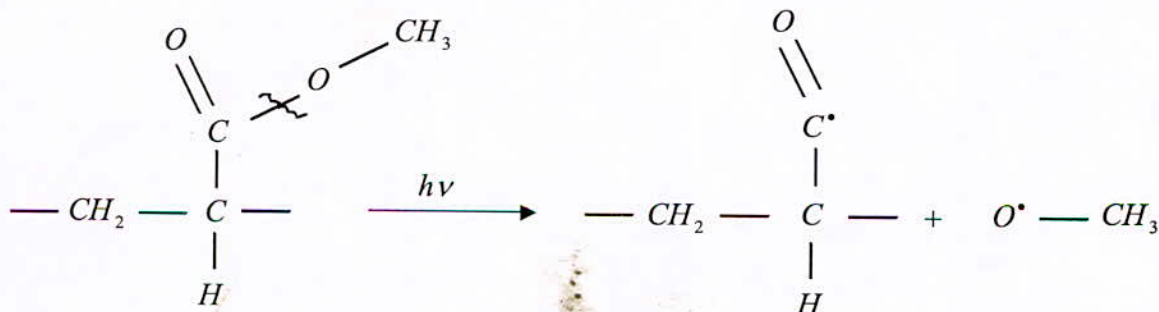
La structure du PMMA est représentée ci-dessous :

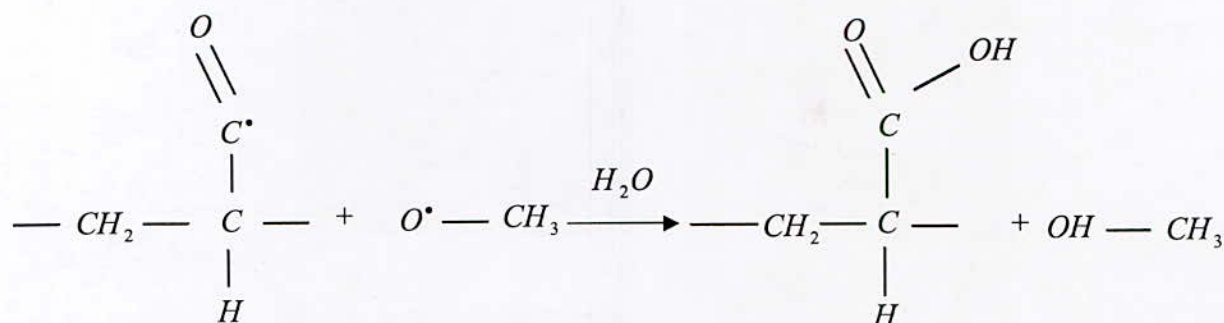


Les groupements hydroxyles OH se forment en deux étapes :

- 1<sup>er</sup> étape : la rupture de liaison C-O-CH<sub>3</sub> de l'ester qui se trouve au niveau des branches sous l'action de la décharge électrique.

- 2<sup>ème</sup> étape : l'ozone produit dans la décharge électrique arrache les atomes d'hydrogène des groupements méthyle (C-H) pour former des groupements OH avec la participation de l'humidité ambiante.





La dégradation superficielle par décharges électriques se produit par érosion dans un premier temps ensuite par des fissures et la formation de cratères superficiels [7,8]. L'érosion a lieu suite à une importante élévation de température locale due à un taux élevé de répétition de la décharge. L'énergie des électrons tombant sur le diélectrique est supérieure à 10 eV, ce qui provoque la rupture de liaisons moléculaires à la surface du solide et la formation d'ozone O<sub>3</sub> dans l'intervalle d'air [9]. Un canal peut se développer dans le matériau à partir de points localisés sur la surface du solide [7,8]. Dans notre cas, c'est une arborescence qui se propage, non pas en volume, mais à la surface du solide.

#### IV. CONCLUSION

Le PMMA soumis à une décharge à barrière diélectrique, subit une dégradation qui se traduit par la rupture de certaines liaisons chimiques et la formation de groupements carboxyliques OH qui pourraient favoriser la conduction superficielle [5]. Nous avons mis en évidence le phénomène de dégradation par un développement important d'arborescences en surface alors que l'électrode haute tension ne repose pas sur le solide isolant. D'autres analyses nous permettront de déterminer de façon précise la constitution des canaux de ces arborescences et de leur point d'initiation.

#### REFERENCES

- [1] R. Hackam, "Outdoor HV Composite Polymer Insulators", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.6, N°5, pp. 557-585, 1999.
- [2] R. Bartnikas, "Engineering Dielectrics - Vol. I: Corona Measurement and Interpretation", ASTM Press, Philadelphia PA, 1979.
- [3] A.J. Philips, D.J. Childs and H.M. Schneider, "Water drop corona effects on full-scale 50kV non-ceramic insulators" IEEE Transactions on Power Delivery, Vol.14, pp. 258-265, 1999.
- [4] G. Zhang, W. Zhao, Y. Sun and Z. Yan, "Surface discharge phenomena of silicon in atmospheric air" Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 2003.
- [5] M.A. Handala and O. Lamrous, "Surface degradation of styrene acrylonitrile exposed to corona discharge", European Transactions on Electrical Power, pp. 494-505, 2008.
- [6] S. Kumagai and N. Yoshimura, "Impacts of Thermal Aging and Water Absorption on the Surface Electrical and Chemical Properties of Cycloaliphatic Epoxy", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 7, N° 3, 2000.
- [7] B. Marungsri, H. Shinokubo and R. Matsuoka, "Effect of Specimen Configuration on Deterioration of Silicone Rubber for Polymer Insulators in Salt Fog Ageing Test", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 13, N°1, 129-138, 2006.
- [8] T.G. Gustavsson, S.M. Gubanski, H. Hillborg, S. Karisson and U.W. Gedde, "Aging of Silicone Rubber under AC or DC Voltages in a Coastal Environment", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 8, N°6, 1029-1039, 2001.
- [9] C.G. Garton, "The energy of discharges and their interaction with solid dielectrics", Paper 45 in Gas Discharges and the Supply Industry, Butterworths, 1962.

## Optical Full-Field Measurement Method to Characterize Mechanical Strain in Insulating Polymer Materials Subjected to a DC High Electrical Fields

B.Zegnini<sup>1,2</sup>, B. Yousfi<sup>1</sup>, L. Boudou<sup>2</sup>, J.J. Martinez-Vega<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'études et Développement des Matériaux Semi-conducteurs et Diélectriques, LeDMSd, Université Amar Telidji de Laghouat, BP 37G route de Ghardaïa, Laghouat 03000, Algérie

<sup>2</sup>Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie, LAPLACE (UMR-CNRS 5213), Université Paul Sabatier Toulouse 118, route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France.

**Abstract:** The objective of this paper is to present a precise optical full-field measurement technique to characterize the deformation of the specimen surface in order to describe the various parameters at play during the electrical ageing process of organic insulators. Digital image correlation method (DIC) using the correlation coefficient curve-fitting is proposed for full field surface deformation measurements induced by a DC electrical field in Poly (ethylene naphthalene 2,6-dicarboxylate) (PEN) thin films. Digital image correlation provides the full-field induced strain of the test samples. The obtained results by DIC have proved to be a very useful technique for helping to characterize mechanical strain response of polymers films under the application of a high electrical field. This method will constitute a powerful tool for describing ageing process and breakdown phenomena in polymeric insulators. The result measurements of PEN were reported and discussed.

**Index Terms**— Field induced strain, Optical technique, Digital image correlation method (DIC), organic insulator, PEN thin film, electric breakdown, ageing,

### 1- Introduction

Polymers used as electrical insulation materials are often subjected to electric fields which can induce mechanical responses within the insulating microstructure, and as a consequence, formed locally a mechanical strain, allowed the assessment of volume changes occurring during their operating conditions, when they are often associated with other environmental stresses. The prediction of long-term properties of a polymer material is crucial problem. Considerable contributions have been brought to the understanding of the ageing mechanism and several life models have been developed over the past years to account for physical, thermal and electromechanical aspects of the ageing process [1]. Many studies have been devoted to give a good knowledge of the physical properties of polymeric materials [2-3] often associated with other environmental stresses. When an electrical field is applied to insulating polymer materials, electrically-induced mechanical stresses occur and make an important contribution to the electrical breakdown of these solid dielectrics. The effect of the induced stress is

closely related to the morphology of the material. Therefore, the quantification of the full-field surface deformation is necessary for a better comprehension of the insulating material behaviour under electrical stress. Digital image correlation method (DIC) using the correlation coefficient curve-fitting for full-field surface deformation measurements of organic insulator films is investigated in this work. This technique is applied to measure the mechanical deformation induced by electrical field application to organic insulators. For that Poly(ethylene naphthalene 2,6-dicarboxylate) (PEN) thin films were subjected to DC voltage stress and DIC provides the full-field induced deformations of the test films.

### 2- Elastic Deformation under Electric Fields

When the electrical voltage is applied to the electrodes, an electrostatic force is generated between the electrodes. The force is compressive, and thus the polymer film expands in the in-plane direction.

The electrostatic energy ( $U$ ) stored in an polymer film with thickness  $z$  and surface area  $A$  can be written as

$$U = \frac{Q^2}{2C} = \frac{Q^2 \cdot z}{2\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot A} \quad (1)$$

where  $Q$ ,  $C$ ,  $\epsilon_0$  and  $\epsilon_r$  are the electrical charge, capacitance, free-space permittivity ( $8.85 \times 10^{-12}$  F/m), and relative permittivity, respectively. The capacitance is defined as  $C = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot A / z$ . From the above equation, the change in electrostatic energy can be related to the differential changes in thickness ( $dz$ ) and area ( $dA$ ) with a constraint that the total volume is constant ( $Az = \text{constant}$ ). Then the electrostatic pressure generated by the actuator can be derived as

$$P = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot E^2 = \epsilon_0 \epsilon_r \left( \frac{V}{z} \right)^2 \quad (2)$$

where  $E$  and  $V$  are the applied electric field and voltage, respectively. The electrostatic pressure in Eq. (2) is twofold larger than the pressure in a parallelplate capacitor due to that fact that the energy would change with the changes in both the thickness and area of

actuator systems. Actuator performance has been derived by combining Eq. (2) and a constitutive equation of polymers. The simplest and the most common equation of state may combine Hooke's law with Young's modulus ( $Y$ ), which relates the stress (or electrostatic pressure), to thickness strain ( $s_z$ ) as

$$P = -Y.s_z \tag{3}$$

$z = z_0 (1+s_z)$  and  $z_0$  is the initial thickness of the polymer film. Using the same constraint that the volume of the polymer is conserved,  $(1+s_z).(1+s_y).(1+s_x)=1$  and  $s_x = s_y$  the in-plane strain ( $s_x$  or  $s_y$ ) can be derived from Eqs. (2) and (3).

For example, when the strain is small, which may be not the case in practical actuator application,  $z$  in Eq. (2) can be simply replaced by  $z_0$ , and the resulting equation becomes

$$s_z = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{Y} \left( \frac{V}{z_0} \right)^2 \tag{4}$$

or the in-plane strain can be expressed because  $s_x = -0.5 s_z$

This equation often appears in published literature

### 3- Digital Image Correlation (DIC)

Digital Image Correlation (DIC) is a full-field image analysis method, based on grey value digital images that can determine the contour and the displacements of an object under load in three dimensions. Due to rapid new developments in high resolution digital cameras for static as well as dynamic applications, and computer technology, the applications for this measurement method has broadened [4]

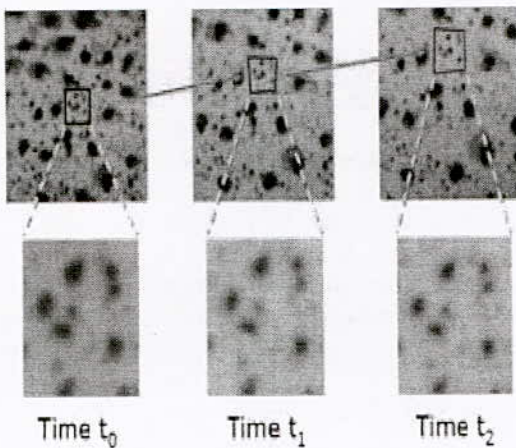


Figure 1: Illustration of subset matching and deformation tracking used for DIC

$$s_x = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{2.Y} \left( \frac{V}{z_0} \right)^2 \tag{5}$$

Assume that a point P in the reference image with an  $x$ - and  $y$ -coordinate system is mapped into point P\* in deformed image with an  $x^*$  and  $y^*$  coordinate system (Fig. 2). The mapping can be performed as,

$$\begin{aligned} x^* &= x + u(x, y) \\ y^* &= y + v(x, y) \end{aligned} \tag{6}$$

To find the displacement fields, the vertical,  $v$ , and horizontal,  $u$ , displacements can be approximated using the Taylor series around a point P( $x_0, y_0$ ) as,

$$\begin{aligned} x^* &= x_0 + u_0 + \frac{\partial u}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial u}{\partial y} \Delta y + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Delta x^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \Delta y^2 + \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \Delta x \Delta y \\ y^* &= y_0 + v_0 + \frac{\partial v}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial v}{\partial y} \Delta y + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \Delta x^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \Delta y^2 + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} \Delta x \Delta y \end{aligned} \tag{7}$$

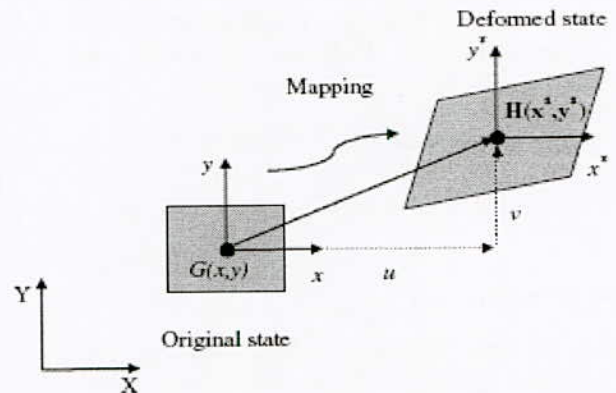


Figure 2: Concept of digital image correlation

in which  $\Delta x = x - x_0$  and  $\Delta y = y - y_0$

Depending on the use of a first or second order approximation, 6 or 12 unknowns are available and can be found by correlation between the two images. This can be done by minimizing the so called correlation factor, C, defined as,

$$C = \frac{\sum_s [G(x, y) - H(x^*, y^*)]^2}{\sum_s G^2(x, y)} \tag{8}$$

where G and H are the grey scale light intensities corresponding to all the points in the subset, S. Since the intensity of light obtained from a digital image is a digital quantity, it needs to be smoothed first and then

be used in the cross correlation algorithm. This can be done using B-Splines, Bi-cubic splines or any other interpolation technique. As an alternative, a Fast Fourier Transform (FFT) cross correlation can be used to compare the subsets.

#### 4- Sample preparation and experimental conditions

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 25µm thick. Before each experimental measurement, semitransparent gold electrodes (20 mm in diameter and 30 nm-thick) were deposited on both film-sides with an S150B sputter coater in order to guarantee a better electrode/polymer contact. Electrodes of 20 mm diameter and 30 nm thickness were thus obtained on both sides.

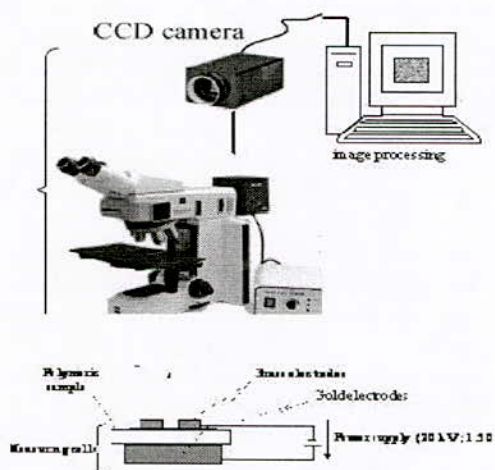


Figure 3: Experimental set up.

The prepared sample was placed between two external brass electrodes. 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. The samples were placed between electrodes in the measuring cell; the electrodes were short-circuited a few hours before the testing in order to eliminate the initial charges existing on the sample faces before applying the electric field. 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. This technique has been adapted from an experimental set up developed by Mamy et al [5]. 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. 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 (Charge Coupled Device) camera with resolution of 768 × 576 pixels at 256 gray levels using a sampling rate (one image per two and half seconds). The camera axis should be placed vertically to the test sample surface. The corresponding magnification of the imaging system is about 6.40µm/pixel. A good description of this process is given in reference [6], [7].

#### 5- Results and discussions

The electrical field protocol consists of a succession of polarization and depolarization periods and is described in Figure 4. This Figure shows the field induced mechanical strain levels according to the duration of loading protocol of two crystalline samples PEN semi of 25µm thickness subjected respectively to successive durations of polarization and depolarization period of 100 and 300 seconds each one. The mean level of the maximum deformation reaches by the sample tested with the first loading duration ( $t_p=t_d=100s$ ) is almost three times less than that associated with the second protocol of loading ( $t_p=t_d=300s$ ).

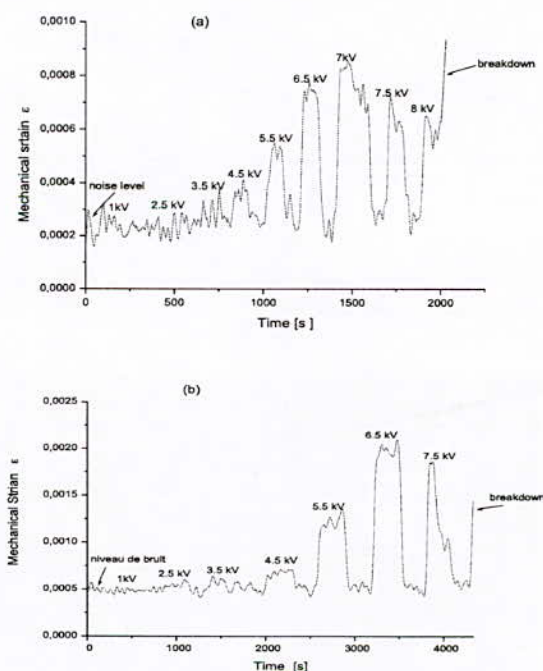


Figure 4: The evolution of the field induced mechanical strain levels. Loading mode polarization /depolarisation on (As received PEN semi crystalline 25 µm thickness:

(a)  $t_p = t_d = 100min$ , (b)  $t_p = t_d = 300min$ )

We observed also that the film subjected to short program duration supports well the applied electric stress, then it has a better dielectric rigidity.

We also compared in the same curves the levels of field induced mechanical strain obtained with the two measurements protocols with varying the applied voltage by successive steps and with mode of polarization and depolarization by keeping the same size of the analysis zone defined by the markers on the tested sample surface. The results in figure 5 show that the difference between the strain levels are not too important in the range of the lower fields than the threshold value, whereas beyond this threshold field the level of the induced deformation in loading protocol without depolarization is systematically higher than that associated with the measurement protocol with the depolarized sample. In this protocol of polarization /depolarization measurements the PEN sample tends to resist the strain, it is characterized by electric breakdown field raised compared to the protocol with applied voltage by successive steps.

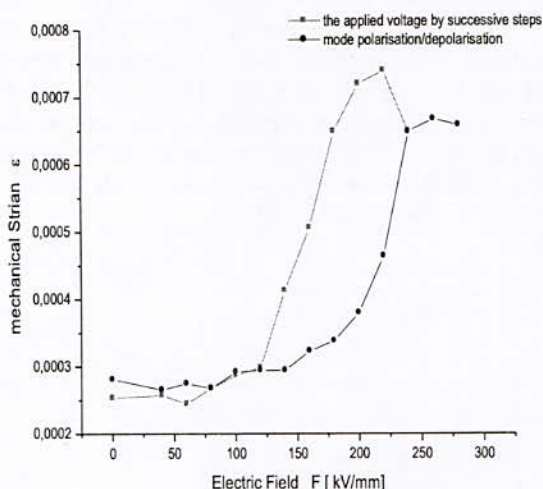
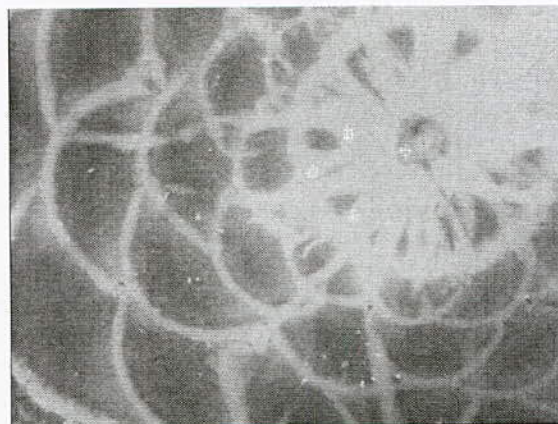


Figure 5: Comparison of the levels of field induced mechanical strain obtained with the two measurements protocols.



(a) First image



(b) Final image

Figure 6: Recorded tested sample image from 0 kV to final breakdown at 6.5kV.

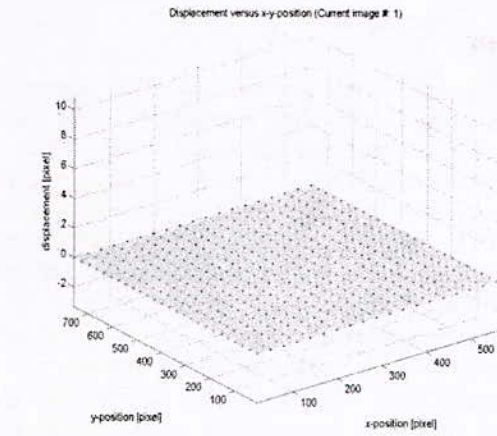
The tracking method will be implemented to enable us measurement levels of field induced strains according to various distances from the center of dielectric breakdown already captured and safeguarded by camera CDD. It makes possible to analyze the same test with various positions of markers. These images will be treated once again in order to compare chosen positioning spots to the breakdown zone on the metalized sample surface.

The corresponding images at each step voltage were recorded for DIC analysis. First, the mean values of full-field deformation were computed corresponding to each voltage step. Then, the cartographies of  $\epsilon_x$  and  $\epsilon_y$  are presented in order to observe the evolution of surface deformation of the tested sample from 0 kV to final breakdown at 6.5kV. The measurement accuracy of the full-field surface deformation calculated by DIC method, computer-generated speckle images are used by their well-controlled image features and information of deformation was studied previously by [8]

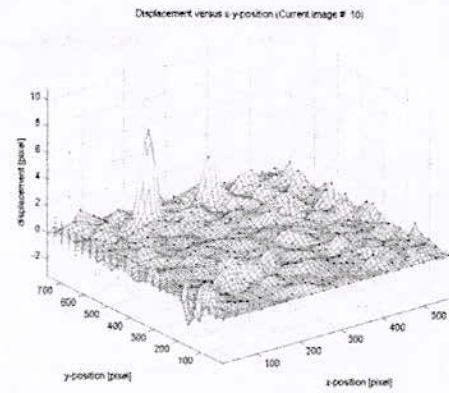
Digital images of the film sample at different voltage were recorded and processed by the DIC method to obtain the full-field surface deformation associated with electrical stress changes.

The experimental mean values of the full-field deformation (see Figure 7 and 8) are in good agreement with previous results which showed the deformation level increase with the applied voltage [6]. It must be noted that the level of  $\epsilon_x$  is higher than  $\epsilon_y$ . This anisotropy is probably due to the biaxial orientation of the film during the manufacturing process.

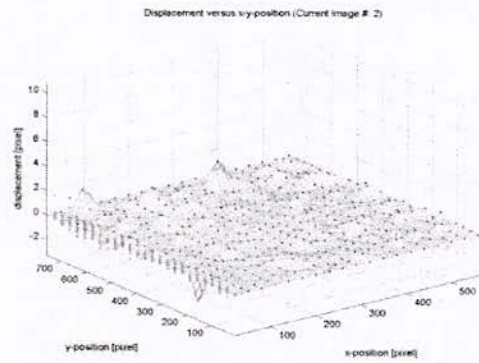




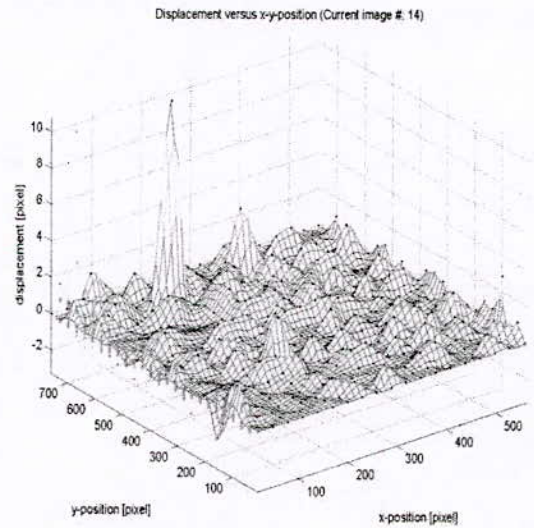
0 kV



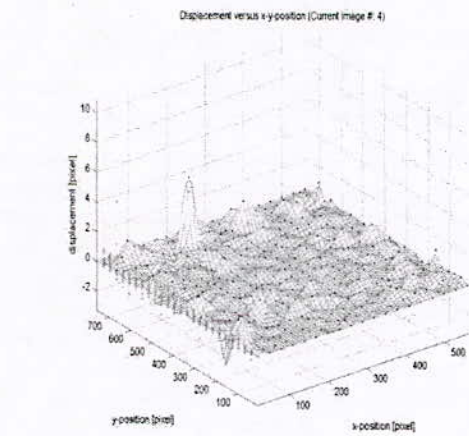
5kV



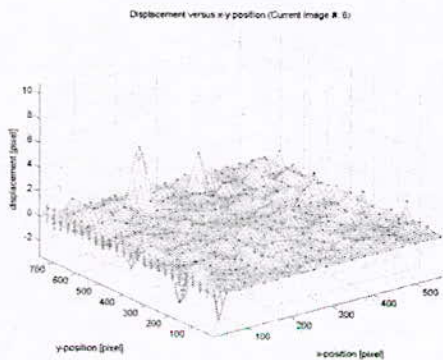
1.5 kV



6.5kV



2.5kV



3kV

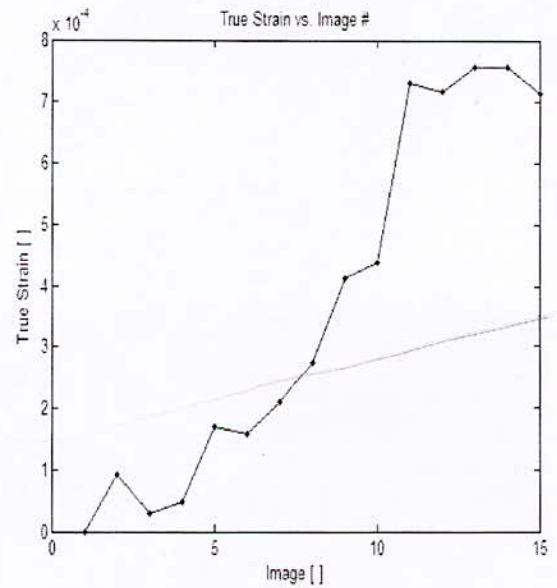
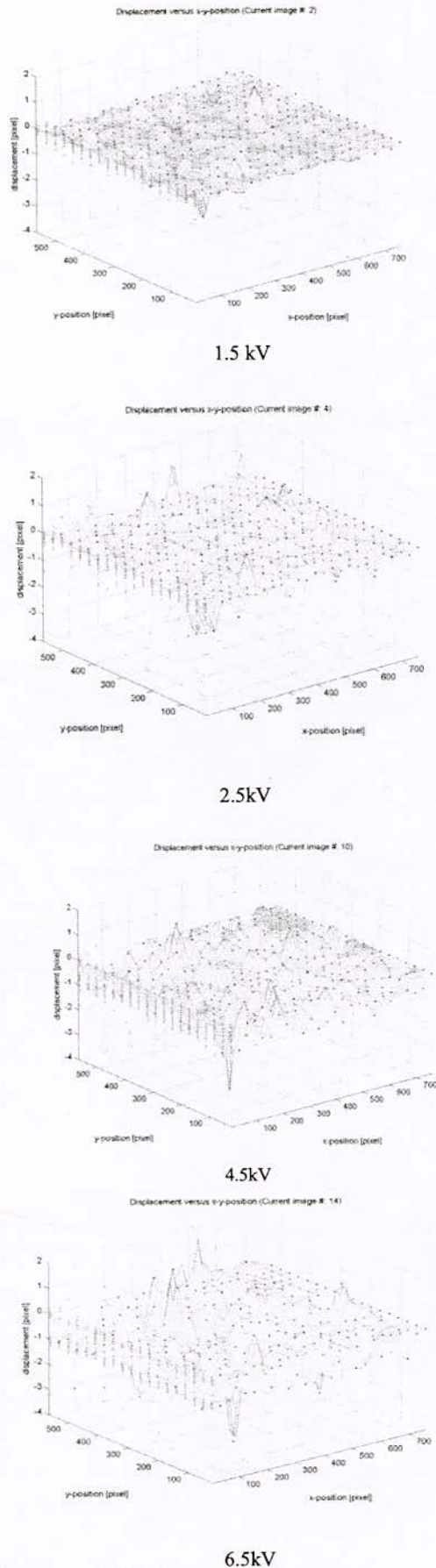


Figure7: Full-field deformation of  $\epsilon_x$

Figure 8: Full-field deformation of  $\epsilon_y$ 

## 6- Conclusion

Digital image correlation method (DIC) using the correlation coefficient curve-fitting for full-field surface deformation measurements of organic insulator films is investigated in this work. Digital images of the film sample at different voltage were recorded and processed by the DIC method and tracking with Matlab to obtain the full-field surface deformation associated with electrical stress changes. The result measurements of the computer-generated speckle images are in good accordance with the well accepted data, conforming the effectiveness and accuracy of the technique. Digital Image Correlation techniques have proven to be a flexible and useful tool for deformation analysis.

## 7- References

- [1] J. Martinez-Vega, Matériaux Diélectriques pour le Génie Electrique – Propriétés, vieillissement et modélisation, Hermès-Lavoisier 1 2007 p407.
- [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. Schönals, « 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] P. Lava , S.Cooreman , D.Debruyne, Study of systematic errors in strain fields obtained via DIC using heterogeneous deformation generated by plastic FEA, *Optics and Lasers in Engineering* 48 (2010) 457–468
- [5] 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.
- [6] B. Zegnini, N.Lahoud, L.Boudou, J.J. Martinez-Vega, Visualization and quantification of the mechanical deformation induced by an electrical field in poly(ethylene naphthalene 2,6-dicarboxylate) (PEN) films, *Journal of Applied Polymer Science*, Wiley Periodicals, Inc., A Wiley Company, Volume 110, Issue 1 , Pages 23 – 29, 2008.
- [7] B.Yousfi , B. Zegnini, L. Boudou, J.J Martinez-Vega, « The electromechanical response and dielectric breakdown of Poly (Ethylene-2, 6-Naphthalene Dicarboxylate) (PEN) Thin Films subjected to high electric fields », An International Publication of Engineering Science ,Algerian journal of Technology, 7ème Conférence Nationale sur la haute tension Sidi Bel-Abbés 19-21 April 2009, ISSN 1111-357X pp 32-36, 2009.
- [8] T. Tran Anh, L. Berquez, L. Boudou, and J. Martinez-Vega, "Measurement of full-field deformation induced by a dc electrical field in organic insulator films", *14th International Conference on Experimental Mechanics*, Poitiers, France, July 4-9, 2010, paper, 31008-P1-P9 (2010).

# Calibration de la sonde capacitive à fibre optique pour mesure du champ

D. Khelil S. Bouazabia

Laboratoire des Systèmes Electriques et Industriels  
 Université des Sciences et de la Technologie Houari  
 Boumediene, Algerie

N. Harid A. Haddad

High Voltage Energy Systems Group  
 School of Engineering Cardiff University  
 United Kingdom

**Abstract**— In this paper, we are interested by the calibration of a field measurement system based on the capacitive probe principle with an optical link for signal transmission. A series of tests is realized on two types of waves (impulse and alternative) to determine the response at high frequencies and the maximum field that can be measured. The obtained results show that the probe has a stable gain and a good high-frequency response. The limit field measured is conditioned by the probe size and the measurement capacitance.

**Keywords**— Electric Field, Capacitive Probe, Optic Fiber, Calibration.

**Résumé**— Dans ce papier, nous nous intéressons à la calibration d'un système de mesure du champ, basé sur le principe de la sonde capacitive et doté d'une liaison optique pour la transmission du signal. Une série de tests est réalisée sur deux types d'ondes (impulsionnelle et alternative) afin de déterminer la réponse aux hautes fréquences et le champ maximal pouvant être mesuré. Les résultats obtenus montrent que la sonde a un gain stable et une bonne réponse aux hautes fréquences. Le champ limite mesuré est conditionné par la dimension de la sonde et la capacité de mesure.

**Mots clés** — Champ électrique, Sonde capacitive, Fibre optique, Calibration.

## I. INTRODUCTION

Le recours à des techniques d'isolation optique entre les surfaces d'essais en Haute Tension et ceux de mesure et de contrôle, de telle sorte que l'opérateur puisse travailler en toute sécurité, devient de nos jours une obligation en raison des stricts règlements sécuritaires de travail [1-3]. En outre, la transmission de petits signaux sur de longues distances dans un environnement bruyant tels que ceux des postes Haute Tension impose des limites sur les systèmes de mesure existants.

Dans ce papier, nous nous intéressons à la calibration d'un nouveau système de mesure du champ électrique qui a l'avantage de n'avoir aucun contact avec la borne sous tension et d'offrir une transmission optiquement isolée des signaux basse tension sur de longues distances.

Les essais ont été effectués au Laboratoire de Haute Tension de Cardiff. La calibration est faite pour deux types d'ondes (alternative et impulsionnelle) et concerne essentiellement la réponse de la sonde aux

hautes fréquences et le champ limite pouvant être mesuré par cette dernière.

Les résultats obtenus montrent que la sonde présente un gain stable et une bonne réponse aux hautes fréquences. Le champ limite mesuré est imposé par les dimensions de la sonde.

## II. SYSTEME D'ETUDE

La mesure du champ électrique est basée sur la méthode de la sonde capacitive, où une charge  $Q$  est collectée sur une électrode plane à travers un condensateur. La charge induite à la surface de la sonde donne un signal proportionnel à l'intensité du champ électrique.

L'évaluation de ce dernier dans notre étude nécessite l'utilisation de deux système l'un pour la détection de la charge et l'autre pour la mesure.

### A. Système de détection

La sonde de détection est en aluminium avec un diamètre de 100 mm et une épaisseur de 6 mm. Celle-ci est entourée d'un anneau de garde de 300 mm de diamètre extérieur, relié à la terre, afin de minimiser l'effet du champ à la périphérie de la plaque de détection (Figure 1).

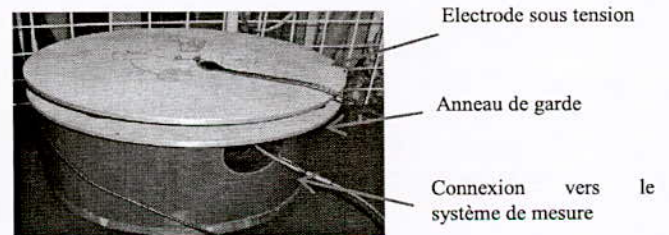
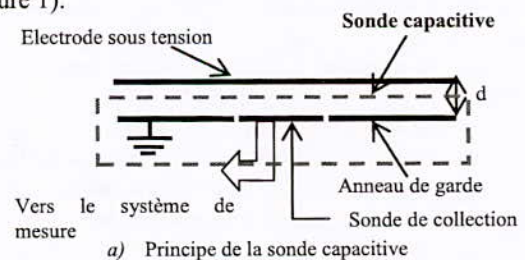


Figure 1. Sonde capacitive

B. Système de mesure

La sonde de détection est reliée à travers un câble coaxial à un circuit transmetteur qui convertit le signal électrique en un signal optique (E/O) utilisant une série de diodes à émission lumineuse. Le signal optique est transmis au récepteur à travers un fil à fibre optique de 50 m de longueur. Le récepteur qui convertit le signal optique en un signal électrique (O/E) est doté de photodiode PIN (Figure 2).

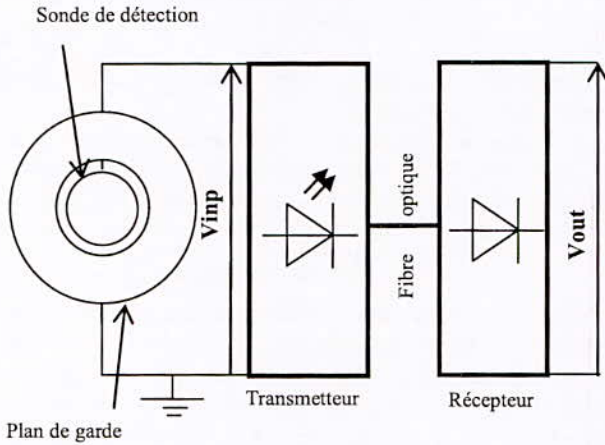


Figure 2. Système de mesure

Afin de calibrer la sonde, il est nécessaire d'effectuer deux tests sur un système uniforme où la valeur du champ peut être facilement déduite. Pour ce faire, nous insérons une électrode plane à une distance « d » de la sonde capacitive et la soumettons à une tension « Uapp » (Figure 1).

Le premier test consiste à tracer la caractéristique  $V_{inp}=f(V_{out})$  et de déterminer ainsi le rapport d'amplification du signal.

Où :

$V_{inp}$  est la tension à l'entrée du système à liaison optique.

$V_{out}$  est la tension à la sortie du système.

Le deuxième essai consiste à tracer la caractéristique  $E_{app}=f(V_{out})$  pour un champ uniforme afin de déterminer la valeur maximale pouvant être mesurée par la sonde et de déduire la valeur de la capacité d'intégration équivalente  $C_i$  :

$$C_i = \epsilon_0 \times S \times \frac{E_{app}}{V_{inp}} \tag{1}$$

Où :

S est la surface de la sonde.

$E_{app}$  est le champ appliqué.

$\epsilon_0$  est la permittivité de l'air supposée égale à celle du vide.

Sachant que pour un système à champ uniforme (plan-plan dans notre cas) le champ moyen appliqué est égal à :

$$E_{app} = \frac{U_{app}}{d} \tag{2}$$

$U_{app}$  est la tension appliquée.

d est la distance inter-électrodes = 2cm pour les tests.

III. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Afin de générer une onde impulsionnelle, nous utilisons un générateur de type Thandar TG105, où nous injectons un signal en créneau de faible amplitude. La durée de l'impulsion est de 100 µs tandis que la période est de 2ms. Nous varions la tension de 0.1V à 1V et mesurons simultanément la tension délivrée par le générateur ( $V_{inp}$ ) et celle en sortie du récepteur ( $V_{out}$ ).

En alternatif, nous remplaçons le Thandar par un générateur de fonction et fixons la fréquence à 50 Hz.

Sur les figures 3 et 4, nous représentons les variations de  $V_{inp}$  en fonction de  $V_{out}$ . Nous remarquons que les caractéristiques sont linéaires et suivent les équations suivantes:

Pour une onde impulsionnelle

$$V_{inp}=8,69 V_{out} \tag{3}$$

Pour une onde alternative

$$V_{inp}=8.37V_{out} \tag{4}$$

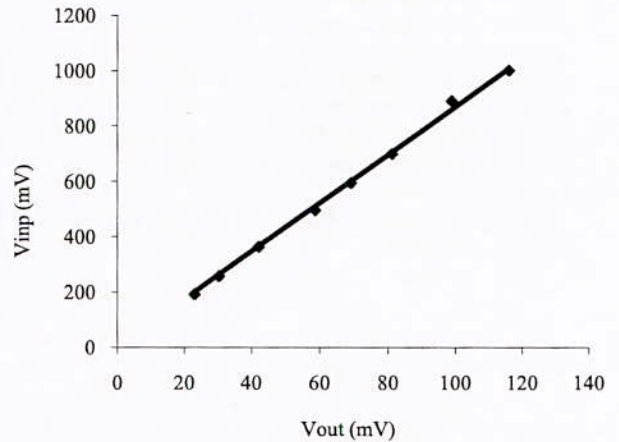


Figure 3. Variation de  $V_{inp}$  en fonction de  $V_{out}$  pour une onde impulsionnelle.

En analysant les résultats présentés, nous remarquons que le gain est de 8.37 (équation 4) pour une onde alternative et de 8.69 pour une onde impulsionnelle (équation 3). Si nous considérons l'onde alternative comme référence, nous obtenons une erreur de 3.82 % pour l'impulsionnel. Cette déviation est acceptable et reste proche de celle trouvée dans un travail antérieur (3.2 %) [4].

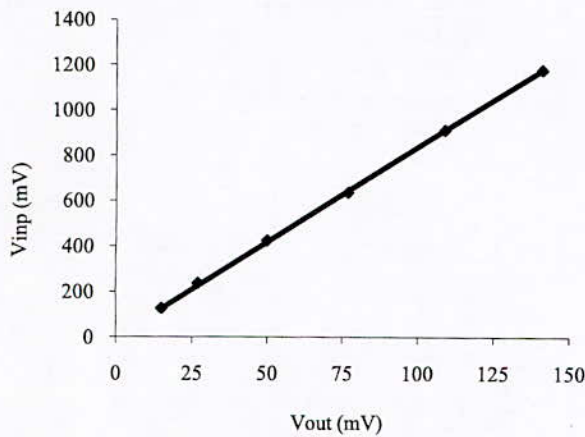


Figure 4. Variation de Vinp en fonction de Vout pour une onde alternative.

Afin de déterminer le champ maximal pouvant être mesuré par la sonde (champ de saturation), nous utilisons un générateur de type HAEFELY pour générer une onde de choc de foudre normalisée ( $T_1=1.35/T_2=52$ )  $\mu s$  et un transformateur pour une onde alternative. Nous appliquons ces deux ondes au système à champ uniforme (Figure 1).

Nous remarquons sur les figures 5 et 6 que la forme d'onde obtenue à la sortie de la sonde suit la même allure que celle de l'onde appliquée.

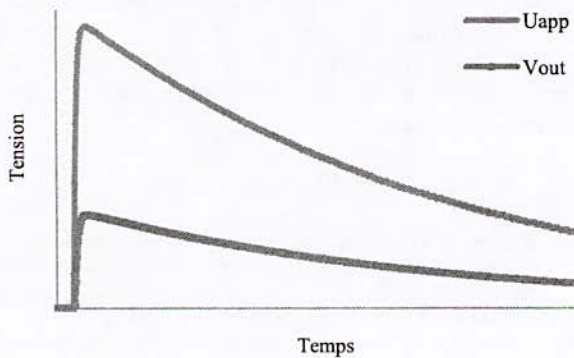


Figure 5. Réponse de la sonde capacitive à une onde de choc de foudre.

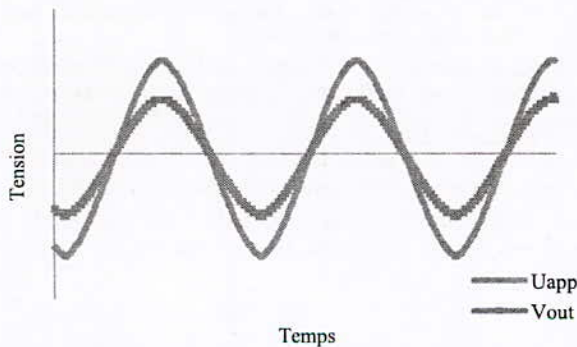


Figure 6. Réponse de la sonde capacitive à une onde alternative.

Sur les figures 7 et 8, nous représentons la variation de la tension en sortie de la sonde ( $V_{out}$ ) en fonction du champ appliqué  $E_{app}$ . Nous remarquons que l'évolution de ces grandeurs est linéaire et suit la même variation pour les deux types d'ondes étudiés :

$$V_{out} = 3 \times 10^{-4} E_{app} \quad (5)$$

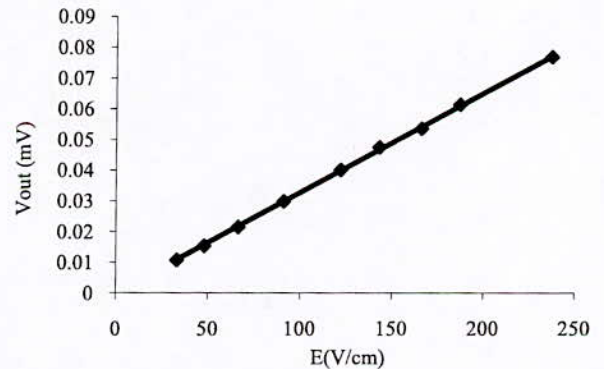


Figure 7. Variation de Vout en fonction de Eapp pour une onde de choc de foudre.

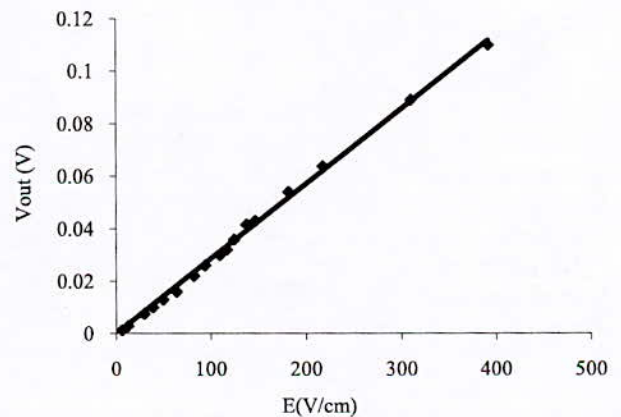


Figure 8. Variation de Vout en fonction de Eapp pour une onde alternative.

A partir des équations 3-5 nous déduisons la valeur de la capacité d'intégration. Celle-ci est constante et égale à 2.64 nF pour une onde de choc de foudre et à 2.75 n pour une onde alternative (Figures 9 et 10)

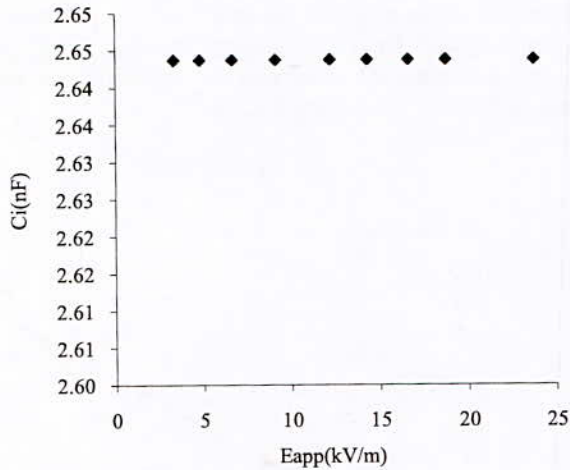


Figure 9. Variation de Ci en fonction de Eapp pour une onde de choc de foudre.

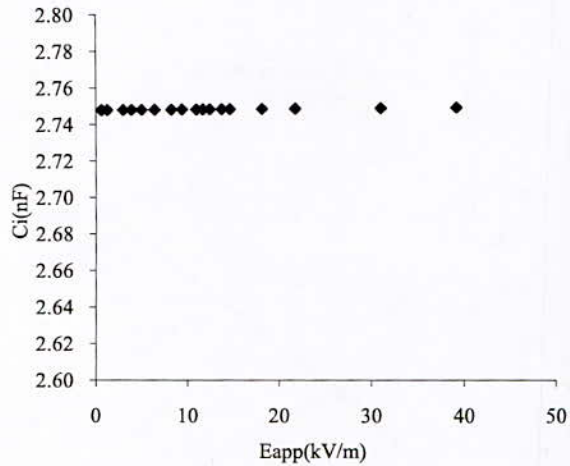


Figure 10. Variation de Ci en fonction de Eapp pour une onde alternative.

Pour des relevés corrects du champ électrique, il est nécessaire de tenir compte juste de la partie linéaire des courbes. En effet, à partir d'un certain champ (avoisinant les 0.4 kV/cm dans notre cas) des déformations au niveau des ondes sont observées (Figure 11). De ce fait, la mesure du champ devient erronée.

Afin d'augmenter cette limite, deux solutions sont envisageables :

- Pour une surface donnée, réduire la valeur de la capacité utilisée, étant donné que la quantité de charge maximale collectée sur la surface est fixe:

$$Q_{max} = C_i \times V \tag{6}$$

- Pour une valeur fixe de la capacité, il est possible de réduire la valeur de la surface de la

sonde ce qui permet d'augmenter la valeur du champ:

$$Q_{max} = \epsilon_0 \times E \times S \tag{7}$$

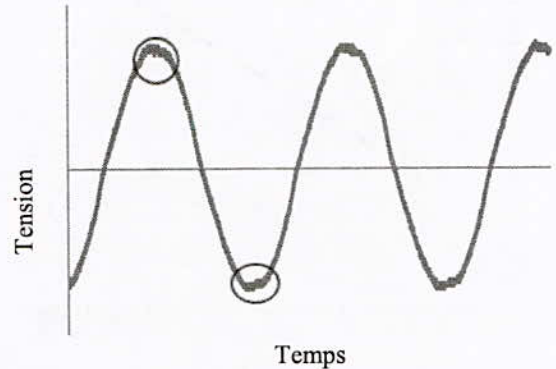


Figure 11. Forme d'onde pour une tension appliquée Uapp=0.4 kV/cm

#### IV. CONCLUSION

La sonde capacitive à fibre optique présente un avantage énorme pour les mesures en Haute Tension vu qu'elle démontre une immunité aux interférences électromagnétiques. Sa calibration montre que cette dernière a un rapport d'amplification stable en fonction de la fréquence et reproduit fidèlement les formes d'ondes appliquées. Enfin pour des mesures correctes du champ électrique un dimensionnement adéquat de la sonde est nécessaire.

#### V. REFERENCES

- [1] Z. Fung, Y. Qiu, E. Kuffel, "Development of an opto-electrical system for application to high voltage measurement", Proceedings of the 13 th International Symposium on high Voltage Engineering (ISH), Paper No 527, 2003.
- [2] C. Fukui, J. Kawakamil, "An expert System for Fault Section Estimation using Information from protective relays and circuit breakers", IEEE trans. On PWRD, Vol.1, No.4, pp.83-90, oct.1986.
- [3] E. Gockenbach, et al, "Some Applications on an Electrical Field Sensor in the High Voltage Technique", Proceeding of the 6 th ISH Paper No 40.06. 1989.
- [4] K. Gyung-Suk, S. Jae-Yong, A. Haddad, "A New Wideband High Voltage Measurement System with an Integrated Optical Link", WSEAS Transactions on Circuits and Systems, Issue 9, 4 September 2005.

## Validation expérimentale d'un nouveau modèle de laboratoire des isolateurs pollués

M.Marich\*, H.Hadi\*.

\*Faculté de Génie Electrique, département d'Electrotechnique  
 Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie  
 Bp 1505 El Mnaouer Oran 31000, Algérie  
[marich38@yahoo.fr](mailto:marich38@yahoo.fr)

**Abstract-** Analytical and experimental methods have been developed to elucidate the phenomenon of flashover of the polluted insulators, and several mathematical approaches have been analyzed. In order to contribute to this study, we propose in this paper a new model of laboratory for modelling the flashover polluted insulators. And for confirm the validity of our model, we carried out experimental tests to record the values of the total resistance of the layer of pollution and the critical conditions flashover according to several geometrical and electric parameters.

**Résumé-** Des méthodes analytiques et expérimentales ont été développées pour élucider le phénomène de contournement des isolateurs pollués, et plusieurs approches mathématiques ont été analysées. Afin de contribuer à cette étude, nous proposons dans cet article un nouveau modèle de laboratoire pour modéliser le phénomène de contournement. Et pour vérifier la validité de notre modèle, nous avons procédé à des essais expérimentaux pour relever les valeurs de la résistance totale de la couche de pollution et les conditions critiques de contournement en fonction de plusieurs paramètres géométriques et électriques.

**Les mots clés :** Haute tension, décharge électrique, isolateur, contournement, Pollution.

### I. INTRODUCTION

Le phénomène de décharges électriques, sur les isolateurs haute tension, est un des problèmes majeurs que rencontrent les exploitants des réseaux électriques, et a toujours suscité un intérêt particulier aussi bien chez les industriels que les chercheurs. Le contournement électrique d'un isolateur haute tension est l'extension sur sa surface d'une décharge jusqu'à ce qu'elle mette en court circuit la haute tension et la masse qui a pour conséquence grave l'interruption de la distribution de l'énergie électrique

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].

Le recours aux essais expérimentaux est indispensable pour juger les performances de différents types d'isolateurs. Ces essais sont effectués en préférence sous conditions naturelles de pollution (essais in situ) ayant

l'avantage de prendre en considération toutes les contraintes auxquelles est soumis l'isolateur avec toute leur complexité. Cependant, les essais in situ ont l'inconvénient de nécessiter plusieurs années pour l'étude du comportement des isolateurs essayés. A cet égard, on a désormais cherché à reproduire artificiellement au laboratoire les conditions naturelles de pollution, afin d'obtenir des résultats et d'effectuer des comparaisons plus rapidement, plus facilement et à moindre coût que dans des stations sur sites [3].

L'objectif principal de cet article, est de vérifier la validité d'un nouveau modèle de laboratoire pour représenter les isolateurs réels basé sur le développement de la géométrie extérieure d'un isolateur antipollution en une surface équivalente ouverte et plate.

Vu l'importance que suscite la détermination de la résistance de pollution sur la surface de l'isolateur devant la décharge qui est essentielle pour modéliser le contournement électrique de l'isolateur dans son état dynamique, nous allons nous intéresser dans la première partie à l'évaluation expérimentale de cette résistance en fonction de plusieurs paramètres.

Pour pouvoir étudier le phénomène de contournement ainsi que l'influence des diverses grandeurs sur ce dernier, nous allons montrer dans la deuxième partie l'influence de différents paramètres sur les conditions critiques de contournement.

### II. DESCRIPTION DU MODELE OUVERT

Le modèle ouvert est un isolateur plat en deux dimensions qui représente un autre isolateur réel en trois dimensions et qui possède la même surface extérieure et la même ligne de fuite que lui [4-5].

La figure 1 présente le profil et le tableau des caractéristiques géométriques de l'isolateur choisi [6], son modèle ouvert équivalent est représenté par la figure 2, obtenu par la conversion et l'ouverture de l'isolateur de la figure 1.

Le principe de la transformation est basé sur la relation suivante :

$$Y(x) = 2.\pi.r(x) \quad (1)$$

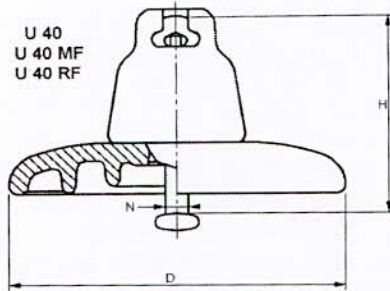
et par la rotation d'un angle  $\alpha$  qui varie entre 0 et 360° des points  $(x_i, y_i)$  relevés sur la surface de l'isolateur [7].

Où :

$x$  est la distance entre l'électrode haute tension et un point sur la ligne de fuite.

$r(x)$  est le rayon d'un cercle passant par un point sur la ligne de fuite.

$Y(x)$  est la distance verticale dans le modèle ouvert figure 2.



Diamètre (mm)(D)	175
Ligne de fuite (mm)	185
Pas (mm)(H)	100

Fig.1: Isolateur U-40.

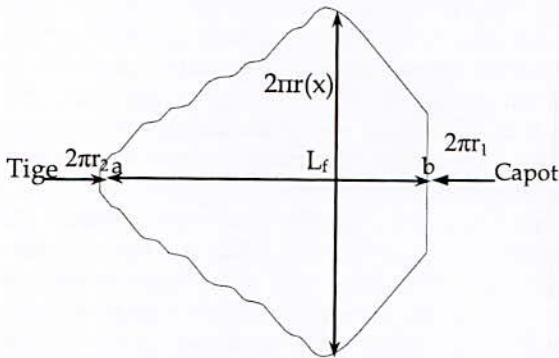


Fig.2 : Modèle ouvert d'un isolateur réel.

La longueur de la droite ab représente la ligne de fuite de l'isolateur,  $r_1$  et  $r_2$  sont respectivement le rayon de l'électrode basse tension et haute tension.

### III. ESSAIS EXPERIMENTAUX

Notre travail expérimental sera basé sur le choix et la validation du modèle ouvert qui représente la géométrie réelle d'un isolateur de type antipollution.

Le modèle que nous avons utilisé est montré dans la figure 3, de longueur 200mm, de largeur variable correspondant aux différents rayons de l'isolateur réel (figure 1) et de profondeur 10 mm. Une électrode haute tension (HT) placée, au dessus de l'électrolyte, à une hauteur  $h=2\text{mm}$  représentant la longueur initiale de la décharge et à une distance  $L=185\text{mm}$  par rapport à l'électrode de masse.

Pour représenter la couche de pollution qui couvre la surface des isolateurs des lignes aériennes, nous avons préparé des solutions électrolytiques à base de NaCl et de l'eau distillée pour des résistivités et des profondeurs voulues.

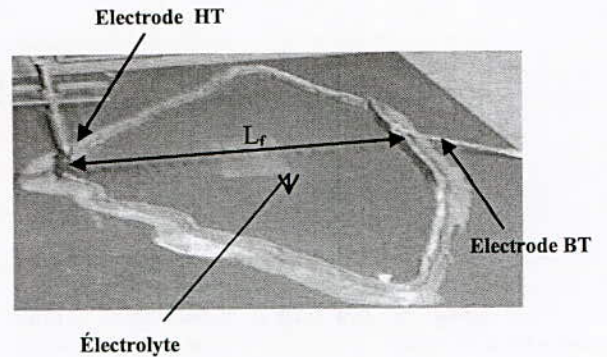


Fig.3 : Le modèle expérimental.

Sur ce modèle nous avons étudié expérimentalement la variation de la résistance totale de la couche de pollution et les conditions critiques du contournement sous l'influence des grandeurs suivantes :

- L'épaisseur de l'électrolyte ;
- La résistivité de l'électrolyte ;
- La position de la décharge initiale.

### III.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL GENERAL

Pour réaliser nos travaux, nous avons utilisé le dispositif expérimental qui est conçu au laboratoire haute tension de l'université des sciences et la technologie d'Oran. Le schéma du montage général est représenté sur la figure 4.

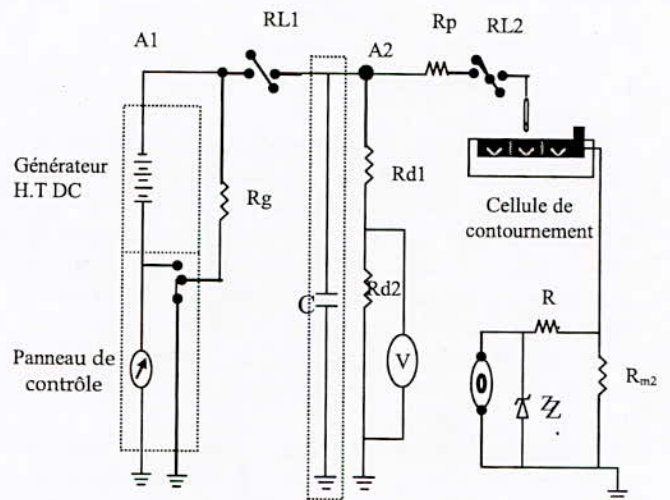


Fig. 4 : Montage expérimental



Les principaux éléments qui composent ce montage sont :

- A1 : Circuit de charge des condensateurs C.
- A2 : Circuit de mesure de la haute tension H.T.
- Rp : Résistance de protection égale à  $300\Omega$ .
- RL1, RL2 : Relais H.T.
- Rm2 : Résistance de mesure du courant I de  $2.4\Omega$ .
- Rm1 : Résistance de protection de  $1\text{ k}\Omega$ .
- Rd1, Rd2 :  $5000\Omega$ ,  $100\Omega$ .
- C : Batterie de condensateur H.T, 10 condensateurs de  $C=1.67\mu\text{F}$ .
- O : Oscilloscope à mémoire.
- Rg : Résistance de mise à la terre égale à  $100\Omega$ .
- Z : Diode zener pour la protection rapide de l'oscilloscope durant les pointes du courant.

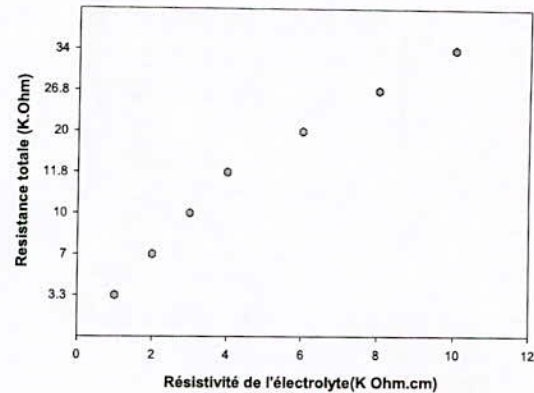


Fig.6: Valeurs de la résistance totale pour différentes résistivités de l'électrolyte.

## IV. RESULTATS ET DISCUSSIONS

### IV.1 MESURE DE LA RESISTANCE TOTALE

#### A. Etude de l'influence de l'épaisseur de l'électrolyte

Pour évaluer l'influence de la variation de la profondeur de l'électrolyte sur la valeur de la résistance mesurée à l'aide d'un Ohmmètre, nous avons utilisé un électrolyte de résistivité  $1\text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$  et d'une épaisseur qui varie de 1 à 6mm.

Nous avons relevé la valeur de la résistance correspondante à chaque profondeur. Les résultats obtenus sont représentés par la courbe de la figure 5.

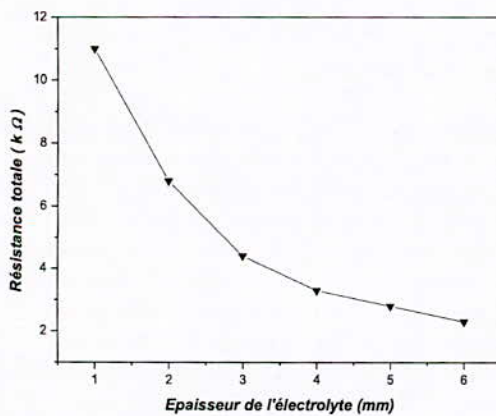


Fig. 5 : Variation de la résistance totale de l'électrolyte avec l'épaisseur.

#### B. Etude de l'influence de la résistivité

Afin de montrer l'effet de la variation de la résistivité sur la résistance totale de l'électrolyte nous avons utilisé des électrolytes ayant des résistivités qui varient entre 1 et  $10\text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$  et d'une profondeur  $e=4\text{mm}$ . Nous avons relevé la valeur de la résistance correspondante à chaque résistivité. Les résultats obtenus sont présentés par la courbe de la figure 6.

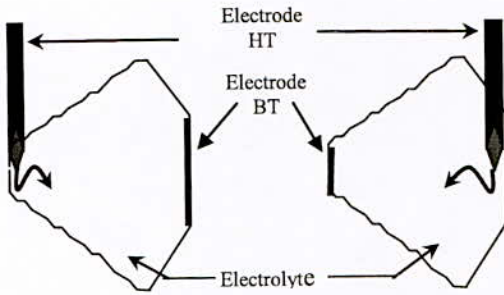
La figure 6 présente les résultats de la résistance totale obtenus par la suite des mesures expérimentales pour différentes valeurs de la résistivité. Dans tous les cas, la résistance de la couche de pollution varie d'une manière linéaire avec la résistivité de pollution.

### IV.2 ETUDE DE L'INFLUENCE DES PARAMETRES ELCTRQUES

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 réalisé des expériences pour montrer l'influence des conditions électriques au devant de la décharge en élancement vers le contournement. Pour cela, nous avons étudié l'influence des paramètres électriques et géométriques ainsi que la position de la décharge initiale pour deux cas différents :

- Le premier cas avec la présence d'une décharge du côté tige (figure 7-a).
- Le deuxième cas avec la présence d'une décharge du côté capot (figure 7-b).



a : Haute tension côté tige. b : Haute tension côté capot.

Fig.7: Position de la décharge initiale.

**A. Influence de l'épaisseur**

Afin de montrer l'effet de la variation de la profondeur sur les valeurs critiques de contournement (tension et courant), nous avons mené des essais sur notre modèle ouvert en utilisant un électrolyte de résistivité 1 kΩ.cm et des profondeurs qui varient de 1 à 6 mm.

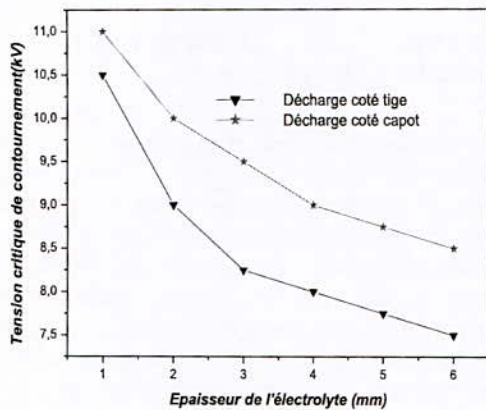


Fig.8 : Variation de la tension critique de contournement avec l'épaisseur de l'électrolyte dans les deux cas de position de la décharge.

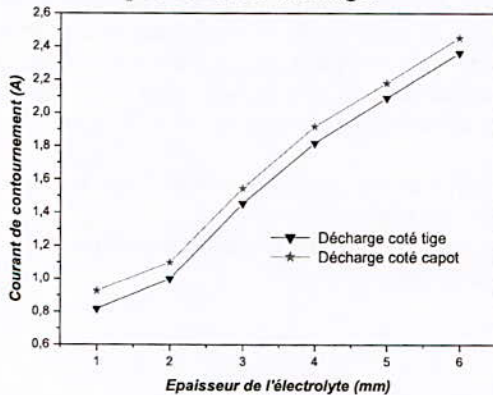


Fig.9 : Variation du courant critique de contournement avec l'épaisseur de l'électrolyte dans les deux cas de position de la décharge.

Les figures 8 et 9 montrent l'influence de la position de la décharge et l'épaisseur de l'électrolyte sur les conditions critiques de contournement. Nous constatons clairement que les valeurs de la tension relevées à la suite d'une décharge déclenchée du côté capot sont plus élevées que celles relevées par une décharge amorcée de l'autre côté (côté tige) pour les mêmes profondeurs de l'électrolyte (figure 8).

La même remarque est faite sur les valeurs du courant de contournement (figure 9). Nous remarquons que la différence est constante entre les deux cas de position de la décharge pour toutes les valeurs de l'épaisseur de l'électrolyte.

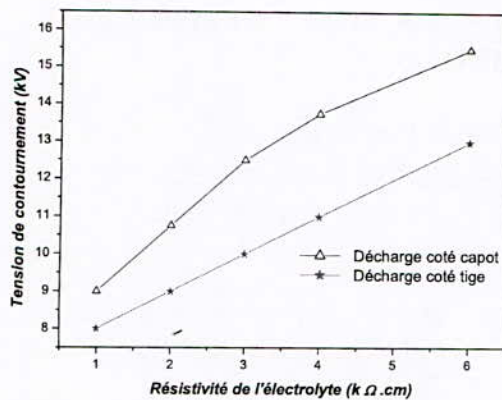
Afin d'expliquer ces résultats, on se base sur des mesures expérimentales effectués sur des rainures étroites [8]. Le changement de la position des électrodes d'une rainure, qui est remplie d'un électrolyte présentant deux résistances différentes connectées en série, montre une différence importante entre les valeurs de la tension de contournement pour la même résistance totale de l'électrolyte. Cet écart est expliqué par la différence entre la résistance par unité de longueur juste devant la décharge initiale. En effet, lorsque les conditions critiques de contournement sont remplies du côté de la résistance linéique la plus petite, elle sera parcourue par un courant important et entraînant par la suite une tension moins sévère. Donc nous pouvons dire que l'amorçage de la décharge du côté capot est plus sévère que celui du côté tige selon la valeur de la résistance linéique devant la décharge qui est plus petite du côté capot puisqu'elle présente une surface plus large sur notre modèle ouvert par rapport au côté opposé.

**B. Influence de la résistivité**

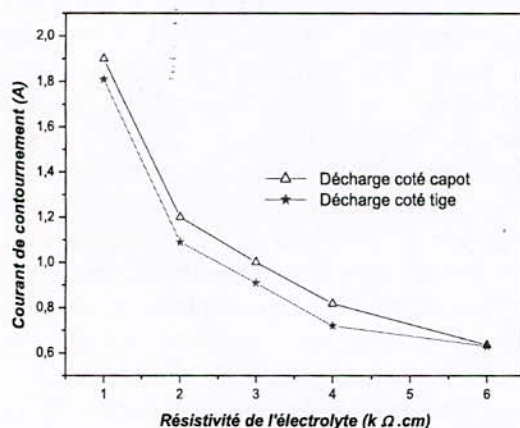
Les figures 10 et 11 montrent l'influence de la position de la décharge et la résistivité de l'électrolyte sur les conditions critiques de contournement.

D'après la figure 10, nous constatons que les valeurs de la tension de contournement dans le cas d'une décharge amorcée du côté capot, sont plus importantes que celles relevées à la suite d'une décharge qui s'est amorcée du côté tige pour toutes les valeurs de la résistivité.

La même remarque est constatée en analysant les courbes des courants (figure 11). Ces résultats peuvent être expliqués par la différence entre la résistance linéique juste devant la décharge pour les deux cas de la position de l'électrode haute tension (HT).



**Fig.10 :** Variation de la tension critique de contournement avec la résistivité de l'électrolyte dans les deux cas de position de la décharge.



**Fig.11 :** Variation du courant critique de contournement avec la résistivité de l'électrolyte dans les deux cas de position de la décharge.

## V. CONCLUSION

Dans cet article, nous avons donné des résultats expérimentaux de l'utilisation d'une nouvelle approche de modélisation du contournement des isolateurs pollués basée sur l'ouverture de la surface polluée en deux dimensions 2D. Afin de vérifier la validité de notre modèle proposé, nous avons étudié expérimentalement l'influence des divers paramètres sur la résistance totale de pollution et les conditions critiques de contournement.

D'après les résultats obtenus nous avons trouvé que les principaux paramètres qui influent sur la résistance totale de pollution sont : l'épaisseur et la résistivité de l'électrolyte.

Nous avons conclu dans l'étude de l'influence de la profondeur et la résistivité de l'électrolyte que ces deux paramètres ont un rôle déterminant dans la prédiction des conditions critiques de contournement.

Vu que la forme géométrique irrégulière de notre modèle, l'inversion des électrodes n'aboutit pas aux

mêmes valeurs de la tension de contournement. En effet, nous avons relevé des tensions plus sévères pour une décharge qui démarre à partir du capot et par conséquent nos résultats confirment ceux obtenus par d'autres chercheurs sur le modèle de la rainure étroite [8].

En appliquant cette approche de modélisation, on peut simplifier l'étude des isolateurs pollués. Cette approche nous permettra de déterminer les paramètres fondamentaux pour la conception des isolateurs des lignes haute tension à partir de leurs modèles ouverts.

## REFERENCES

- [1] G. Zhicheng and Z. Renyu, " Calculation of dc and ac Flashover Voltage of Polluted Insulators ", *IEEE Trans. Electr. 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] M. Tegar, W. Taibi, K. Abdelli, A. Mekhaldi, A. Boubakeur "Comportement d'un isolateur à ailette et tige pollué sous tension alternative" 5<sup>ème</sup> CNHT' 2003, USTO, Algérie.
- [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] M. Marich, H. Hadi, R. Amiri, " Validation d'une nouvelle approche pour la modélisation dynamique du contournement des isolateurs pollués", CEE'06, novembre 2006, Batna, Algérie .
- [6] Catalogue "Des isolateurs suspendus" <http://www.dervaux-Distribution.fr/francais/pagesX/partie-liste-produits.asp>
- [7] H. Hadi, M. Marich, R. Amiri, "New approach for the modeling of the polluted insulators " ,IEEE/ CEIDP 2 IEEE/CEIDP, October 15-18, Kansas City, Missouri, 2006, USA
- [8] S. Flazi, "Etude du contournement électrique des isolateurs haute tension pollués, Critères d'élongation de la décharge et dynamique du phénomène"; thèse de Docteur d'Etat, Université Paul Sabatier de Toulouse 1987.

## PRESENTATION OF THE HIGH VOLTAGE LABORATORY OF WROCLAW UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

Krystian Leonard Chrzan<sup>1</sup> & Salah Leulmi<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Wroclaw University of Technology, Poland; [krystian.chrzan@pwr.wroc.pl](mailto:krystian.chrzan@pwr.wroc.pl);*

<sup>2</sup> *University of 20<sup>th</sup> August 1955, Skikda, Algeria; [salah.leulmi@yahoo.fr](mailto:salah.leulmi@yahoo.fr)*

### 1. History

The first High Voltage Laboratory was located on ground floor of A-5 building just after creation of the Technical University in 1910 [1]. The 20-kVA transformer by Siemens-Schuckert-Werke delivered the voltage of 50, 100 or 200 kV (low side voltage of 160 V). The second 10-kVA transformer (not visible in figure 1) had also 3 voltage ranges of 3.75, 7.5 and 15 kV. The switching and regulation operations were carried out on the control-board hung on the wall (Fig. 1). The metal bath-tub supported by 4 delta insulators collected the water sprayed by the Koerting nozzle. This set up was used for insulator testing under an artificial rain conditions. A 350-kV Marx generator was built in the laboratory in 1920s.

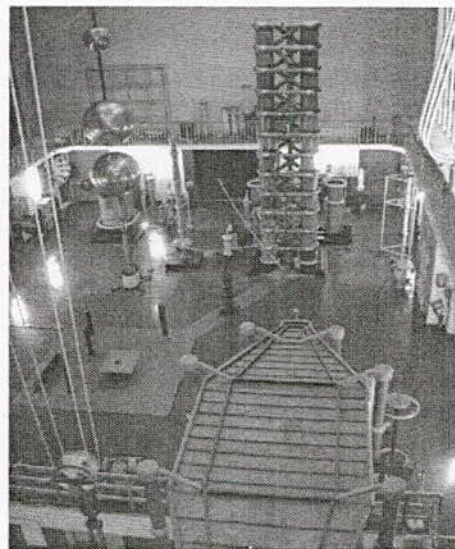
Prof. Jerzy Ignacy Skowroński moved this laboratory to the so-called gymnastic room located in A-1 building below the Rector office. The new D-1 building of faculty of electrical engineering (commissioned in 1953) houses 3 HV laboratories:

- The big hall of 26 m length, 16 m width, maximum height of 17 m (Fig. 2);
- The small hall (Fig.3);
- The student laboratory . A typical set up is shown in figure 4.

The Tesla transformer and Van der Graaff generator were built in 1950 [2]. The 800-kV transformer and 1.8 MV, 15 kJ impulse generator from ZWAR Warszawa were installed in 1965 (Fig. 2). Two MV DC sources were placed in 1971, a 160-kV power transformer with the short current in the range of 6 – 20 A and the salt fog chamber were developed in 1974 and in 1975, respectively. The electromagnetic compatibility simulator was put on the DC source place in 1991. A steep-front impulse voltage, set up for composite insulator testing, was mounted in 2001. The small hall (Fig. 3) lounges the 110 and 350-kV transformers.



*Fig. 1. The oldest HV laboratory of Wroclaw University of Technology in building A-5. (Its state from 1910) [1]*



*Fig. 2. Big HV hall in D-1 building*

The student laboratory is composed of 7 AC set ups with the 110-kV or the 60-kV transformer. One is set up with a 120-kV DC source and the other is set up with 500-kV impulse generator manufactured by TUR Dresden. A typical set up in the student laboratory with a partial discharge recorder and Schering bridge is shown in figure 4.

The numbers in figure 4 indicates the used laboratory equipments as follows : 1 – The 20-kV power cable (object); 2 – The 60-kV transformer; 3 – Coupling capacitor; 4 – Zero indicator; 5 – Sheering bridge; 6 – Partial discharge recorder.

## 2. Research in the laboratory

The main research areas of the HV laboratory include:

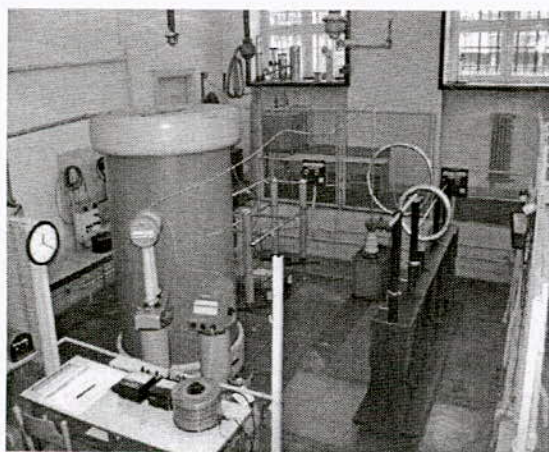
- Dielectric materials engineering, oil insulation, aging of solid insulation - tracking, water treeing, influence of partial discharges;
- Cryo-electrotechnics, development of the new technology of multifilament superconductor cables;
- Impulse electromagnetic stress;
- Overhead insulators made of glass, porcelain and composite materials, semi-conducting glazes;

- Pollution flashover, laboratory tests carried out in Wroclaw and field test carried out at Glogow pollution test station, located at 120 km North-East from Wrocław;
- Surge arresters, behaviour under pollution conditions, diagnostic methods;
- Lightning protection, laboratory testing of early streamer emission terminals 'ESE'.

A few Ph.D. students from Egypt [3], Algeria [4], Syria [5], and Tunisia [6] have worked and graduated from this laboratory in the past. The collaboration with Ecole Centrale de Lyon resulted in 2 Ph.D. theses of polish students worked partly in France [7, 8]. There was also a long cooperation with German Universities, especially from Dresden [9], Stuttgart [10] and Zittau [11-13].

## 3. Student training

Around 750 over 1500 students of the Faculty of Electrical Engineering get their trainings at the WUT HV laboratory. The laboratory offers 3 different trainings: HV laboratory, disturbances in industrial equipments and distribution lines and HV measurements and diagnostics.



*Fig. 3. Small HV hall in D-1 building*



*Fig. 4. Student set up laboratory for measurement of partial discharges and dielectric losses.*

The main tutorial topics of HV laboratory are listed below:

- AC HV measurement;
- Air breakdown in a uniform or a non-uniform field;
- Surface discharges and surface flashovers;
- Measurement of dielectric losses and partial discharges;
- Generation of impulse voltages and impulse flashovers;
- Travelling waves based on a long line model;
- Generation and measurement of DC voltage;
- Voltage distribution along the cap and pin insulators string and along the post insulator model;
- Diagnostics of surge arresters;
- Leakage current on polluted overhead insulators;
- Reverse polarity phenomenon of insulation arrangements with weakly non-uniform field.

#### 4. Special experiments

This section shows some special HV experiments. Some of these experiments are demonstrated to the students and to our visitors in a well-established frame such as the show of "*sparks and electrical discharges*". Similar demonstrations are also established in other HV laboratories around the world.

In the coming parts, we are going to treat, briefly, some of the following topics:

- Exploding wire;
- Stroke of HV discharge to the water surface;
- Flame in electric field;
- Particles of foamed polystyrene in DC field;
- Glow discharges as illustration of Pashen's law;
- Discharges along the long string of metal pipes;
- Electric wind motor;
- Neon tubes in electrical field.

#### 4. 1. Exploding wire

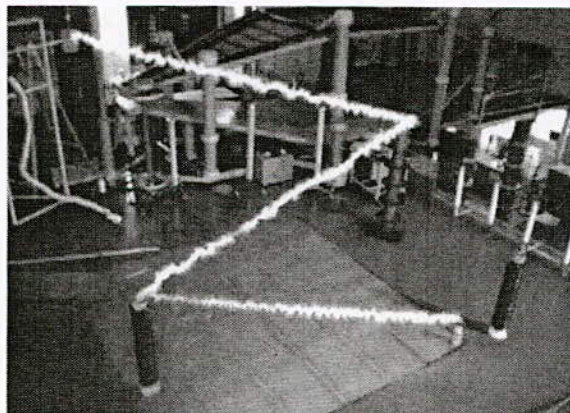
The high lightning current flowing through the metal roof gutter can press it into a structure which resemble to a deformed pipe or wire. The current flowing in the same direction on the opposite gutter sides draws the counterparts causing the distortion. However, the behaviour of thin wire is quite different. The current density, in the order of  $10^5$  A/cm<sup>2</sup>, causes the tensiometric elongation, material electro plasticity and stripped disintegration. The current density greater than  $10^7$  A/cm<sup>2</sup> results in explosion [14]. The exploding wire phenomenon has been known for over 200 years; it was first reported on by Edward Nairne in 1774. The phenomenon of exploding wires have been widely used by plasma physicists for the generation and confinement of plasmas, to produce metallic nano particles or to generate shock waves [15].

##### *Experiment 1:*

Connect one end of a thin metal wire (thickness in the range of 0.04 mm) to the Marx generator and attach the other end to the post insulator placed on the grounded plate (see the white element at the right bottom corner in figure 5). Charge the generator, at least, to the voltage of 500 kV. The open end of the wire enhances the probability and strength of detonation. There is a rapid current increase after flashover of post insulator at the wire end.

#### 4. 2. Stroke of high voltage discharge to the water surface

Lightning stroke to ground leaves sometimes dendrite patterns on the surface. It indicates that the discharges propagate outward from the strike points on the earth surface (Fig. 6). This surface phenomenon is similar to the well known discharges developing from the vertical grounding rod inside the ground. The limited value of ground resistivity and the high current amplitude promote the development of these discharges. The surface discharges developed from the striking point are dangerous for people and animals because their dimensions can reach the distance of 10 meters [16]. The dendrite patterns of discharges are observed even on the water surface at the point



**Fig. 5. Exploding wire with the thickness of 0.04 mm and the length of 15 m in HV Laboratory of WUT**



**Fig. 6. Traces of dendritic discharges on the grass resulting from a lightning strike to the flagpole at a tennis court.**

of lightning stroke [17]. However, the resistivity of water in ponds, lakes, or rivers is hundreds times lower than the soil resistivity. Therefore, an additional mechanism was proposed by Moore et.al. [17]. The downward leader having most often the negative polarity, when it approaches to the water surface, induces the opposite charges on the water surface. The charging constant of water  $\tau = \rho \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$ , in the range of 10  $\mu$ s, is so short that the downward leader, arriving quickly to the water surface, has enough time to polarize it. The discharge can not propagate into the water volume and split on the surface attracted by the surface charges of opposite polarity.

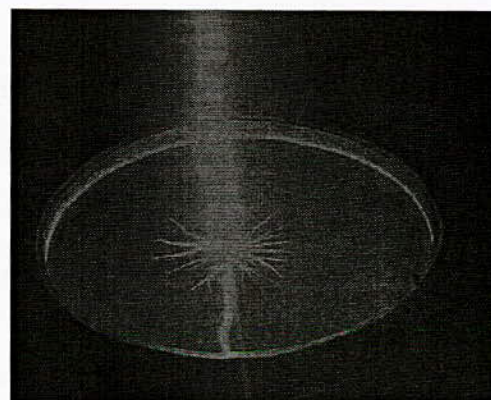
#### **Experiment 2 :**

The grounded copper hemisphere with diameter of 1.2 m was filled by tape water (conductivity about 500  $\mu$ S/cm). The aluminium rod was hung 0.8 m above the water and connected to the impulse generator. The air breakdown to the water caused the radial sparks along the water surface (Fig. 7).

#### **4. 3. Flame in electric field**

The outdoor power lines cross often the forest and agricultural areas where fires sometimes occur. The influence of high flames and intense smoke in the line vicinity on the electrical strength of air and the possibility of ground faults were studied in Brazil, Mexico, Canada, USA, South Africa, Australia. In these countries the fire of forest, grass, sugar cane and

bushes ravage large areas, often jeopardizing the reliability of the lines. The line outages due to forest fires were observed in Poland too. The basic studies explained the mechanisms responsible for lowering the electrical strength of air in the presence of flame.



**Fig. 7. Impulse lightning discharge to a pool of tape water**

The flame is a kind of plasma where air molecules are chemically and thermally ionized. The ion concentration in the propane-air flame is in the range of  $10^9 - 10^{12} / \text{cm}^3$ . Most of them have the positive charge [18]. The low concentration of negative ions is probably due to the fact that most of the negative charges are transferred by free electrons. The main source of ions and electrons in the flame are the molecules with a low ionization potential, e.g. carbon (the ionization potential of graphite amounts to 4.35 eV). The rate of ionization processes

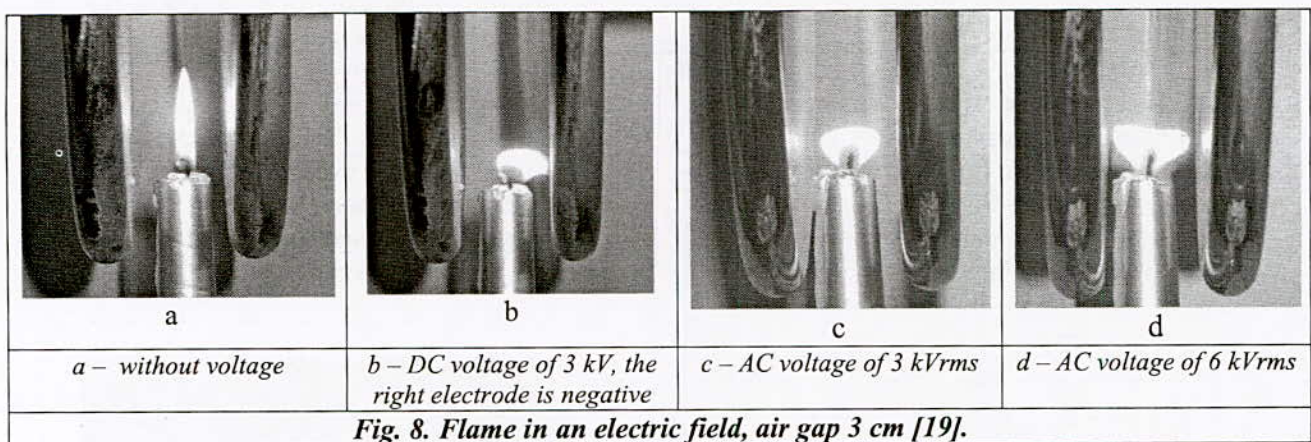
increases with temperature. As it was earlier said, the flame is mostly positive charged. Therefore in the DC electrical field, it is attracted by the negative electrode (Fig. 8b). In the AC field, the flame is stretched between electrodes (Fig. 8c and 8d). Due to the non-stationary conditions under AC voltage, the flame shift in one direction is lower than under DC voltage (compare figures 8b and 8c).

The breakdown voltage of plate to plate with 3 cm air gap at normal atmospheric conditions amounts to 61 kVrms. The placement of a candle fire in the middle reduces also the breakdown voltage by 10 times. Additionally, the reduction of breakdown voltage depends on the

flame position in the gap and voltage shape. Under dc voltage the smallest reduction is observed when the flame is placed directly at negative electrode. Under the short impulse voltages the reduction of electrical strength is smaller than under the DC or AC voltages.

The air electrical strength reduction, under the influence of flames and smoke, can be explained as a result of 3 factors:

- The high temperature reduces the air density;
- The electrical charge is generated in the flame;
- The influence of smoke particles.



## References

[1] Hilpert G., Das Elektrotechnische Institut der Kgl. Technischen Hochschule Breslau. Elektrische Kraftbetriebe und Bahnen, Heft 15 u. 16, 1911, s. 1-12.

[2] Lisiecki J., Laboratorium wysokich napięć Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej. Wiadomości Elektrotechniczne 1981, nr 15-16, s. 366-367.

[3] Yousef Radman Hassan Abed, Electric strength of oil at small electrode distances (in Polish), Ph.D. thesis, Wrocław University of Technology, 1970, supervisor Doc. Jarosław Juchniewicz.

[4] Abderrahmane Beroual, Etude de L'influence des particules en suspension dans les diélectriques liquides sur la distribution du champ électrique dans l'espace et dans le temps. Ph.D. thesis, Wrocław University of Technology 1979, supervisor Doc. Jerzy I. Skowroński.

[5] Musa Janat, Influence of localized flame on dielectric strength of air. 20 11 1991, supervisor Doc. Bolesław Mazurek.

[6] Rouabeh Jiliani, Electrostatic and electrohydrodynamic properties of insulating liquids. Ph.D. thesis, Wrocław University of Technology, 1998, supervisor Doc. J. Fleszyński.

[7] Wojciech Rottenberg, Badania zjawisk przedprzebiegowych w cieczach izolacyjnych w układach elektrod z cienkimi pokryciami. Ecole Centrale de Lyon / Politechnika Wroclawska, 1999, supervisor Prof. A. Beroual, Prof. J. Fleszyński.

[8] Sabina Orłowska, Conception et prediction des caracteristiques diélectriques des matériaux composites à deux et trois phases par la modélisation et la validation expérimentale, Ph.D thesis, Ecole Centrale de Lyon / Politechnika Wroclawska 1999, supervisor Prof. A. Beroual, Prof. J. Fleszyński.

[9] Ryszard Żaluk, Untersuchung des elektrischen kontaktwiderstandes bei tiefen



temperaturen und hohen anpressdrucken. Technische Universität Dresden 1980, supervisor. Prof. Rudolf Knoner.

[10]Feser K., Kohler, W., Qiu D., Chrzan K. L., Behaviour of zinc oxide surge arresters under pollution. IEFÉ Transactions on Power Delivery Vol. 6, No. 2, April 1991, pp. 688-695.

[11]Włodzimierz Filipiak, Porównanie obrazów przeskoku pełnego na organicznych materiałach elektroizolacyjnych przy napięciu stałym i zmiennym, Master thesis, Ingenieurhochschule Zittau 1984, supervisor Prof. J. Pilling.

[12]Tilo Seelig, Einfluss der Zusammensetzung kunstlicher Fremdschichten auf die Ueberschlagsspannung von Isolatoren. Master thesis, Wrocław University of Technology 1985, supervisor Doc. Z. Pohl, K.L. Chrzan.

[13]Heinz Huelss, Einfluss der parameter der spannungsquelle auf das ueberschlagsverhalten von isolatoren. Master thesis, Wrocław University of Technology 1987, supervisor Doc. Z. Pohl, K.L. Chrzan.

[14]Pike-Bieguński M., Rozpad wybuchowy drutu. Przegląd Elektrotechniczny nr 1/1999, pp. 11-15.

[15] Sen P., Ghosh J. et al. Preparation of Cu, Ag, Fe and Al nanoparticles by exploding wire technique. Proc. Indian Acad. Sci. (Chem. Sci.), Vol. 115, Nos 5 & 6, OctDec. 2003, pp. 449-508.

[16] Colton, F. B., Lightning in action. National Geographic Magazine, Vol. 97, June 1950, National. Geographic Society, Washington, D. C., p. 819.

[17] Moore C.B., Aulich G.D., Rison W., An examination of lightning-strike-grounding physics.

[www.lightningsafety.com/nlsi\\_lhm/Radial\\_s.pdf](http://www.lightningsafety.com/nlsi_lhm/Radial_s.pdf).

[18] Mousa A.M.: Protecting fireman against fire-induced flashovers. IEEE Trans. on Power Delivery, Jan. 1990, pp. 297-302.

[19] Chrzan K., Wróblewski Z., The threat caused by fires under high voltage lines. 2<sup>nd</sup> International Conference on Advances in Processing, Testing and Applications of Dielectric Materials. APTADM, Wrocław 2004, pp. 208-211.

[20] K. Sakai, S. Tsuru, D. L. Abella and M. Hara, Conducting particle motion and particle-initiated breakdown in DC electric field between diverging conducting plates in atmospheric air. IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 6 No. 1, February 1999, pp. 122-130.



CHAMP  
ÉLECTROMAGNÉTIQUE  
CALCUL, MESURE &  
EFFET

# Caractérisation des câbles coaxiaux aux hautes fréquences par la méthode de réflexion d'ondes électromagnétiques

***E. OUATAH, Y. ZEBBOUDJ***

*ouatah\_hanafi@hotmail.com*

*Laboratoire de Génie Electrique, Faculté de la Technologie, Université A-MIRA, Béjaïa (06000), Algérie.*

## Résumé

Les câbles électriques à écran peuvent être considérés comme des lignes de transmission à pertes. Cependant, lorsqu'une impulsion de courant de très courte durée se propage le long du câble, elle subit une atténuation aux hautes fréquences, son amplitude et son énergie ainsi diminuent. Pour comprendre au mieux ces phénomènes, nous nous sommes intéressés à faire une étude expérimentale sur la propagation des impulsions brèves dans les câbles coaxiaux BT. Les impulsions de courant sont générées par une décharge électrique de polarité négative dans un système d'électrodes pointe-plan. Ces impulsions génèrent des ondes électromagnétiques se propageant le long du câble.

**Mots clés :** impulsion de Trichel, câble coaxial, réflexion d'onde, atténuation.

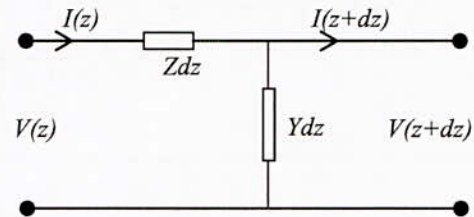
## Abstract

The electric cables with screen can be considered as lossy transmission lines. However, when a very short duration current pulse propagates along the cable, it undergoes an attenuation at high frequencies, its amplitude and its energy thus decrease. To best understand these phenomena, we were interested to make an experimental study of the short pulse propagation in low voltage coaxial cables. The current pulses are generated by a negative polarity electrical discharge in pointe-plane electrode system. These pulses generate electromagnetic waves propagating along the cable.

**Keywords:** Trichel pulse, coaxial cable, wave reflection, attenuation.

## 1. Introduction

La structure coaxiale d'un câble monophasé peut être représentée par un modèle classique de transmission à deux conducteurs [1]. La figure (1) en illustre d'ailleurs un élément infinitésimal.



**Fig.1.** Élément  $dz$  d'une ligne de transmission

Notons par  $Z$  l'impédance et par  $Y$  l'admittance par unité de longueur de la ligne de transmission. Pour un élément  $dz$ , on peut écrire les équations suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} V(z, \omega) \\ I(z, \omega) \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 0 & Z(\omega) \\ Y(\omega) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V(z, \omega) \\ I(z, \omega) \end{pmatrix} \quad (1)$$

En découplant et en résolvant ces équations différentielles, on obtient :

$$V(z, \omega) = V^+ e^{-\gamma(\omega)z} + V^- e^{+\gamma(\omega)z} \quad (2)$$

$$I(z, \omega) = I^+ e^{-\gamma(\omega)z} + I^- e^{+\gamma(\omega)z} \quad (3)$$

Le signe  $+$  se réfère au sens direct de propagation (dans la direction des  $z$  croissants) tandis que le signe  $-$  est associé au sens inverse ou rétrograde de propagation. La constante de propagation  $\gamma(\omega)$  du câble est donnée par [2]:

$$\gamma(\omega) = \sqrt{Z(\omega)Y(\omega)} \quad (4)$$

Cette constante de propagation est un nombre complexe que l'on peut exprimer sous la forme [3]:

$$\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + j\beta(\omega) \quad (5)$$

La partie réelle  $\alpha(\omega)$  traduit physiquement l'atténuation du signal. Quant à la partie imaginaire  $\beta(\omega)$ , on l'associe à un retard ou à une dispersion des signaux. Le rapport entre la tension et le courant (en sens direct ou inverse) définit l'impédance d'onde (ou impédance caractéristique) du câble dont l'expression est donnée par :

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z(\omega)}{Y(\omega)}} \tag{6}$$

Plutôt que de décrire la ligne de transmission par son impédance  $Z(\omega)$  et son admittance  $Y(\omega)$  (par unité de longueur), on peut caractériser entièrement le système par sa constante de propagation  $\gamma(\omega)$  et son impédance d'onde  $Z_c(\omega)$ .

**2. Etude expérimentale**

**2.1. Générateur d'impulsions brèves**

**2.1.1. Forme de l'impulsion**

Notre générateur d'impulsions est basé sur le principe d'une décharge couronne dans l'air entre une pointe reliée à la haute tension et un plan mise à la terre via une résistance. En polarité négative de la tension appliquée, le courant de décharge comprend une composante continue et une composante impulsionnelle (impulsions de Trichel). Pour un niveau de tension de 5 kV et une résistance de mise à la terre de 5 kΩ, le train d'impulsions de Trichel observé est représenté sur la figure 1.

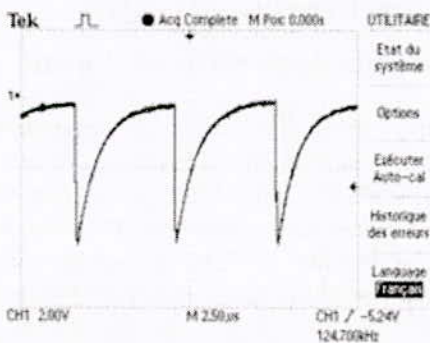


Fig.2. Train d'impulsions de Trichel

Les impulsions de Trichel observées sont régulières. Elles ont une forme gaussienne

asymétrique à front de montée rapide. Avec notre dispositif, nous pouvons obtenir des impulsions dont la durée du front de l'ordre de 5ns.

Plus on diminue la valeur de la résistance de mise à la terre plus on a tendance à avoir des impulsions gaussiennes symétriques, tel que le montre la figure 3.

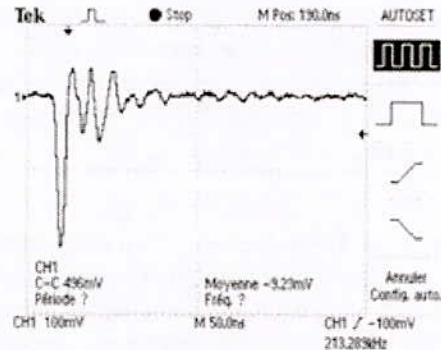


Fig.3. Impulsion de Trichel avec une faible durée de la queue

D'après Pecastaing [4], le front de montée de l'impulsion de Trichel dépend du rayon de courbure de la pointe, de la nature et la pression du gaz entre les électrodes et de la largeur de bande de l'oscilloscope.

**2.1. 2. Influence de la tension**

Pour observer l'influence du niveau de tension appliquée à la pointe sur la forme des impulsions de Trichel, nous avons effectué 3 essais avec 5, 5.5 et 6 kV. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.

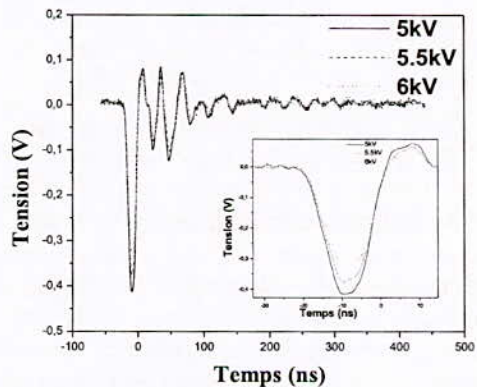


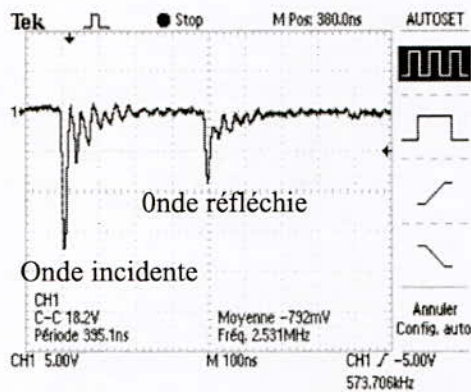
Fig.4. Influence de la tension sur la forme de l'impulsion de Trichel

D'après cette figure, il paraît clairement, que le niveau de tension appliquée à la pointe n'influe que sur l'amplitude de l'impulsion. Plus la tension augmente, plus l'amplitude diminue.

**2.2 Réflexion d'ondes électromagnétiques dans les câbles coaxiaux**

Pour étudier le phénomène de réflexion d'ondes électromagnétiques dans les câbles coaxiaux, on injecte une impulsion de Trichel à l'une des extrémités d'un câble coaxial basse tension et on observe l'onde réfléchi par l'autre extrémité libre du câble.

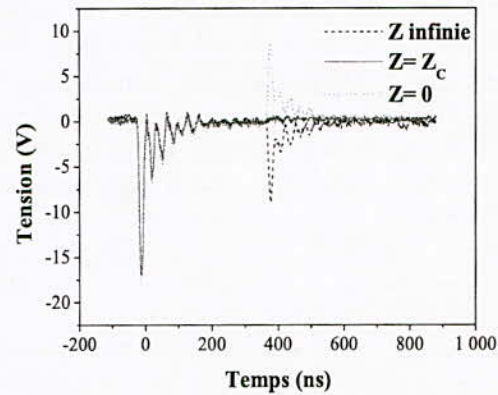
La figure 5 montre l'évolution d'une impulsion de Trichel le long d'un câble coaxial BT de longueur  $l=50m$ . Nous remarquons que l'onde réfléchi accuse un retard et subit un affaiblissement (atténuation) par rapport à l'onde incidente. Plusieurs phénomènes sont responsables de l'atténuation de l'onde. Citons les pertes par effet de peau, qui augmentent avec la racine carrée de la fréquence et notamment les pertes diélectriques dans l'isolant qui augmente linéairement avec la fréquence. Les pertes diélectriques dominent ainsi aux hautes fréquences [5].



*Fig.5. Résultat de réflexion dans un câble coaxial de longueur  $l=50m$*

**2.3. Adaptation d'impédance**

Pour observer l'influence de la résistance de terminaison  $Z$  d'un câble coaxial sur la réflexion, on refait l'expérience présentée dans la section précédente tout en faisant varier cette résistance.



*Fig.6. Impulsions incidente et réfléchi pour diverses résistances de terminaison du câble*

Le rapport entre l'amplitude du signal réfléchi ( $V^-$ ) et l'amplitude du signal incident ( $V^+$ ) donne ce qu'on appelle le coefficient de réflexion [6] :

$$\rho = \frac{V^-}{V^+} = \frac{Z - Z_c}{Z + Z_c} \tag{7}$$

Où  $Z$  est l'impédance de la charge au bout du câble et  $Z_c$  l'impédance caractéristique du câble ;

- $\rho = \pm 1$  (Réflexion totale), si l'extrémité du câble est en court-circuit ou en circuit ouvert.
- $\rho = 0$  (Pas de réflexion), si l'extrémité du câble est chargée sur l'impédance caractéristique.

**2.4. Caractérisation des câbles coaxiaux par la méthode de réflexion d'ondes**

Afin d'étudier le taux d'atténuation en fonction de la longueur, nous avons injecté une impulsion de Trichel à l'une des extrémités du câble et nous avons observé sa réflexion à l'autre extrémité en circuit ouvert tout en faisant varier la longueur du câble.

**2.4.1. La vitesse de propagation**

Le logiciel d'acquisition de données de l'oscilloscope utilisé nous a permis de déterminer le décalage temporel entre l'onde incidente et l'onde réfléchi. Les résultats

obtenus pour différentes longueurs du câble sont représentés sur la figure 7.

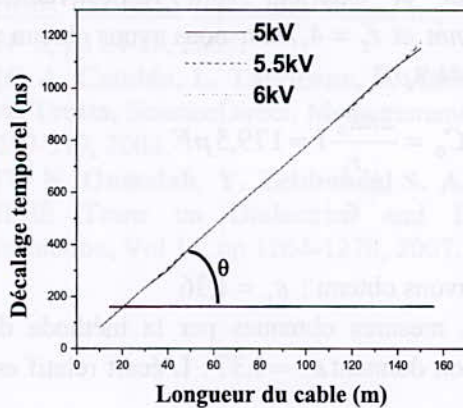


Fig.7. Distance parcourue par l'onde en fonction du temps de retard « câbles TV »

Le décalage temporel  $\Delta t$  entre l'onde incidente et l'onde réfléchie nous permet de déterminer la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique le long du câble. En effet, la loi est linéaire :

$$v = \frac{2l}{\Delta t} \tag{8}$$

Nous avons obtenu :  $v \approx 2,56.10^8 \text{ m/s}$

**2.4.2. La permittivité relative**

Le diélectrique du câble est un matériau non magnétique, sa perméabilité relative est  $\mu_r = 1$ . La permittivité relative  $\epsilon_r$  peut être ainsi déduite par la relation bien connue :

$$\epsilon_r = \frac{c^2}{v^2} \tag{9}$$

Avec  $c = 3.10^8 \text{ m/s}$ .

Nous avons obtenu :  $\epsilon_r = 1,37$ .

**2.4.3. L'impédance caractéristique**

L'impédance caractéristique du câble coaxial de permittivité relative  $\epsilon_r$  est donnée par :

$$Z_C = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{r_2}{r_1} \tag{10}$$

Où :  $r_1 = 1\text{mm}$  et  $r_2 = 4,7\text{mm}$  sont respectivement les rayons des conducteurs central et extérieur.

Nous avons obtenu :  $Z_C \approx 79,3\Omega$

**2.4.4. Facteur d'atténuation**

Les essais effectués au laboratoire nous ont permis d'obtenir également le rapport  $A_r$  (%) entre les amplitudes des ondes réfléchie et incidente. Les résultats représentés sur les figures 8 et 9, pour diverses valeurs de longueur du câble. Durant cette phase de manipulation, nous avons remarqué que l'amplitude relative en fonction de la longueur du câble change de caractéristique à chaque association de câbles de rouleaux différents.

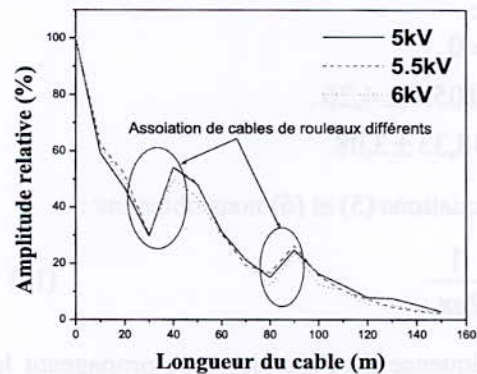


Fig.8. Amplitude relative en fonction de la longueur du câble TV

Pour y remédier à ce problème nous avons pensé refaire l'expérience précédente tout en manipulant sur des câbles issus du même rouleau. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 9.

L'amplitude relative  $A_r$  (%) entre l'onde incidente et l'onde réfléchie à fréquence constante est une fonction exponentielle de la longueur du câble [7].

$$A_r (\%) = 100. \exp(-2\alpha \omega l) \tag{11}$$

# Recherche de l'efficacité de la barrière isolante dans un système pointe-barrière isolante-plan

**S. Benharat**

**S. Bouazabia**

Laboratoire des Systèmes Electriques et Industriels

Faculté d'Electronique et Informatique/USTHB

sbenharat@yahoo.fr

sbouazabia@yahoo.fr

*Abstract — The objective of our work is the study by numerical simulation of the efficiency of the insulating barrier according to its geometrical dimensions and position by considering two cases:*

*-without Electrical discharge*

*-with Electrical discharge*

**Keywords - Electrical discharge, insulating barrier, finite element, electrical field.**

*Résumé— L'objectif de notre travail est l'étude par simulation numérique de l'efficacité de la barrière isolante en fonction de ses dimensions géométriques et sa position dans l'intervalle inter-électrodes en considérant deux cas :*

*-absence de décharges électriques.*

*-présence de la décharge électrique.*

**Mots clés — Décharges électriques, éléments finis, champ électrique.**

## I. INTRODUCTION

L'étude de la décharge électrique dans les gaz en particulier dans l'air a été le sujet de nombreux travaux depuis environ un siècle [1]. Ces travaux ont permis d'expliquer les mécanismes fondamentaux des décharges électriques et les phénomènes de claquage, notamment dans la géométrie pointe plan. L'un des moyens utilisés dans ce système pour diminuer les distances d'isolement et augmenter la rigidité diélectrique, est l'insertion de la barrière isolante [2].

L'efficacité de la barrière (représentée expérimentalement par le rapport entre la tension de disruption avec barrière sur la tension de disruption sans barrière) dépend de la géométrie de cette dernière (largeur et épaisseur) et de sa position dans l'intervalle inter-électrodes [3]. Il est généralement, montré que le maximum de cette efficacité est obtenu lorsque la barrière est proche de l'électrode pointe (10 à 20 % de la distance inter-électrodes).

Afin d'éviter les essais expérimentaux, nous recherchons une efficacité théorique relative à la répartition du champ électrique dans le système.

Dans ce travail, nous traitons de l'influence des dimensions de la barrière, sa position dans l'intervalle inter-électrodes ainsi que le développement de la décharge électrique sur l'efficacité théorique recherchée.

Pour ce faire, nous réalisons une étude numérique pour déterminer l'efficacité du système, dans lequel nous utilisons la méthode des éléments finis pour les calculs par

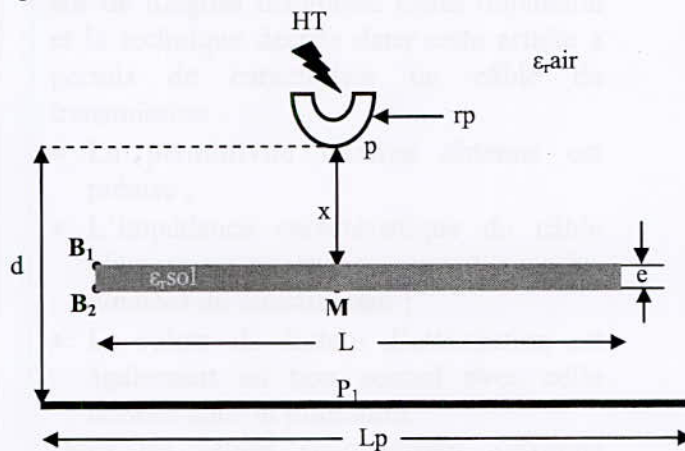
le biais du code FEMM [4] associé au langage de programmation Matlab[5].

Les résultats obtenus seront comparés aux résultats expérimentaux rencontrés dans la littérature [3].

Il sera particulièrement montré que la position optimale est obtenue lorsque la barrière est près de la pointe (entre 10 et 20% de la distance inter-électrodes)

## II. MODELE ETUDIE

Le système à étudier (Fig.1) est constitué d'un arrangement d'électrodes pointe et plan distantes de  $d$ , entre lesquelles est insérée une barrière isolante de largeur  $L$ , d'épaisseur  $e$  et de permittivité  $\epsilon_r, \text{sol}$ , placée à la distance  $x$  de la pointe. L'électrode pointe de rayon  $r_p$ , est reliée à la haute tension et l'électrode plane de largeur  $L_p$ , est mise à la terre. Le système étudié contenant de l'air de permittivité  $\epsilon_r, \text{air}$ .



**Fig.1: Présentation du système étudié.**

Afin d'examiner les chemins possibles que pourraient emprunter la décharge, on définit les différents points suivants :

**p** : L'électrode pointe.

**M** : Le milieu bas de la barrière (coté électrode plane).

**B1** : Le bord haut de la barrière coté électrode pointe.

**B2** : Le bord bas de la barrière coté électrode plane.

**p1** : Le milieu de l'électrode plane

Afin d'obtenir l'efficacité en considérant le champ électrique moyen, nous recherchons le rapport qui présenterait la même allure d'évolution en fonction de la position de la barrière que celle obtenue par Boubakeur [3] (fig.2).



A partir de des courbes de la figure 2, nous calculons l'efficacité comme étant égale au rapport de la tension de disruption avec barrière sur la tension de disruption sans barrière.

- Les divers résultats rapportés dans la littérature [3, 6, 7, 8] ont tous indiqué que la décharge électrique peut évoluer ;
- directement de la pointe vers le plan en perforant la barrière donc passer du milieu haut vers le milieu bas de la barrière pour aboutir sur le plan
  - ou contourner cette dernière en passant par le bord haut et le bord bas de la barrière pour atteindre le plan.

Partant des trajectoires possibles de la décharge électrique rencontrées dans la littérature [2, 3, 6-8], et afin de trouver une efficacité théorique qui repondrait aux constations expérimentales, nous définissons l'efficacité théorique de trois manières différentes :

- 1- **Efficacité 1** : Le rapport du champ électrique moyen  $E_M$  entre la pointe et le centre bas de la barrière isolante au point  $M$  sur le champ électrique moyen  $E_{sb}$  entre la pointe  $p$  et le plan au point  $p_1$  sans barrière.
- 2- **Efficacité 2** : Le rapport du champ électrique moyen  $E_{B1}$  entre la pointe  $p$  et le bord haut de la barrière isolante au point  $B_1$  sur champ électrique moyen  $E_{sb}$  entre la pointe  $p$  et le plan au point  $p_1$  sans barrière.
- 3- **Efficacité 3** : Le rapport du champ électrique moyen  $E_{B2}$  entre la pointe  $p$  et le bord bas de la barrière isolante au point  $B_2$  sur le champ électrique moyen  $E_{sb}$  entre la pointe  $p$  et le plan au point  $p_1$  sans barrière.

Ces efficacités seront examinées pour deux cas :

- Absence de décharges électriques
- Présence de la décharge électrique

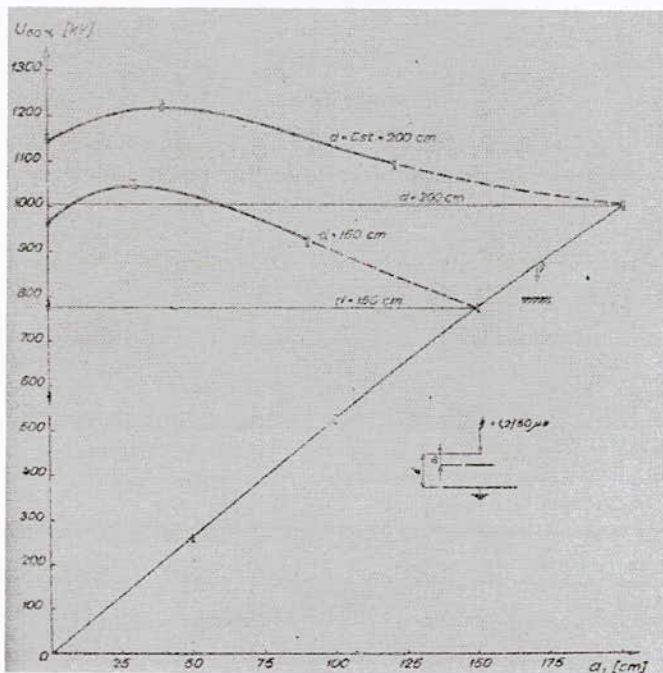


Fig.2 : Tension 50% de décharge disruptive de choc de foudre en fonction de la position de la barrière [3]

Afin d'évaluer l'apport de la décharge électrique, nous élaborons un second programme permettant de calculer l'efficacité en fonction des dimensions de la barrière isolante et sa position dans l'intervalle inter-électrodes en présence de la décharge électrique.

Pour reproduire la décharge, nous élaborons un maillage carré entre la pointe et le plan dont les nœuds représentent les points susceptibles d'être amorcés par la décharge lors de son évolution (Fig.3).

La décharge démarre de l'électrode pointe dont le champ est suffisant pour la faire évoluer par pas vers l'électrode plane. A chaque étape, les nœuds susceptibles d'évoluer présentent 5 possibilités de progression (Fig.3): D (droite), C (centre) et G (gauche), DH (droite horizontale) et GH (gauche horizontale).

On considère qu'il ya décharge si le critère suivant est vérifié :

$$E_{cible} > E_{max} * R \tag{1}$$

Où

$E_{cible}$  désigne le champ au point ciblé (D ou C ou G ou DH ou GH).

$E_{max}$  : le champ maximal calculé à chaque étape d'évolution.

R: Variable aléatoire générée par la loi uniforme (random).

Durant toute l'évolution de la décharge, nous considérons le canal comme un conducteur pur.

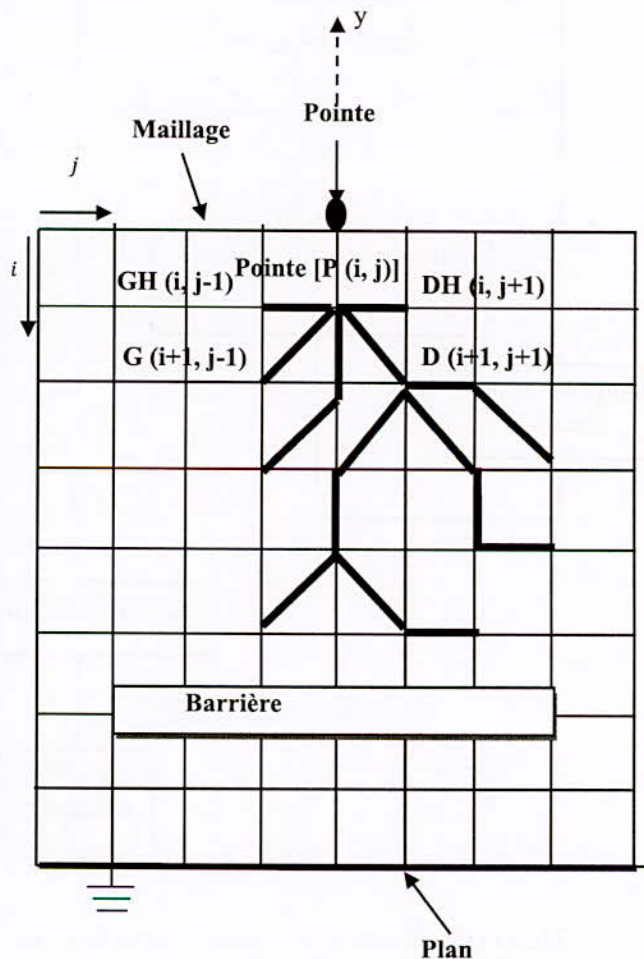


Fig.3 : Progression de la décharge.

Le programme (sous FEMM [4] et Matlab [5]) est réalisé selon l'organigramme de la Fig.4.

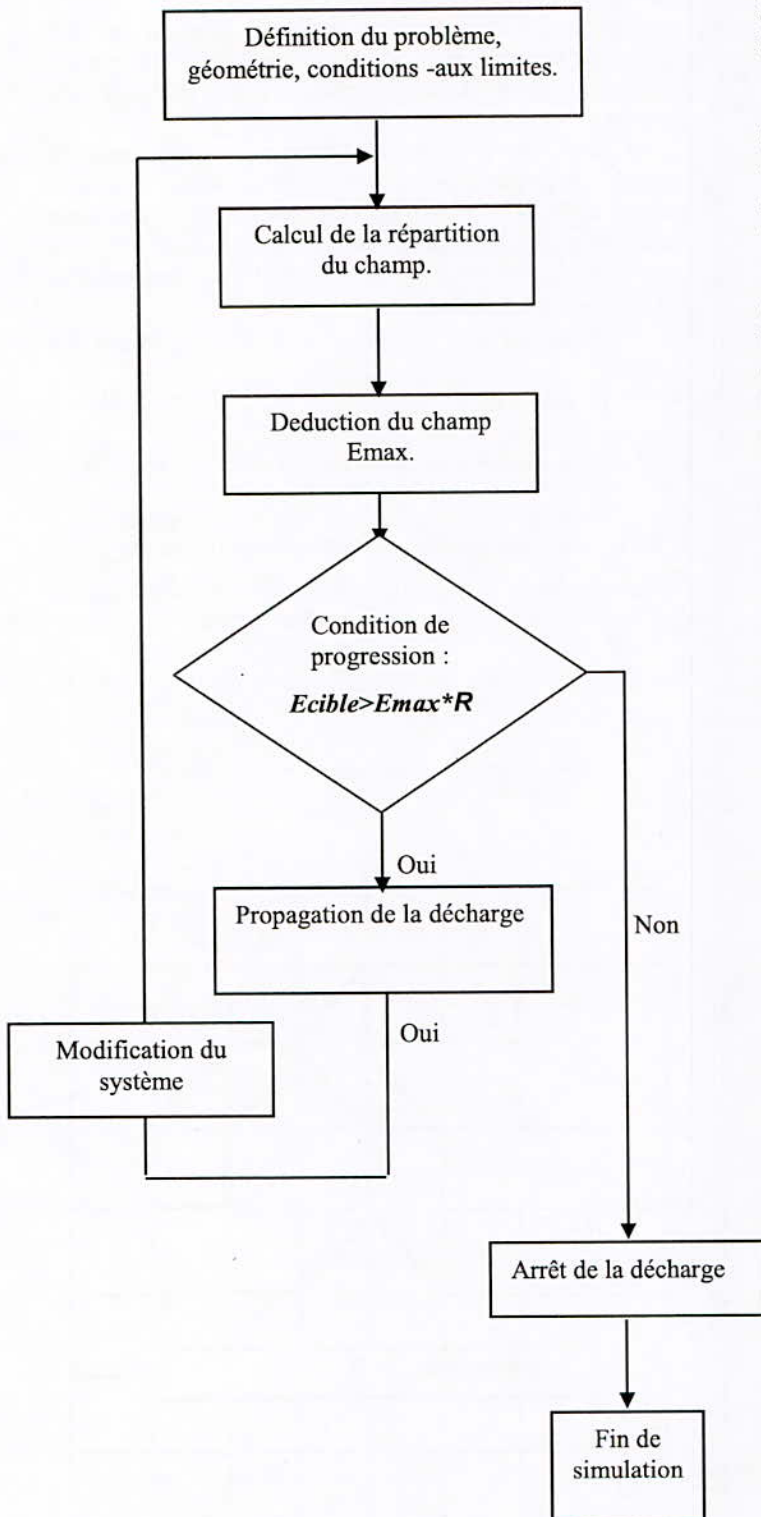


Fig.4 : Organigramme de simulation de la décharge électrique.

III. RESULTATS

Les variations, en fonction de la position de la barrière pour différentes dimensions, des trois efficacités définies (fig. 5 à 13) reproduisent des allures de courbes semblables à celles rencontrées dans la littérature [3, 5]. Elles augmentent pour atteindre un maximum compris entre 5 et 10% puis diminuent.

L'efficacité 1 atteint un maximum supérieur à 2 (jusqu'à 9 fig.6), par contre les efficacités 2 et 3 ne dépassent en aucun cas la valeur 1,9. Cette dernière valeur présente une bonne approche de la valeur expérimentale (~1,2).

D'après ces résultats, l'efficacité obtenue sans décharge électrique pour les trois points (milieu bas et bords haut et bas) de la barrière démontrent bien l'influence de cette dernière sur le comportement du système. Elle reste supérieure lorsqu'on considère le milieu de la barrière (fig. 5 à 7) et inférieure pour les bords (fig. 8 à 13).

De plus, l'efficacité 1 ne tient pas compte de la largeur de la barrière. Paramètre pris en charge par l'efficacité 2 et l'efficacité 3.

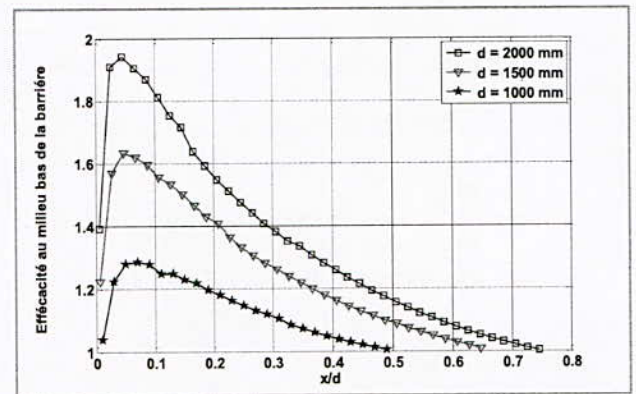


Fig.5 : Variation de l'Efficacité 1 en fonction de la position de la barrière en absence de décharge pour différentes distances inter-électrodes

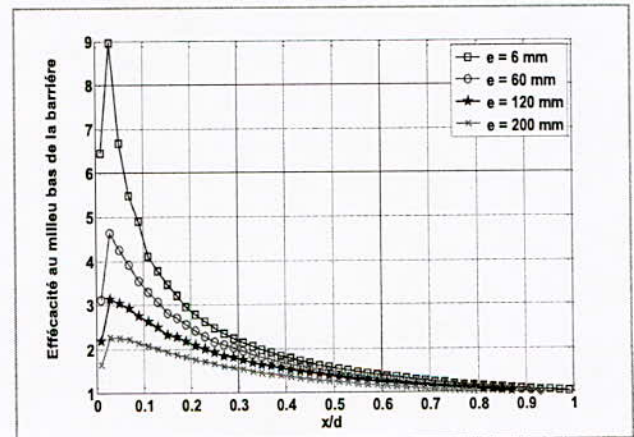


Fig.6 : Variation de l'Efficacité 1 en fonction de la position de la barrière en absence de décharge pour différentes épaisseurs.

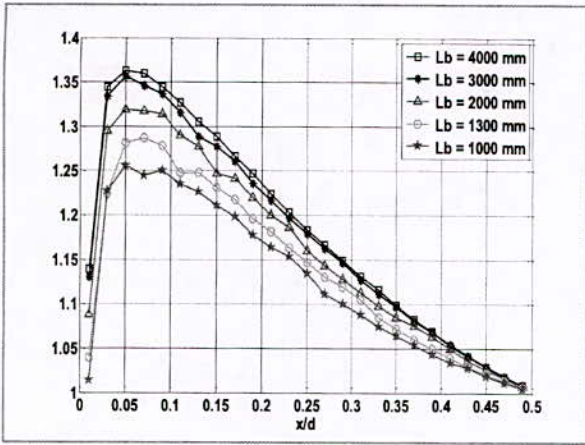


Fig.7 : Variation de l'Effacité 1 en fonction de la position de la barrière en absence de décharge pour différentes largeur de la barrière.

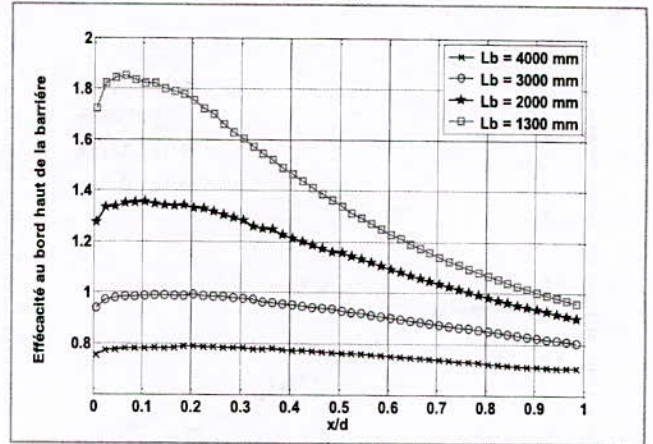


Fig.10 : Variation de l'Effacité 2 en fonction de la position de la barrière en absence de décharge pour différentes largeur de la barrière.

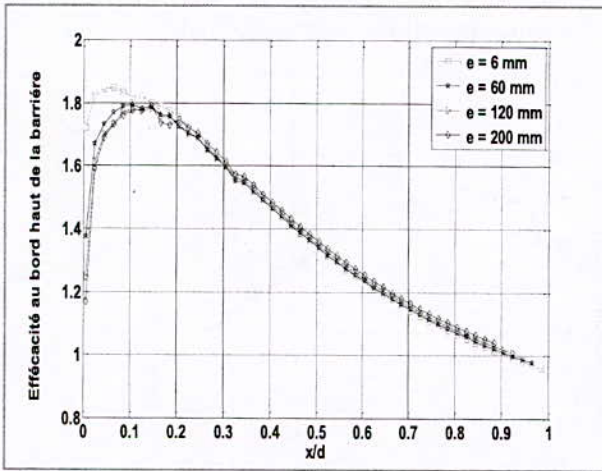


Fig. 8: Variation de l'Effacité 2 en fonction de la position de la barrière en absence de décharge pour différentes épaisseurs.

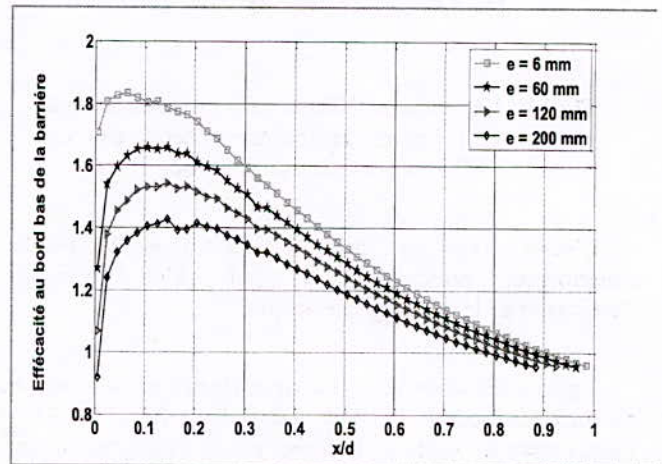


Fig. 11: Variation de l'Effacité 3 en fonction de la position de la barrière en absence de décharge pour différentes épaisseurs.

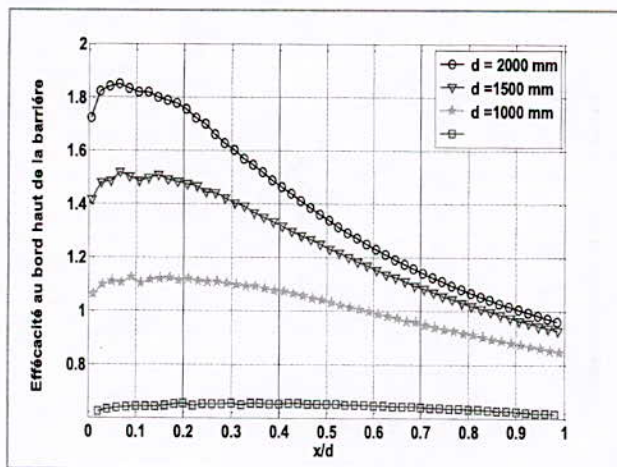


Fig. 9: Variation de l'Effacité 2 en fonction de la position de la barrière en absence de décharge pour différentes distances inter-électrodes.

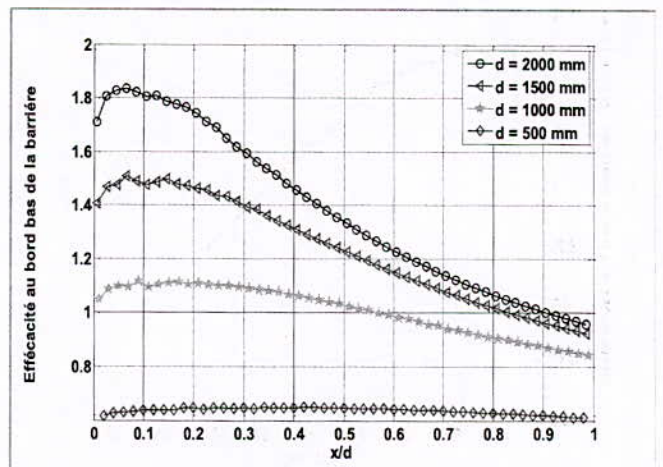


Fig.12 : Variation de l'Effacité 3 en fonction de la position de la barrière en absence de décharge pour différentes distances inter-électrodes.

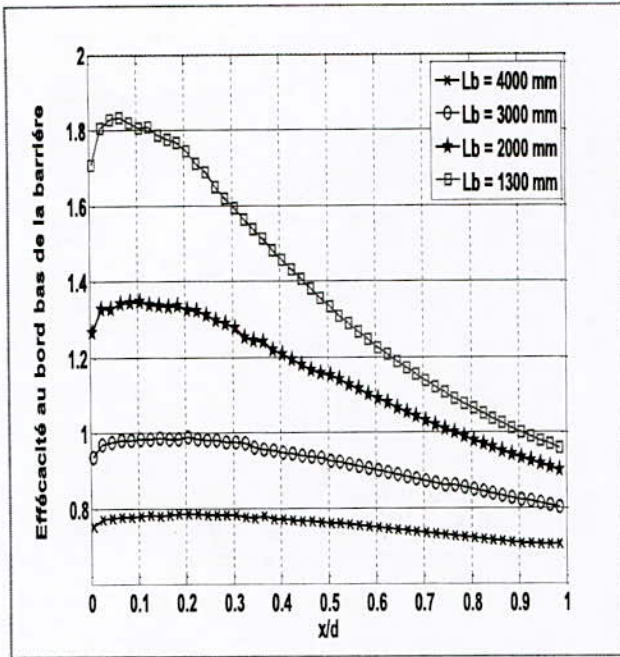


Fig.13 : Variation de l'Effacité 3 en fonction de la position de la barrière en absence de décharge pour différentes largeur de la barrière.

L'écart entre ces deux efficacités et le résultat expérimental proviendrait du fait qu'on a négligé l'évolution de la décharge électrique.

Après intégration de la décharge électrique, les résultats obtenus améliorent la valeur de l'efficacité (2 et 3), et l'écart entre les valeurs expérimentale et théorique diminue fortement (fig. 14 à 17).

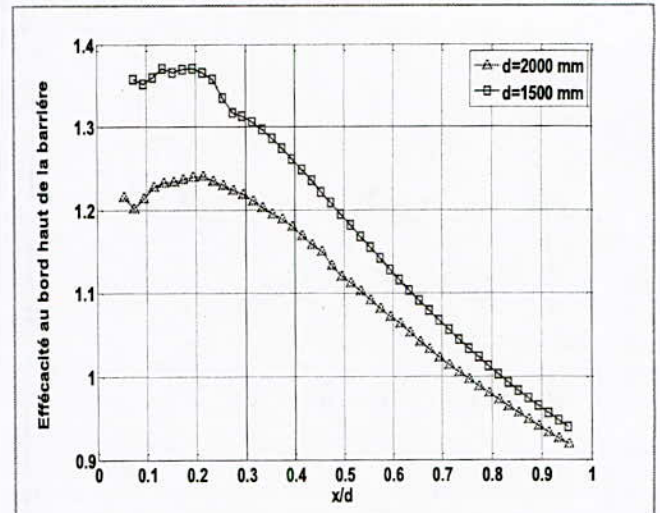


Fig.15: Variation de l'Effacité 2 en fonction de la position de la barrière en présence de décharge pour différentes distances inter-électrodes.

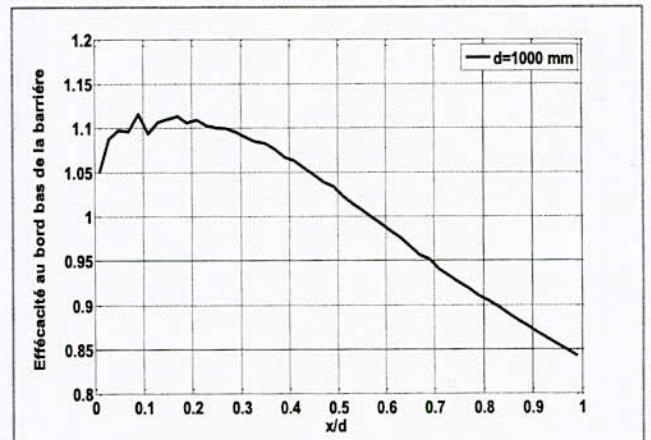


Fig.16: Variation de l'Effacité 3 en fonction de la position de la barrière en présence de décharge.



Fig.14 : Variation de l'Effacité 2 en fonction de la position de la barrière en présence de décharge.

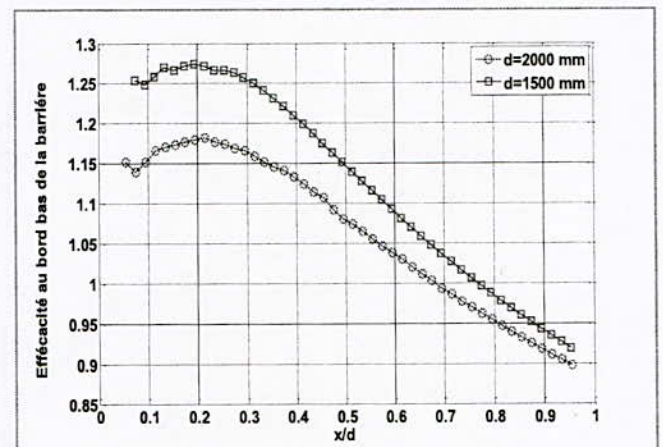


Fig.17: Variation de l'Effacité 3 en fonction de la position de la barrière en présence de décharge pour différentes distances inter-électrodes.

### Conclusion

L'efficacité définie par le rapport du champ électrique moyen  $E$  entre la pointe et le bord bas de la barrière isolante sur le champ électrique moyen  $E_{sb}$  sans barrière est un moyen très intéressant pour prédire la rigidité du système pointe-barrière isolante-plan.

Le modèle élaboré avec une efficacité telle que définie reproduit fidèlement les observations expérimentales rencontrées dans la littérature.

- 1- Lorsqu'on déplace la barrière de la pointe vers le plan, son efficacité augmente pour atteindre un maximum aux alentours des 20% puis diminue.
- 2- La prise en charge de l'évolution de la décharge évalue avec précision l'efficacité maximale. Néanmoins, négliger la décharge reste une bonne estimation.

### V. RÉFÉRENCE BIBLIOGRAPHIE

[1] **F.V. Topalis, I.A.Stathopoulos**, « Barrier effect on electrical breakdown air gaps: a theoretical approach », International Symposium on High Voltage Engineering (9th ISH), session 2147, pp.1-4, Graz 1995

[2] **J.L.Jakubowski, A.Boubakeur**, "Rigidité des moyens intervalles d'air dans les système isolants pointe-plan avec barrières", Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences (Polish Academy of Sciences Bulletin, Vol.28, N°9-10, pp.141-147, 1980.

[3] **A. Boubakeur**, «Influence des barrières sur l'amorçage des moyens intervalles d'air pointe –plan». Thèse de doctorat, EP Varsovie, Pologne, 1979.

[4] **D.Meeker**, « Finite Element Method Magnetics », Version 4.0, [dmeeker@icee.org](mailto:dmeeker@icee.org), May 2004.

[5] « **Matrix laboratory** », livre de matlab math.

[6] **A. Boubakeur, A. Boubakeur**, « Influence of barriers on the lightning and switching impulse strength of mean air gaps in Pointe-plane arrangements », IEEE Trans on Electrical insulation, Vol.20.N°6, pp.1131, 1991.

[7] **S. Mouhoubi**, « Etude de l'influence d'une barrière dans un intervalle pointe – plan, par la mesure de la tension disruptive, du champ électrique et des décharges partielles », THESE de Doctorat ENP, 16 Novembre 2008.

[8] **S. Mouhoubi, A. Boubakeur**, « Etude de l'influence d'une barrière trouée sur le champ électrique en géométrie pointe-plan », 4ème Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT'04), pp.167-170, Ghardaia 2002.

# Contribution au dimensionnement géométrique des électrodes des réacteurs couronnes des électrofiltres de dépollution.

<sup>1</sup>Med .Ali. KOUIDRI, <sup>2</sup>S.Flazi, <sup>1</sup>D.Mahi , <sup>1</sup>B,Zegnini

<sup>1</sup>Département de Génie Electrique, faculté des sciences et science de l'ingénieur

<sup>2</sup>Faculté d'électrotechnique. Université d'Oran USTO

<sup>1</sup>Laboratoire des Matériaux Semi conducteurs et Diélectriques(DMaScD).

<sup>1</sup>Université Amar TELIDJI-Laghouat, Algérie

<sup>1</sup>Bp G37 LAGHOUAT, Algérie

Kouidri\_medali@yahoo.fr

**Résumé-** Cette contribution porte sur l'étude des influences géométriques des électrodes d'un réacteur couronne, sur la distribution du champ électrique et du potentiel dans un intervalle d'air et pour une configuration pointe-plan, pour un éventuel choix et dimensionnement d'un réacteur électrofiltre. La détermination d'une zone à forte concentration du champ électrique sur les têtes de pointe, favorise l'amorçage des décharges couronne et sert comme un précipiteur. Ces derniers paramètres sont calculés à l'aide d'un code de calcul utilisant les éléments finis pour la résolution des équations différentielles d'électrostatiques en absence de charge d'espace. En effectuant ces simulations, les résultats obtenus sur la géométrie du modèle choisi, ont montré que cet aspect représente une influence dominante sur le dimensionnement et le choix d'un réacteur à décharge couronne pour dépoussiérages électrostatiques.

**Mots Clés :** Décharges couronnes, réacteur couronne, précipitation électrostatique, filtre électriques.

## I. Introduction

L'objectif de ce travail, consiste à effectuer une étude théorique définissant des paramètres d'un procédé pour la conception d'un générateur à décharge couronne. Le phénomène électrique qui apparaît au voisinage des électrodes de faibles rayons de courbure, représente une zone de la décharge couronne, lorsqu'elles sont alimentées en hautes tensions qui dépendent principalement des géométries des électrodes. Ce type de décharge étant facile à mettre en application, et permet de travailler à des pressions et températures ambiantes ou variables selon l'application sollicitée. Cet ensemble constitue la partie active du réacteur, et ayant pour but essentiel la dépollution par plasma. Parmi les applications de ce type de décharge, adaptées à la dépollution des effluents gazeux, le dessalement de l'eau de mer, la stérilisation des équipements médicaux, pulvérisations, le traitement de surface, peintures...etc. [1,2]. Le générateur à décharge couronne suscité et constitué par les deux principaux éléments désignés comme suit :

### 1. Générateur haute tension :

Il contribue grâce à ses caractéristiques électriques à fournir les conditions d'existence de la décharge couronne:

- Une tension suffisante pour l'allumage
- Le courant global qui y circule.

Ses performances dynamiques peuvent lui permettre de participer à la définition du régime de fonctionnement. Cette partie ne fait pas l'objet actuel de notre communication. [4]

### 2. Réacteur couronne :

C'est une cellule qui permet la transmission de l'énergie depuis le générateur vers la décharge couronne produite à l'intérieur du réacteur. Par les caractéristiques géométriques des électrodes, ces dernières contribuent à définir la répartition spatiale de cette énergie dans un intervalle d'air pointes-plan, tout en respectant les paramètres suivants :

- Distance inter-électrode, Le rayon de courbure, Le nombre d'électrodes.

Les parties actives du réacteur couronne sont constituées généralement d'électrodes en cuivre dont les différentes géométries : Pointe-plan, Fil - cylindre, Cylindre- cylindre.

Pour une configuration choisie, l'ensemble est regroupé dans un boîtier étanche, doté d'un circuit d'alimentation de différent gaz, nécessaire pour les différentes applications. [3]

La simulation engagée pour l'obtention d'une décharge de type couronne répartie sur l'axe (pointe-plan) utilisant un code de calcul. La configuration utilisée durant toute l'étude est la suivante :

- L'anode, raccordée à la borne haute tension ;
- La cathode, raccordée à la masse.

Le rayon de courbure et ses dimensions, ainsi que la distance inter-électrodes pointes, et les distances entre les multi-pointes- plan ayant fait l'objet de cette simulation tout en gardant les paramètres de la pression et de la température ambiante [4].

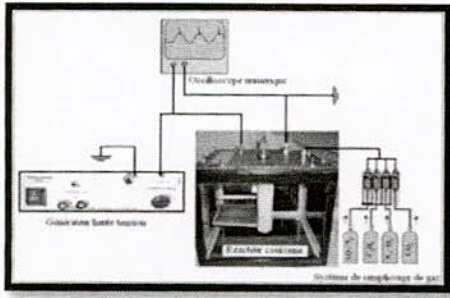


Schéma global du dispositif réalisé (Générateur haute tension avec cellule du réacteur couronne). [4]

II. SIMULATIONS

a. **Pointe-plan** Nous avons étudié l'influence de la distance inter-électrodes ( $h$ ), distance entre pointes ( $d$ ) et le rayon de courbure des pointes ( $r$ ), sur la distribution du champ et des lignes équipotentielles et sur le dimensionnement de la zone de décharge couronne.

1. **Influence de la distance inter-électrode ( $h$ )** Pour un intervalle pointe plan, nous avons étudié l'influence de la distance inter-électrodes en prenant les valeurs :  $h=5, 10, 15$  et  $20\text{mm}$  et une tension de  $30\text{kV}$  appliquée sur l'électrode pointe. [4]

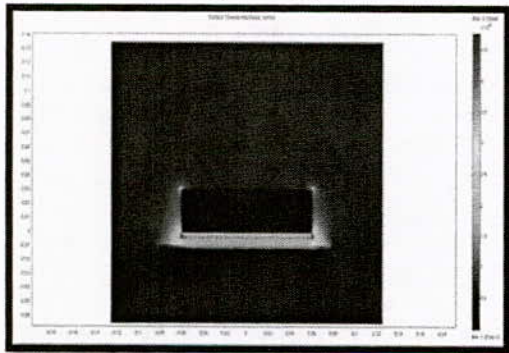


Fig. 1 : Décharge électrique système d'électrodes multi pointes-plan

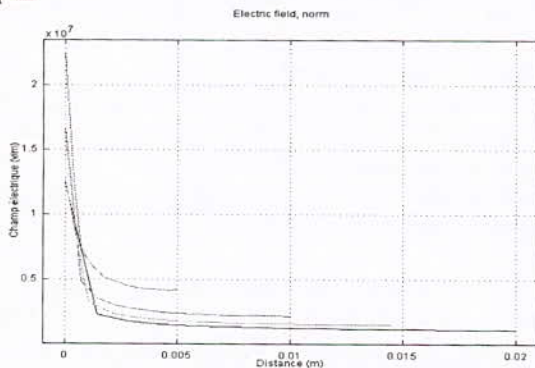


Fig. 2 : Champ électrique le long de l'axe principal entre l'électrode pointe et le plan pour les différentes valeurs de ( $h$ ).

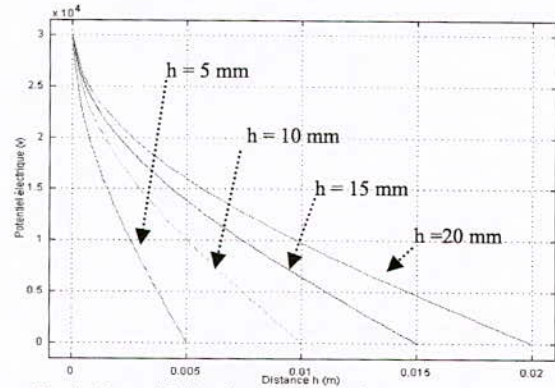


Fig. 3 : Potentiel électrique le long de l'axe principal entre l'électrode pointe et le plan pour les différentes valeurs de ( $h$ ).

Les figures 1, 2 et 3 montrent l'allure de la distribution du potentiel et le champ pour les différentes distances inter-électrodes ( $h$ ). Ces dernières, influent directement sur les valeurs du champ électrique le long de l'axe de symétrie de l'intervalle pointe-plan.

2. **Influence du nombre de pointes**

Les figures 4,5, et 6, nous montrent l'influence des pointes ajoutées sur la distribution de potentiel et le champ le long de l'axe principal de pointe au centre. Pour obtenir une valeur maximale du champ électrique, les électrodes pointes doivent être suffisamment éloignées entre elles de ( $d \gg h$ ), pour cette condition le nombre d'électrode n'a pas d'impacte majeur sur l'amplitude du champ électrique, cette constatation contribue à satisfaire l'application et le choix du réacteur. [4]

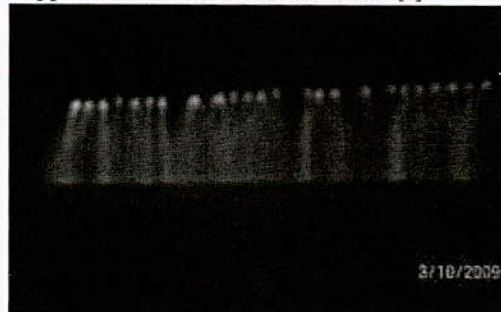


Fig. 4 : Allure générale de la décharge électrique multi-pointes-plan.

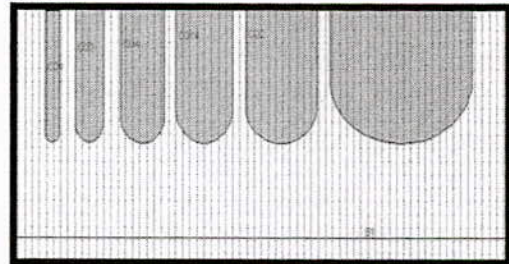


Fig.5 : Différents diamètres étudiés.

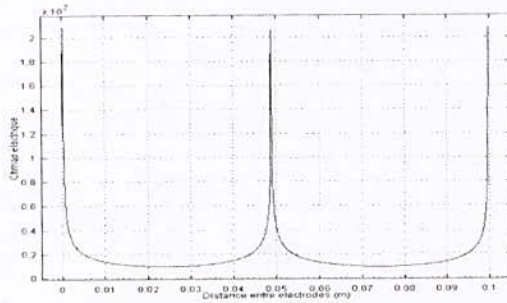


Fig. 6 : Champ électrique entre 3 points relevés sur les têtes de pointes.

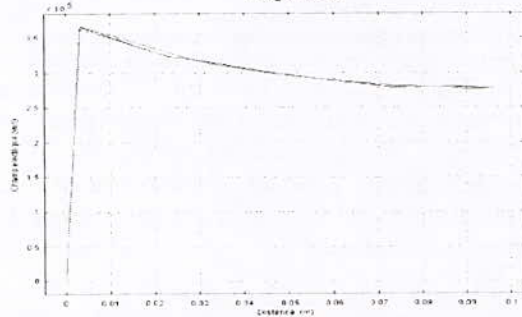


Fig. 7 : distribution de champ en fonction de la distance entre pointe et plan pour les trois électrodes pointe et pour d=5xh.

Sur la figure 7 nous avons présenté la distribution de champ en fonction de la distance entre pointe et plan pour les trois électrodes pointes et pour  $d = 5 \times h$ . Nous remarquons que les distributions sont, pratiquement, identiques. Les courbes montrent la non influence du nombre d'électrodes pour ( $d = 5xh$ ).

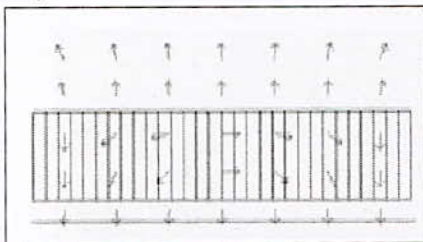


Fig. 8 : Distribution des lignes de champ électrique dans le réacteur couronne.

La figure 8 permet de constater la distribution des lignes de champ à l'intérieure et aux extrémités de notre réacteur qui montre que le milieu des électrodes pointes représente l'image des deux sens à l'intérieur du système multi-pointes.

### 3. Influence des rayons de courbure

Le rayon de référence de courbure pris dans cette étude est de ( $r = 0.02m$ ), la figure 8 nous montre l'influence des différents rayons de courbure étudiés séparément, allant de ( $r$  à  $6.r$ ), et ayant constaté que le champ électrique est inversement proportionnel au rayon de courbure.

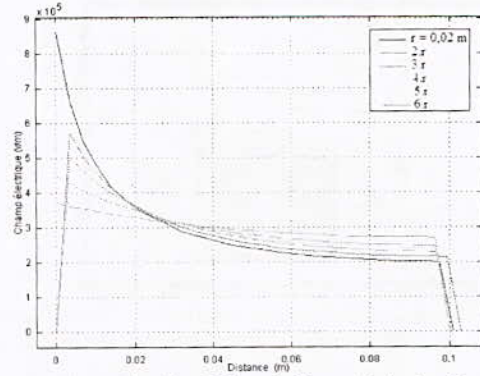


Fig. 9 : Champ électrique le long de l'axe principal en fonction des différents rayons de courbure ( $r, 2r, 3r, 4r, 5r, 6r$ ).

Les résultats tirés de la figure 9 et pour une valeur de  $r = 0,02m$  le champ prend la valeur élevée soit  $E = 8,46 \cdot 10^5$  (V/m) et pour le cas de  $2r$  le champ  $E = 3,68 \cdot 10^5$  (V/m), soit une diminution de  $4,96 \cdot 10^5$  (V/m), représentant un taux de 58,62 %. Cet écart important pour un calcul de  $2r$  confirme une influence consistante du rayon sur le champ électrique. Quant aux autres rayons, la figure suscitée résume les résultats de chaque courbe.

### 4. Analyse des résultats

Les résultats des différentes simulations effectuées pour les distances inter-électrodes ( $h$ ), sont exposés sur les figures 2, 3, 5, et 6, et montrent que l'influence de ces dernières sur la distribution du champ électrique et du potentiel, est directement et inversement proportionnelle avec l'augmentation ou la diminution de ( $h$ ) pour les distances allant de 0.5 à 2 cm. La géométrie pointes-plan étudiée impose le non uniformité du champ électrique dans l'intervalle de référence d'une part, et d'autre part, une concentration du champ électrique aux alentours du faible rayon de courbure de la pointe qui se crée, lorsque cette dernière est alimentée à une tension suffisamment élevée pour que le champ excède le seuil pour lequel les décharges prédisruptive apparaissent. Pour le cas de multi-pointes, nous avons constaté que le rapprochement des pointes entres-elles représentent des influences entres pointes et engendrent une diminution du champ électrique pour les électrodes du milieu, et pour obtenir un champ maximal, il est nécessaire d'écarter les pointes d'une distance supérieure ou égale à 5 fois  $h$ .

Quant à la zone de décharge couronne, nous avons travaillé avec des différentes distances inter-électrodes  $h = 5, 10, 15$  et  $20mm$ , et ayant remarqué qu'à partir d'une certaine valeur de tension (V) appliquée à la pointe, et pour chacune des distances suscitées, une augmentation du rayon de courbure impose une diminution importante du champ électrique, et ce dernier devient inversement proportionnel avec le rayon.



### b. Fil cylindre

Dans la deuxième phase nous avons étudié la géométrie fil-cylindre d'un électrofiltre. Ce dispositif conçu afin d'étudier les paramètres géométriques des électrodes, la tension appliquée et distribution du champ.

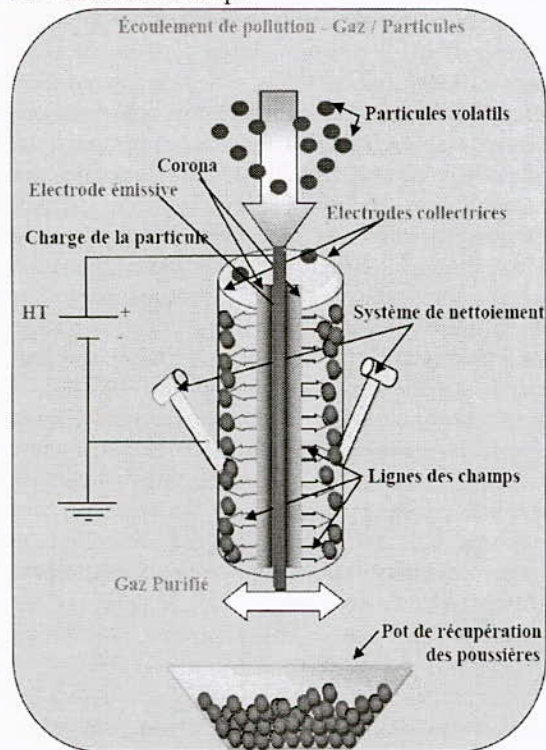


Fig. 10 : Principe de filtration électrostatique.

**Principes :** Les systèmes d'électrofiltration ou précipitation électrostatique sont basés sur trois étapes fondamentales :

- le chargement électriquement des particules en suspension dans les gaz à traiter ;
- la collection des particules chargées sous l'action d'un champ électrique ;
- la récupération des particules collectées.

Dans les électrofiltres les plus simples, fil-cylindre concentriques, un potentiel électrique très élevé est appliqué au fil, appelé électrode émettrice, il est placé dans l'axe du cylindre, désigné électrode collectrice, qui lui est relié à la terre. Le gaz chargé en particules traverse l'espace inter-électrodes. Une décharge couronne se forme autour du fil, les ions qui ont la même polarité que le fil, sont repoussés vers le cylindre. Une zone bi-ionisée se forme à proximité du fil, tandis que la quasi-totalité de l'espace inter-électrodes est rempli par les ions mono polaires. Ces ions sont attirés vers les particules en raison de la distorsion locale du champ électrique, causée par la différence de permittivité relative entre les particules et le gaz. Les particules captent les ions positifs et se chargent jusqu'à atteindre une charge limite lorsque le champ électrique de répulsion, dû aux charges acquises, est équilibré par le champ électrique de distorsion. Les particules chargées positivement

subissent alors une force due au champ électrique qui les conduit vers l'électrode reliée à la terre. Les particules isolantes ne peuvent pas perdre leur charge au contact de cette électrode. Elles adhèrent ainsi à la paroi jusqu'à ce qu'elles soient enlevées par un système de nettoyage approprié (lavage, grattage ou frappe). Les particules conductrices, quant à elles, perdent leur charge au contact de la paroi et se chargent en polarité opposée. La précipitation électrique n'est donc utilisable que pour des particules relativement isolantes.

L'efficacité est maximale pour des vitesses d'écoulement de l'ordre de (m/s) et une alimentation haute tension supérieure ou égale à 30kV pour un courant de quelques milliampères (mA). Un précipitateur électrostatique peut être alimenté par une haute tension de polarité positive ou négative. Cependant, pour une configuration d'électrofiltre donnée, la valeur électrique de l'amorçage de la décharge couronne, ainsi que celle de claquage entre les électrodes sont plus grandes en polarité négative qu'en polarité positive. C'est la raison pour laquelle la polarité négative est souvent utilisée dans les électrofiltres.

Les géométries les plus simples d'électrodes pour l'étude de la décharge couronne est le système d'électrodes cylindriques (fil-cylindre concentriques) car on connaît les solutions analytiques de toutes les équations régissant les phénomènes électriques, de transport des particules et d'écoulement. En outre, ce système offre une symétrie de révolution permettant de simplifier l'expression du champ électrostatique existant entre les électrodes et de mener une étude simple en vue de l'élaboration de calcul numérique de la décharge couronne. Comme l'indique la Figure 6, ce modèle comprend en une électrode cylindrique de faible rayon  $R_2$ , dite active, mise sous haute tension continue. Elle est centrée dans l'axe d'un cylindre conducteur de rayon  $R_1$  et de longueur  $l$  mis à la terre.

### c. Etude théorique :

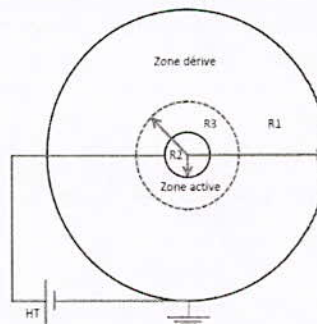


Fig. 11 : Représentation schématique d'une décharge couronne en géométrie fil-cylindre.

Le courant augmente graduellement avec la tension appliquée lorsqu'elle dépasse une certaine valeur  $V_s$  et ce jusqu'au claquage du milieu gazeux. Le

courant continu qui traverse l'espace inter-électrodes est une fonction non linéaire de la tension appliquée. Bien que la décharge recouvre des phénomènes complexes, une relation empirique simple entre le courant et la tension utilisée [5]. Elle s'exprime par :

$$I = C_{ste} \cdot V(V - V_s) \tag{1}$$

Où  $C_{ste}$  est une constante qui dépend de la configuration des électrodes, de la température, de la pression et de la composition du gaz, représente la tension seuil d'ionisation.

D'après Dupuy [6], pour une géométrie fil-cylindre la constante est donnée par la relation suivante :

$$C_{ste} = \frac{8 \cdot \pi \cdot \mu \cdot \epsilon_0}{R_1 \ln\left(\frac{R_1}{R_2}\right)} \tag{2}$$

Travaux de Peek en 1929, (rappelé par Adamiak) [7], a proposé une loi empirique du champ seuil  $E_0$  en tension alternative. Il l'a écrite sous la forme :

$$E_0 = 31 \cdot \epsilon_a \cdot \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta_2 \cdot R_2}}\right) \left[\frac{kV}{cm}\right] \tag{3}$$

Où  $\epsilon$  est le facteur de rugosité de la surface de l'électrode active. Il est égal à 1 pour une surface lisse :

$$\delta_2 = \frac{P(Torr)}{760} \times \frac{293}{293 + T(^{\circ}C)} \tag{4}$$

La tension seuil  $V_s$  s'obtient alors à l'aide de l'expression suivante :

$$E_0 = \frac{V_s}{R_2 \cdot \ln\left(\frac{R_1}{R_2}\right)} \tag{5}$$

La loi de Peek est valable pour une tension continue pour des rayons d'électrode active allant de 1mm à quelques centimètres.

Travaux de Zaleski en 1948, (rappelé par Benali) [8], a établi une loi empirique en géométrie fil-cylindre pour une tension continue sous la formule suivante :

$$E_0 = 24,5 \cdot \left(1 + \frac{0,613}{R_2 \cdot 0,4}\right) \left[\frac{kV}{cm}\right] \tag{6}$$

Robinson [9] en 1968, a élaboré une loi empirique pour un système fil-cylindre concentriques avec des diamètres du fil allant de 0,0178 à 0,0635 cm et des diamètres du cylindre variant de 4,72 à 15,4 cm. Cette équation s'écrit :

$$E_0 = \delta_a \cdot \left(32,2 + \frac{8,46}{\sqrt{\delta_2 \cdot R_2}}\right) \left[\frac{kV}{cm}\right] \tag{7}$$

Avec R en cm

Cobine en 1975 [10], donnent une relation empirique décrivant la variation de R3 avec R2 :

$$R_3 = R_2 + 0,3 \sqrt{R_2} \text{ [cm]} \tag{8}$$

Selon l'équation 8, pour un fil de 0,3 mm de diamètre, le rayon d'ionisation de la zone active R3 est de 0,51 mm.

**Le chargement des particules :** Les poussières dispersées naturellement dans un gaz sont porteuses de charges électriques acquises soit par frottement, soit par effet thermique, soit sous l'effet des rayonnements naturels. Toutefois ces charges sont trop faibles pour qu'un champ électrique puisse exercer sur ces particules une force capable de modifier leur trajectoire pour provoquer leur collecte. Ainsi, une action efficace du champ d'un électrofiltre exige que les poussières reçoivent une charge de signe unique aussi élevée que possible. Cette charge ne peut leur être communiquée que par une ionisation intense due à un champ porteur (Figure 12). Une fois le champ électrique et le courant établis, l'ionisation des particules peut alors s'opérer. L'explication du fonctionnement des électrofiltres nécessite le calcul de la charge accumulée par les particules le long de leur trajectoire. Ceci demande donc des modèles physiques capables de décrire le plus fidèlement possible le processus de charge en tenant compte des conditions spécifiques présentes dans les précipitateurs électrostatiques.

De nombreuses études [11], [12] ont montré que la charge des particules peut être principalement attribuée à deux mécanismes :

- la charge par champ
- la charge par diffusion

Quel que soit le mécanisme, la charge électrique acquise par une particule est le résultat des interactions entre celle-ci et les ions résultant de la décharge couronne. Les deux mécanismes de charge interviennent ensemble et leur importance relative est déterminée principalement par les dimensions des particules et l'intensité du champ électrique.

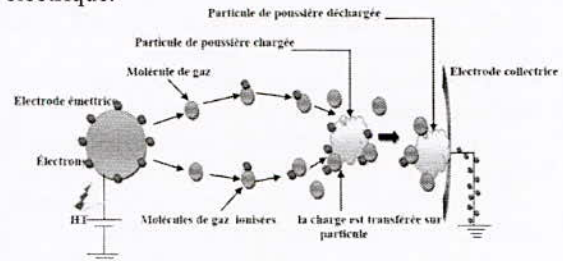


Fig. 12 : Dispositif de charge de particules.

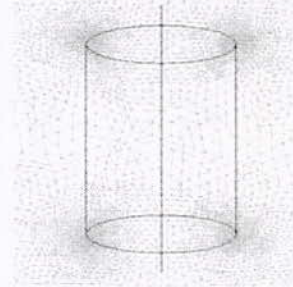


Fig. 13 : Maillage de la géométrie fil-cylindre.

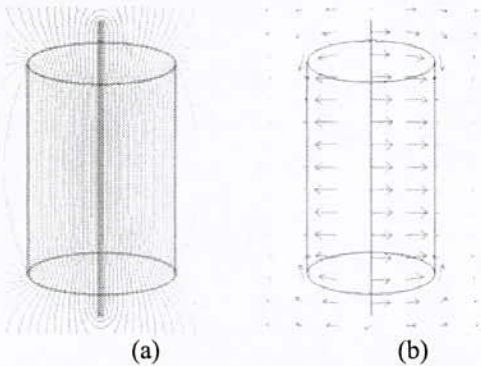


Fig. 14 : Représentation des lignes équipotentielles(a)et du champ(b).

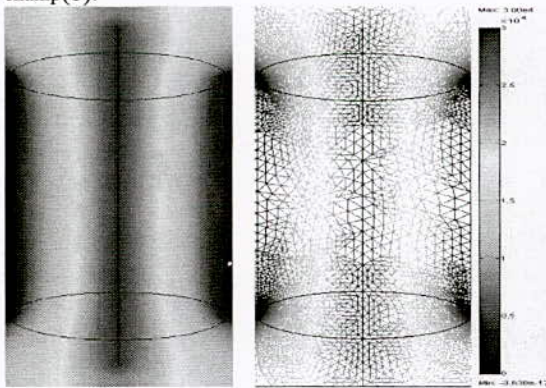


Fig. 15 : Représentation spatiale du potentiel à l'intérieur du fil-cylindre.

La figure 13 nous montre le maillage de la géométrie fil-cylindre et les deux figures (a) et (b) des figures 14 et 15 expliqueront bien les forces des lignes de champ exercés à l'intérieur du cylindre dans le but est de charger les particules et de les repousser suivant les lignes de champs vers les parois (cylindre). Comme à la figure 16 illustre une représentation en 3 dimensions du potentiel à l'intérieur de l'électrofiltre.

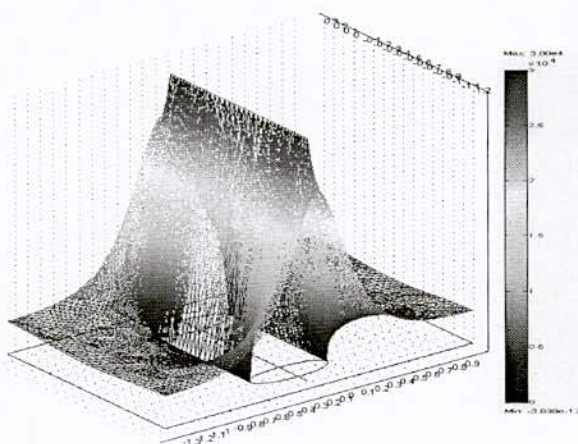


Fig. 16: Représentation en 3D du potentiel.

### III. CONCLUSION

Il ressort de notre étude théorique menée sur un système d'électrodes pointe-plan de la première partie, les constatations enregistrées doivent être prises en considération lors de l'étude et la conception du réacteur couronne sont les suivantes:

- Distance inter-électrode pointe-plan, le rayon de courbure de la pointe, le nombre des pointes.

Les résultats obtenus peuvent être récapitulés comme suit :

1. L'influence de la distance inter-électrodes (h) sur l'évolution du potentiel et du champ électrique dans L'intervalle d'air montre que ce dernier diminue exponentiellement directement avec la variation de (h).
2. L'influence du rayon de courbure de l'électrode pointe sur la distribution du champ électrique, crée une augmentation exponentielle du champ, est due essentiellement à la diminution du rayon.
3. le nombre d'électrodes pointes influe pour les conditions de ( $d < h$ ) en constate une concentration volumique mais avec une réduction sur les valeurs du champ sur les points du milieu, cas contraire pour les électrodes d'extrémités. Pour des valeurs très élevées du champ il faut respecter la condition ( $d = 5.h$ ), qui explique la dépendance quantitative des électrodes pointes pour générer un champ max pour chaque pointe représentée. Une concordance des résultats obtenus, ce qui explique la compréhension physique des phénomènes traités dans cette étude, il constitue un outil fiable pour le dimensionnement et le choix des électrofiltres qui seront les continuités de nos futurs travaux de recherche. Les travaux précédents relatifs aux réacteurs couronnes, nous avons présenté la méthodologie utilisée pour résoudre les équations de Maxwell, par contre l'équation de convection-diffusion pour l'écoulement ne fait pas partie de cette communication. Cette résolution est obtenue à travers l'utilisation d'un code de calcul basé sur la méthode des éléments finis. La simulation des paramètres électriques de l'électrofiltre donne des résultats appréciables en termes de dimensionnement géométrique, autant que l'efficacité pour un éventuel dépoussiérage.

### IV. Références

- [1] CE, règlement No 715 du Parlement Européen et du Conseil, Journal Officiel de l'Union Européenne, 2007.
- [2] Serveau L. Inventaire des émissions de polluants atmosphériques en France. Rapport SECTEN, 2007.
- [3] R. Hackam and H. Aklyama, Air pollution control by electrical discharges, IEEE . pp. 654-683, 2000.

- [4] Med Ali KOUIDRI. Etude et réalisation d'un générateur couronne, mémoire de magister USTOran 201
- [5] M. GOLDMAN, A. GOLDMAN, R.S. SIGMOND, – The corona discharge, its properties and specific uses – Pure and applied chemistry. 57-9, pp.1353–1362, 1985.
- [6] DUPUY J. Effet de couronne et champs ionisés, revue générale d'Electricité, 67, 2, PP 85-104, 1958.
- [7] ADAMIAK, K. & ATTEN, P. – Simulation of corona discharge in point-plane configuration, – Journal of Electrostatics Vol. 61, pp. 85-98, 2004.
- [8] BENALI M. N. Thèse de l'Université Paris VI, 1999. Etude expérimentale et théorique de la conductivité de l'air à pression atmosphérique dans un système d'électrodes cylindriques concentrique, en dessous du seuil de l'effet couronne.
- [9] ROBINSON M. Turbulent gas flow and electrostatic precipitation .J. Air. Pollut. 18, pp. 235-239, 1968.
- [10] LAMI, F. MATTACHINI F., SALA, R. & VIGL, H. A mathematical model of electrostatic field in wires-plate electrostatic precipitators – Journal of Electrostatics Vol 39, pp. 1-21, 1997.
- [11] WHITE H.J. Industrial electrostatic precipitation – Addison Wesley Publishing company, New York, 1963.
- [12] PARKER K.R., Electrostatic precipitation, Chapman & hall, 1997, pp. 1-24.

## Distributions du potentiel et du champ électriques le long d'une chaîne d'isolateurs de ligne 33 kV

**B.M'hamdi<sup>1,2</sup>, M.Teguar<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Ecole Nationale Polytechnique, 10 Avenue Hassen Badi, B.P. 182, El-Harrach, 16200, Alger, Algérie.

<sup>2</sup>Université Ziane Achour, Djelfa, 17000, Algérie.

**Résumé:** Le présent papier a pour but l'étude des distributions du champ et du potentiel électriques le long d'une chaîne d'isolateurs de ligne 33 kV, sous différentes conditions de pollution. Pour cela, le code de calcul COMSOL Multiphysics 3.5, basé sur la méthode des éléments finis, a été utilisé. Trois configurations de la pollution ont été considérées: isolateurs propres, isolateurs comportant des gouttelettes d'eau, et isolateurs couverts d'une pollution discontinue. La conductivité de la couche polluante est choisie égale à 70  $\mu\text{S/cm}$ .

**Mots clés:** Chaîne d'isolateurs, distribution, potentiel, champ électrique, conductivité, pollution.

**Abstract:** This paper deals with the electric field and potential distribution through a 33 kV line insulator strings, under different conditions of Pollution. For that purpose, the COMSOL Multiphysics 3.5 software, based on the finite element method, has been used. Three pollution configurations have been considered: clean insulators, insulators having water droplets, and insulators covered by discontinuous pollution. The conductivity of polluted layer is chosen equal to 70  $\mu\text{S/cm}$ .

**Key words:** Insulator string, distribution, voltage, electrical field, conductivity, pollution.

### I. INTRODUCTION

Les isolateurs utilisés dans les lignes de transport d'énergie sont exposés à la pollution. La nature et la sévérité de celle-ci peuvent varier dans un large éventail, en particulier dans les régions industrielles et côtières.

L'analyse des distributions du champ et du potentiel électriques sur les surfaces isolantes, en présence de la pollution, a fait l'objet de nombreuses recherches [1-5]. Le contrôle de l'intensité du champ électrique le long des chaînes d'isolateurs des lignes HT est indispensable. Les niveaux élevés du champ électrique peuvent être responsables du bruit audible, de la pollution électromagnétique, des décharges partielles et du vieillissement prématuré de l'isolation [2].

Compte tenu de la géométrie complexe des isolateurs, les méthodes numériques sont préférables pour déterminer les distributions du champ et du potentiel électriques le long d'une chaîne d'isolateurs. A cet effet, plusieurs méthodes ont été développées [1-5]. Parmi celles-ci, la méthode des éléments finis est un outil numérique très puissant. Elle est très utilisée dans la résolution des problèmes à domaine spatial fini. Elle s'adapte facilement aux différentes géométries et tient compte aussi des propriétés inhomogènes et non linéaires des matériaux. Le principe de cette méthode consiste à subdiviser le domaine d'étude en un nombre fini de sous-domaines (éléments finis) et de chercher des approximations locales par sous domaine de l'équation différentielle (modèle) [4]. Le choix de la forme des éléments de maillage affecte donc la précision des résultats obtenus.

Dans la présente étude, nous avons utilisé le code de calcul COMSOL Multiphysics 3.5, se reposant sur la méthode des éléments finis, pour calculer les distributions du potentiel et du champ électriques le long d'une chaîne d'isolateurs (en verre trempé) relative à la ligne 33kV.

La dite chaîne a été étudiée suivant trois cas distincts: isolateurs propres, isolateurs recouverts d'une pollution discontinue (concentrée dans les parties protégées contre les facteurs d'auto nettoyage), et isolateurs comportant des gouttelettes d'eau.

## II. MODELE MATHEMATIQUE

### II.1 Calcul du champ et du potentiel électriques

La distribution du champ électrique peut être obtenue par approximations des équations de Maxwell. Ces approximations prennent différentes formes selon les propriétés matérielles de l'équipement [3-5].

La répartition du champ électrique est déduite de la relation champ-potentiel suivante:

$$\mathbf{E} = -\text{grad } V \quad (1)$$

Le flux  $\mathbf{D}$  à travers une surface fermée est relié à la quantité de charges intérieures par la relation de Gauss:

$$\text{div } \mathbf{D} = -\rho \quad (2)$$

En combinant des équations (1) et (2) et en introduisant la permittivité  $\epsilon$  (relation constitutive  $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}$ ), on obtient l'équation de Poisson décrivant la répartition du potentiel:

$$\text{div } \epsilon \text{ grad } V = \rho \quad (3)$$

En négligeant la charge d'espace, l'équation à résoudre pour les milieux diélectriques est:

$$\nabla \epsilon \nabla V = 0 \quad (4)$$

Pour les milieux conducteurs en régime stationnaire, il vient, puisque  $\text{div } \mathbf{J} = 0$  et  $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$ :

$$\nabla \sigma \nabla V = 0 \quad (5)$$

### II.2 Conditions aux limites

Nous avons à résoudre des équations dans des régions de propriétés physiques différentes (isolant solide, air) et présentant une ou plusieurs interfaces communes. En plus des interfaces isolant-isolant, nous avons aussi des interfaces conducteur-isolant. Les conditions d'interface pertinentes à l'interface entre les différents milieux sont:

$$\mathbf{D}_{n1} - \mathbf{D}_{n2} = \rho_s \quad \text{et} \quad \mathbf{E}_{t1} - \mathbf{E}_{t2} = 0 \quad (6)$$

Ces relations expriment la discontinuité de la composante normale de l'induction électrique  $\mathbf{D}$  et la conservation de la composante tangentielle du champ électrique  $\mathbf{E}$  à la surface de séparation des deux milieux.

En absence de charges  $\rho_s$  à la surface de séparation des deux milieux, la condition relative à la composante normale de l'induction électrique devient:

$$\mathbf{D}_{n1} - \mathbf{D}_{n2} = 0 \quad (7)$$

## III. CHAÎNE D'ISOLATEURS ETUDIÉE

La chaîne d'isolateurs considérée dans cette étude, est celle utilisée pour l'isolation des lignes 33kV. Elle est formée de l'assemblage de trois isolateurs standard de type U40BL (CTV 175) (Fig. 1).



Fig. 1. Chaîne d'isolateurs réelle

Chaque élément est composé d'un diélectrique en verre trempé, d'un capot en fonte et une tige d'acier forgé. Le capot et la tige sont assemblés à la pièce de verre grâce au ciment. Les caractéristiques dimensionnelles de chaque élément sont les suivantes: un pas  $P$  de 110 mm, un diamètre du disque  $\varnothing$  de 175 mm et une ligne de fuite  $L$  de 185 mm (Fig.2).

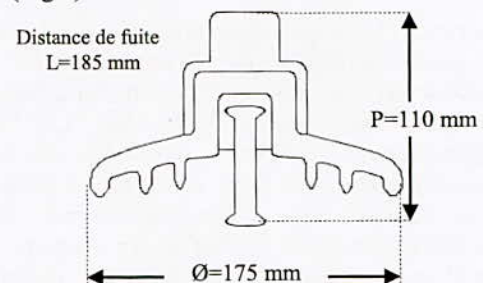


Fig. 2. Caractéristiques dimensionnelles de l'isolateur U40BL

Trois cas ont été considérés:

- une chaîne d'isolateurs propres,
- une chaîne d'isolateurs dont la pollution se concentre dans les parties protégées contre les facteurs d'auto nettoyage (nervures, par exemple),
- une chaîne d'isolateurs propres avec la présence de gouttelettes d'eau de mer ( $\epsilon_r=80$ ,  $\sigma = 5 \text{ S/m}$  [5]) : quatre gouttelettes identiques de forme ovale sont ajoutées sur chaque élément.

Une source de tension  $30/\sqrt{3}$  kV s'applique directement à tige tandis que le capot est connecté à la terre. La symétrie de l'isolateur a été exploitée lors de la création du modèle en éléments finis en utilisant COMSOL Multiphysics 3.5 (Fig. 3).

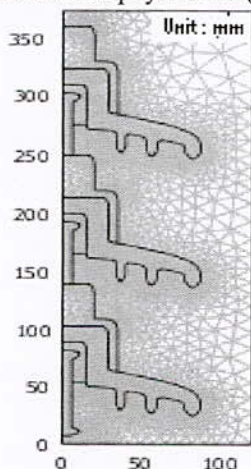


Fig. 3. Discrétisation de la chaîne

Concernant le maillage, nous avons considéré 11705

éléments cas de la chaîne propre, 13968 éléments lorsque les isolateurs de la chaîne sont partiellement pollués et 100169 en présence des quatre gouttelettes d'eau sur les surfaces isolantes. Notons que la densité de maillage est plus élevée dans les régions critiques (interfaces entre les différents milieux) de la chaîne où une plus grande précision est nécessaire (Fig. 3).

#### IV. RESULTATS ET INTERPRETATIONS

La figure 4 illustre la distribution du potentiel (échogrammes de 4(a) à 4(c) et lignes équipotentielles de 4(d) à 4(f)) le long d'une chaîne d'isolateurs standard de trois éléments. Relativement aux isolateurs propres (figures 4(a) et 4(b)), la présence de gouttelettes d'eau sur les isolateurs (figures 4(d) et 4(e)) n'a pratiquement pas d'effet remarquable sur la distribution du potentiel, du fait que les caractéristiques correspondantes sont très proches. Cependant, la pollution discontinue modifie notamment la répartition des lignes équipotentielles (figure 4(f)).

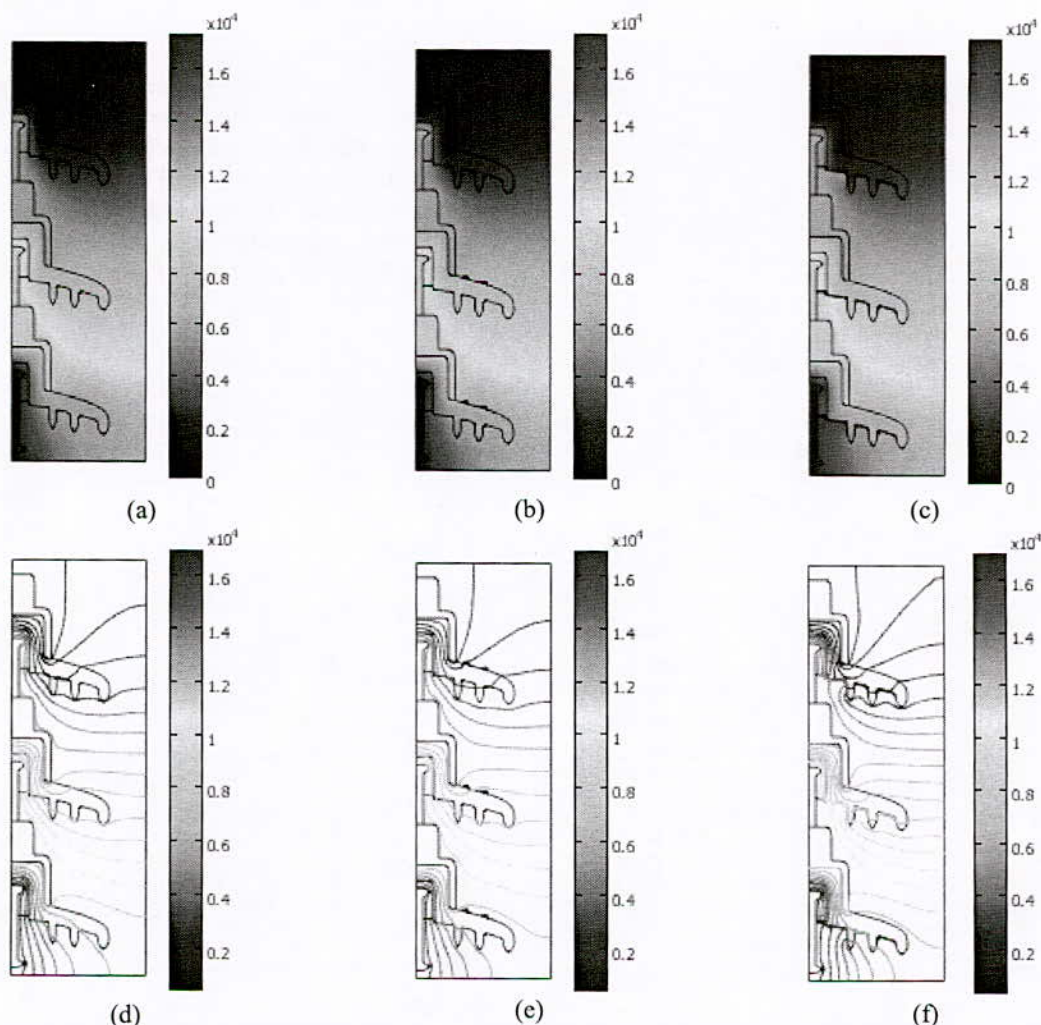


Fig. 4. Distribution du potentiel : échogrammes et lignes de potentiel, (a) et (d) isolateurs propres, (b) et (e) en présence de gouttelettes d'eau, et (c) et (f) cas de la pollution discontinue de conductivité de  $70 \mu\text{S/cm}$

Comme illustré aux figures 5 et 6, le calcul de la tension le long d'une ligne située à 15 mm parallèlement à l'axe de la chaîne d'isolateur et le long de la ligne de fuite montre que la distribution du potentiel est non linéaire. Un taux d'environ 40% de la différence de potentiel est supporté par l'élément du côté de l'électrode HT, 32% supporté par celui du milieu et seulement 28% par celui du côté de la masse. Il est évident que la tension diminue en passant de l'électrode HT vers l'électrode de terre. Elle est constante dans les régions des capots et des tiges, au vu que ces derniers sont des parties métalliques de la chaîne et qui sont donc équipotentielles. En plus, les gouttelettes d'eau n'ont pratiquement aucun effet sur la répartition du potentiel le long de la chaîne comparée à celle propre. En revanche, la pollution modifie la répartition du potentiel.

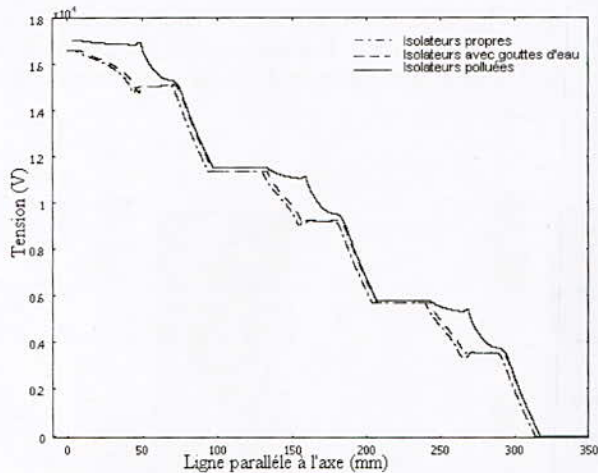


Fig. 5. Potentiel électrique le long d'une ligne distante de 15 mm de l'axe de la chaîne

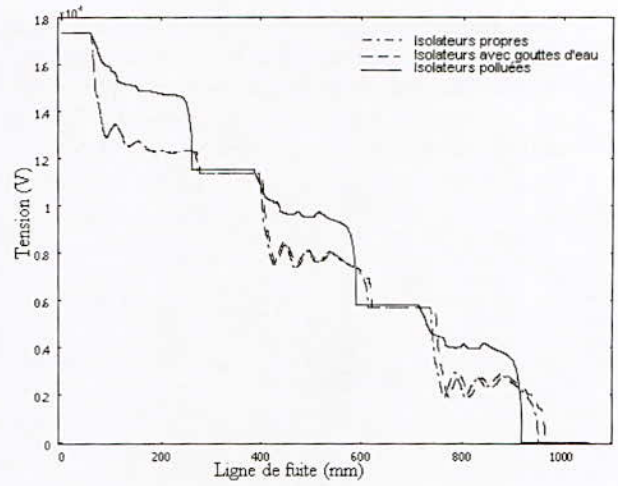


Fig. 6. Potentiel électrique le long de la ligne de fuite de la chaîne d'isolateur

La figure 7 illustre la distribution et l'intensité du champ électrique le long d'une chaîne d'isolateurs standard de trois éléments. Une différence significative en termes de distribution et d'intensité du champ électrique est observée aux figures 7(a), 7(b) et 7(c).

Afin d'expliciter cette différence, nous traçons à la figure 8, le champ électrique le long de la ligne de fuite de la chaîne. Comme le montre cette figure, le champ électrique est intense à proximité de l'électrode basse tension. Il est encore plus intense que le niveau recommandé (500 kV/m [5]) à proximité de l'électrode HT, notamment dans le cas où la chaîne est polluée. Par ailleurs, les gouttelettes d'eau modifient la distribution de ce champ.

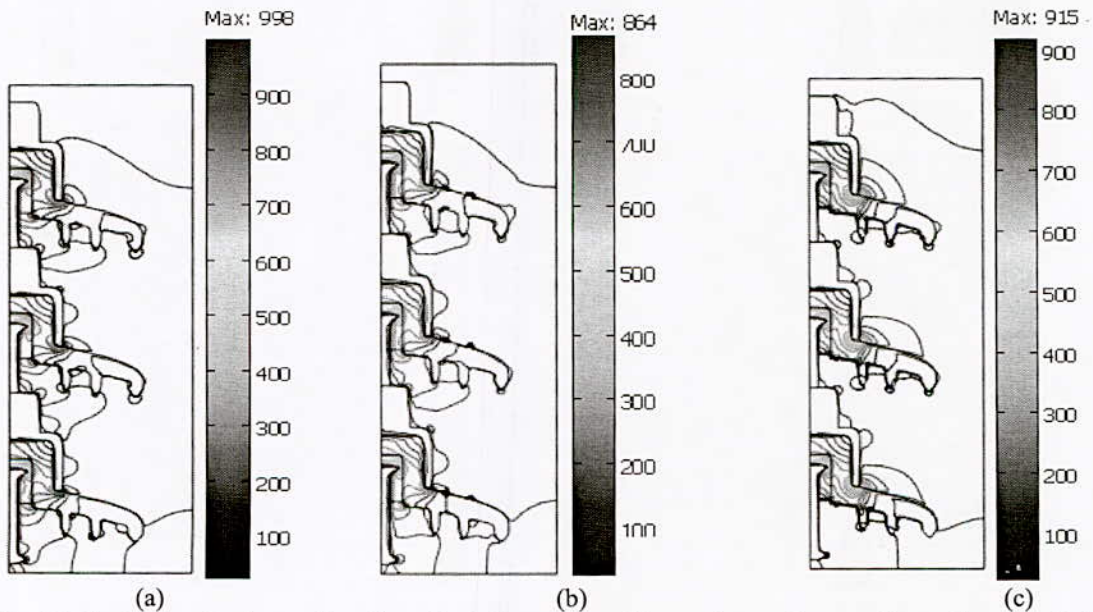


Fig. 7. Distribution du champ électrique (a) chaîne propre, (b) en présence de gouttelettes d'eau (c) chaîne couverte de pollution discontinue de 70µS/cm



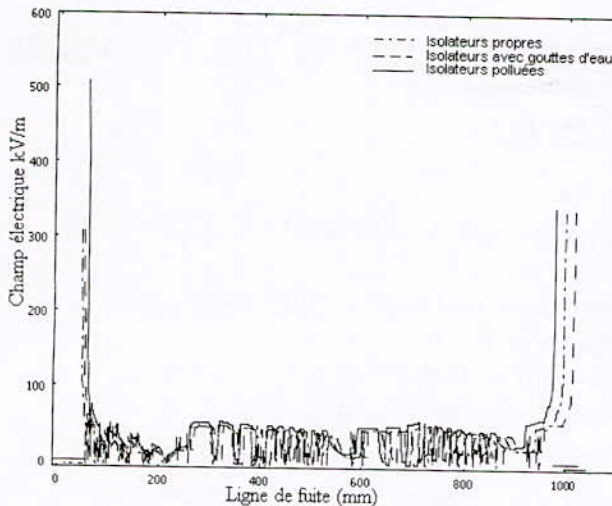


Fig. 8. Champ électrique le long de la ligne de fuite de la chaîne d'isolateurs

La Figure 9 présente la distribution du champ électrique le long d'une ligne distante de 12 mm de l'axe de la chaîne d'isolateurs, et ce pour les trois cas considérés. Nous constatons que le champ électrique présente trois pics de valeurs excessives d'environ 700 kV/m dépassant ainsi le niveau recommandé (500 kV/m). Nous remarquons également qu'il est pratiquement nul au niveau des parties métalliques flottantes (capot et tige).

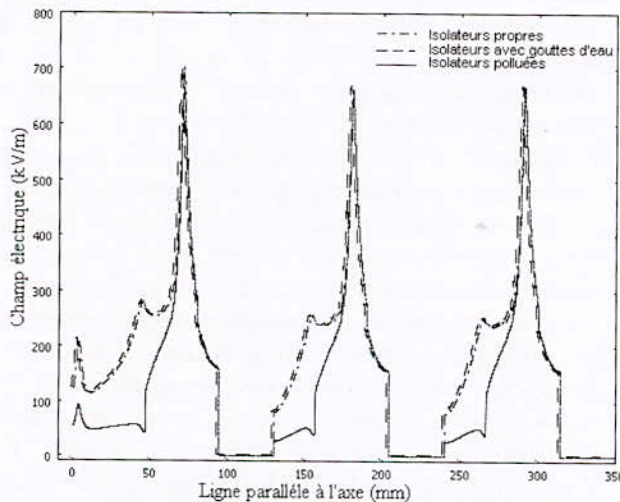


Fig. 9. Champ électrique le long d'une ligne distante de 12 mm de l'axe de la chaîne

## V. CONCLUSION

Dans cette étude, le code de calcul Multiphysics 3.5, basé sur la méthode des éléments finis, a été utilisé pour l'analyse des distributions du potentiel et de champ électriques le long d'une chaîne d'isolateurs de ligne 33kV, sous différentes conditions de pollution. Comme principaux résultats, la distribution du potentiel le long d'une chaîne

d'isolateurs est non linéaire. Par ailleurs, les parties près du conducteur sont les plus exposées aux contraintes électriques à savoir la différence de potentiel et le champ électrique. La présence de gouttelettes d'eau sur les isolateurs n'a pratiquement aucun effet sur la distribution du potentiel. Par contre, elles modifient la distribution du champ électrique. Cependant, une différence significative en termes de distribution et d'intensité du champ électrique est observée sous l'effet de la pollution notamment au voisinage de l'électrode HT. Cette pollution modifie également la répartition des lignes équipotentielles.

## REFERENCES

- [1] S.Chakravorti, H.Steinbigler, "Capacitive- resistive Field Calculation Around a HV Insulator Using Boundary Element Method", 10th International Symposium on HV Engineering, pp. 25-29, Canada, August 1997.
- [2] V.T. Kontargyri, I.F. Gonos, N.C. Ilia I.A. tathopoulos, "Simulation of the Electric Field on Composite Insulators Using the Finite Elements Method", Proceedings of the 38th International Universities Power Engineering Conference (UPEC 2003), pp. 65-68, Thessaloniki, Greece, September 2003.
- [3] W. Onchantuek, B. Marungsri, A. Oonsivilai and K.Thanatchai, "Comparison of Electric Field and Potential Distributions on Silicone Rubber Polymer Insulators under Clean and Various Contamination Conditions Using Finite Element Method", Wseas Transactions on Power Systems, Issue 2, Volume 4, pp. 67-83, February 2009.
- [4] R. Bte Hamdan, "Electric Field Study of Silicon Rubber Insulator Using Finite Element Method (Slim)", Master of Engineering (Electrical Power), Faculty of Electrical Engineering, University Teknologi of Malaysia, April 2006.
- [5] I.A. Metwally, Md Abdus Salam, A. Al-Maqrashi, S.AR Sumry, S. SH Al-Harthy, "Electrostatic and Electrodynamics Field Analyses of 33kV Line Insulators", International Journal of Emerging Electric Power Systems, Volume 7, Issue 3, Article 3, 2006.
- [6] P.Valsalal, S.Usa, K.Udayakumar, "Effect of Stray Capacitance on Surge Arrester Performance", Proceedings of the World Congress on Engineering and Computer Science 2009 Vol I, WCECS 2009, October 20-22, San Francisco, 2009.

# Rayonnement électromagnétique d'un Réseau de Terre

T. ROUBAH\*, A. BAYADI\* et K. KERROUM\*\*

\*Département d'électrotechnique, université de Sétif, Email: [hocine\\_pg@yahoo.fr](mailto:hocine_pg@yahoo.fr),  
[a\\_bayadi@yahoo.fr](mailto:a_bayadi@yahoo.fr)

\*\* Département d'électrotechnique, université de Blaise Pascal, France, Email:  
[Kamal.KERROUM@lasmea.univ-bpclermont.fr](mailto:Kamal.KERROUM@lasmea.univ-bpclermont.fr)

**Résumé**—Dans ce travail, nous proposons une méthode pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un réseau de terre. L'évaluation de la distribution de courant induit sur le réseau de terre due à une excitation temporelle est obtenue par la résolution de l'équation intégral-différentielle de Pocklington par la méthode des moments. Un nouveau formalisme pour le calcul du champ électromagnétique transitoire émis, suite à l'injection d'un courant de foudre ou de court-circuit, est aussi développé. Ce formalisme est basé sur le concept des dipôles hertziens. Un programme informatique sous environnement MATLAB est développé pour le calcul du champ électromagnétique. Ce programme est validé en comparant ses résultats avec ceux obtenus par le logiciel commercial NEC-4.

**Abstract**—in this work, we propose a method for the calculation of the electromagnetic field radiated by a grounding system. The evaluation of the induced current distribution due to a temporal excitation is obtained by the resolution of the Pocklington integro-differential equation using the method of the moments. A new formalism for the calculation of the transient electromagnetic field emitted following the injection of a lightning or short circuit current is also developed. This formalism is based on the concept of the hertzian dipoles. A computer program under MATLAB environment has been developed for the determination of the induced currents. The program is validated by comparing its results with those obtained by the commercial software NEC-4.

**Mots-clés** — Mise à la terre, Concept des dipôles hertziens, Champ électromagnétique, Méthode des Moments, NEC-4.

## I. INTRODUCTION

Le réseau de transport d'énergie reste parmi les cibles privilégiées de la foudre qui peut décharger des intensités de courant pouvant atteindre des centaines de kA. Un impact direct sur un réseau de transport peut engendrer des dommages importants non seulement au niveau de l'isolation des équipements électriques mais aussi, suite à la propagation de ces ondes, des anomalies peuvent toucher même les équipements utilisés en basse tension.

Afin de se protéger contre ces perturbations extérieures, nous rencontrons dans le réseau, les câbles de garde, les parafoudres ainsi que les mises à la terre.

Les mises à la terre des installations électriques jouent un rôle important, en périodes perturbées, dans le comportement des réseaux et dans la sécurité du personnel et du public.

Depuis quelques années, l'importance que revêt la compatibilité électromagnétique en termes 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-4 [3].

La principale difficulté dans ce problème est la prise en compte du sol comme demi-milieu de conductivité finie.

Dans ce travail nous analysons les prises de terre de types filiformes. 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 consiste à résoudre une équation intégral-différentielle de Pocklington basée sur la théorie des antennes (fil mince) par la méthode des moments. Cette première étape nous permet de déduire la répartition des courants transitoires.

En deuxième étape, nous utilisons le concept des dipôles hertziens [4] 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.

A cet effet un programme informatique sous environnement MATLAB est développé. Notre analyse mathématique est basée sur la théorie des antennes dans le domaine fréquentiel le passage en temporel se fait à l'aide de la transformée de Fourier inverse.

Enfin, nous proposons une validation de cette approche en confrontant nos résultats à ceux obtenus en utilisant le logiciel NEC-4, dont le formalisme est basé

sur la théorie des antennes et nécessite l'utilisation de la transformation de Fourier.

**II. METHODES DES DIPOLES HERTZIENS**

La méthode des dipôles consiste en une subdivision du support « structure filaire » en éléments appelés dipôles (figure .1), dont la taille est choisie de façon à masquer la propagation.

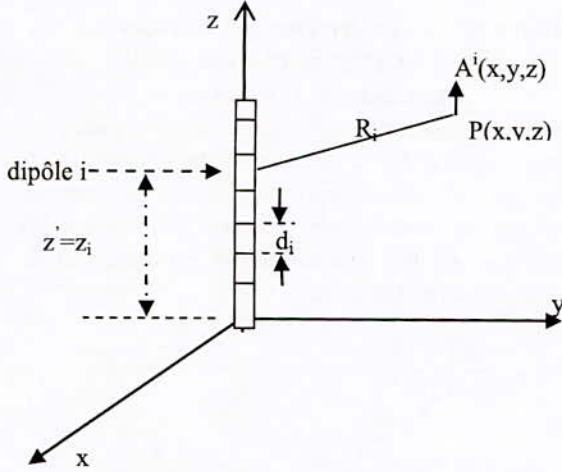


Fig. 1. Structure segmentée en dipôles

Le champ en tout point du milieu est obtenu par la superposition des contributions de l'ensemble des dipôles.

La taille des dipôles « dl » doit satisfaire aux deux conditions suivantes :

$$1) dl \leq \lambda / 20 \tag{1}$$

λ étant la plus petite longueur d'onde significative.

Cette condition permet de masquer la propagation le long du dipôle, c'est à dire l'amplitude et la phase du courant le long du dipôle, sont toutes les deux indépendantes de z.

$$2) dl \leq R/10 \tag{2}$$

Cette condition permet de prendre en compte les petites variations de courant d'un point très proche de la structure filaire.

R étant la distance entre le dipôle considéré et le point d'observation.

**III. METHODE DES DIPOLES DANS UN MILIEU DISSIPATIF SEMI INFINI**

Dans son travail Sivaprasad et al. [5], propose des expressions compactes pour le calcul du champ rayonné par un dipôle situé dans un demi-milieu dissipatif.

En régime harmonique et en coordonnées cylindriques le champ électromagnétique créé par un dipôle horizontal dans un milieu semi infini est exprimé en termes de deux intégrales appelées intégrales de Sommerfeld [6].

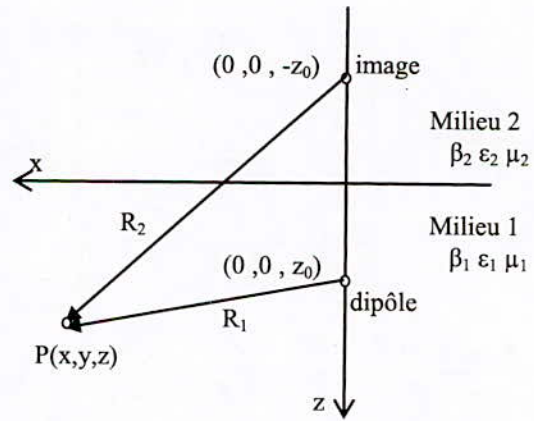


Fig. 2. Système de coordonnées pour un dipôle

**IV. EXPRESSIONS DES CHAMPS ELECTRIQUE ET MAGNETIQUE DANS UN MILIEU INFINI DE CONDUCTIVITE FINI**

Les champs électromagnétiques d'un dipôle horizontal dans un milieu semi-infini [1], dus à une source sont exprimés en termes de deux intégrales appelées intégrales de Sommerfeld V1 et U1 [7]. Ces expressions sont données en coordonnées cylindriques (r, θ, z) [2].

Les champs électriques :

$$E_{r1} = \frac{-jP_z}{4\pi\epsilon_1} \cos\theta \left\{ \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left[ \frac{e^{j\beta_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{j\beta_1 R_2}}{R_2} + V_1 \right] + \beta_1^2 \left[ \frac{e^{j\beta_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{j\beta_1 R_2}}{R_2} + U_1 \right] \right\} \tag{3}$$

$$E_{\theta 1} = \frac{-jP_z}{4\pi\epsilon_1} \sin\theta \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{e^{j\beta_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{j\beta_1 R_2}}{R_2} + V_1 \right] + \beta_1^2 \left[ \frac{e^{j\beta_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{j\beta_1 R_2}}{R_2} + U_1 \right] \right\} \tag{4}$$

$$E_{z1} = \frac{jP_z}{4\pi\epsilon_1} \cos\theta \left\{ \frac{\partial^2}{\partial z \partial r} \left[ \frac{e^{j\beta_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{j\beta_1 R_2}}{R_2} + V_1 \right] - n^2 \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} \right\} \tag{5}$$

Les champs magnétiques :

$$H_{r1} = \frac{P_z \sin\theta}{4\pi\beta_1^2} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{2e^{j\beta_1 R_2}}{R_2} \right) + \left( 1 + n^2 \right) \frac{1}{r} \frac{\partial V_1}{\partial r} + \beta_1^2 U_1 - \beta_1^2 \left( \frac{e^{j\beta_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{j\beta_1 R_2}}{R_2} \right) \right\} \tag{6}$$

$$H_{\theta 1} = \frac{P_z \cos \theta}{4\pi \beta_1^2} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \begin{aligned} & \left( (1+n^2) \frac{\partial^2 Y_1}{\partial r^2} + \beta_1^2 U_1 - \right. \\ & \left. \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left( \frac{2e^{j\beta_1 R_2}}{R_2} \right) + \right. \\ & \left. + \beta_1^2 \left( \frac{e^{j\beta_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{j\beta_1 R_2}}{R_2} \right) \right\} \quad (7) \end{aligned} \right.$$

$$H_{z1} = -\frac{P_z \sin \theta}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{e^{j\beta_1 R_1}}{R_1} - \frac{e^{j\beta_1 R_2}}{R_2} + U_1 \right\} \quad (8)$$

Ou :  $V_1$  et  $U_1$  sont les intégrales de Sommerfeld :

$$V_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\beta_1^2 H_0^{(1)}(\lambda r)}{\beta_2^2 \sqrt{\lambda^2 - \beta_1^2} + \beta_1^2 \sqrt{\lambda^2 - \beta_2^2}} \exp\left(-\sqrt{\lambda^2 - \beta_1^2} (z+z_0)\right) \lambda d\lambda \quad (9)$$

$$U_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2H_0^{(1)}(\lambda r)}{\beta_2^2 \sqrt{\lambda^2 - \beta_1^2} + \beta_1^2 \sqrt{\lambda^2 - \beta_2^2}} \exp\left(-\sqrt{\lambda^2 - \beta_1^2} (z+z_0)\right) \lambda d\lambda \quad (10)$$

Avec :

$|n| = \left| \frac{\beta_2}{\beta_1} \right|$  : Le module de l'indice de réfraction des deux milieux.

$\beta_1$  Et  $\beta_2$  : sont respectivement les nombres d'ondes dans les milieux 1 et 2.

$P_z$  : Le moment dipolaire.

Ce nombre d'ondes est lié au coefficient de propagation par :

$$\gamma = j\beta$$

$$\gamma = \sqrt{-\omega^2 \mu \varepsilon} : \text{Coefficient de propagation.}$$

$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 \left( \varepsilon_r - j \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \right)$  : Permittivité équivalente du milieu.

$H_0^{(1)}(\lambda r)$  : Fonction de Hankel.

Les intégrales de Sommerfeld traduisent l'effet de la conductivité finie de l'interface, elles dépendent de deux paramètres géométriques :

- la distance horizontale  $r$ , mesurée parallèlement à l'interface, entre la source et le point d'observation ;
- la distance verticale  $z+z'$  entre le point d'observation et l'image de la source.

Elles dépendent en outre de la fréquence par l'intermédiaire des nombres d'ondes  $\beta_1$  et  $\beta_2$ .

- l'indice de réfraction est  $|n^2| = \left| \frac{\beta_2^2}{\beta_1^2} \right| \ll 1$  ;

- $\beta_1$  est complexe et a une constante d'atténuation considérable ;

- $\text{Re}(\beta_1 r) \gg 1$  et  $\beta_2 r > 1$

Les expressions asymptotiques de ces expressions sont données dans [8].

Le passage en coordonnées cartésiennes, est obtenu, en utilisant la matrice de passage suivante :

$$\begin{bmatrix} \vec{i} \\ \vec{j} \\ \vec{k} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \theta \cos \varphi & \cos \theta \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi & \cos \theta \sin \varphi & \cos \varphi \\ \cos \theta & -\sin \theta & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{u}_r \\ \vec{u}_\theta \\ \vec{u}_\varphi \end{bmatrix} \quad (11)$$

### V. CALCUL DE LA REPARTITION DES COURANTS DANS UNE MISE A LA TERRE EXCITEE PAR UN GENERATEUR TEMPORAL

L'évaluation de la distribution de courant induit sur le réseau de terre due à une excitation temporelle est obtenue par la résolution de l'équation intégral-différentielle de Pocklington (12) par la méthode des moments. Le modèle mathématique est basé sur la théorie des antennes (fil mince).

$$E_z^i(a, x) = -\frac{1}{j4\pi\omega_{eff}} \left\{ \int_{-l/2}^{+l/2} \frac{\partial^2}{\partial x'^2} [g_0(x, x') - g_i(x, x') + k_1^2 V_{11}] I(x') dx' \right. \\ \left. + k_1^2 \int_{-l/2}^{+l/2} [g_0(x, x') - g_i(x, x') + U_{11}] I(x') dx' \right\} \quad (12)$$

### VI. APPLICATION

Pour la validation de l'approche que nous proposons concernant le calcul du champ électromagnétique transitoire émis par une mise à la terre, nous proposons de traiter deux applications différentes.

Nous consacrons la première application à la modélisation d'une électrode horizontale excitée par une onde de foudre.

La deuxième application est consacrée au calcul du champ électromagnétique transitoire émis par une mise à la terre pour deux différents cas.

Pour cet ensemble d'applications nous confrontons les résultats que nous obtenons et réalisés avec nos propres développements sous MATLAB à ceux que nous simulons avec le code NEC-4.

#### VI.1 VALIDATION DE LA REPARTITION DES COURANTS

Il s'agit d'une électrode rectiligne de rayon  $a=0,7\text{m}$  et de longueur  $l=10\text{ m}$  (Fig.3), enterrée à une profondeur  $h=1\text{ m}$  dans un sol de résistivité  $\rho = 500\ \Omega\text{m}$  et de permittivité électrique  $\varepsilon_r = 10$ , linéaire homogène et isotrope, et alimentée à l'une de ses extrémités par un courant qui a pour expression :

$$I(t) = 1,635 [e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}] \quad (kA)$$

Avec:

$$\alpha = 0,0142 \cdot 10^6 \text{s}^{-1} \text{ et } \beta = 1,073 \cdot 10^6 \text{s}^{-1}$$

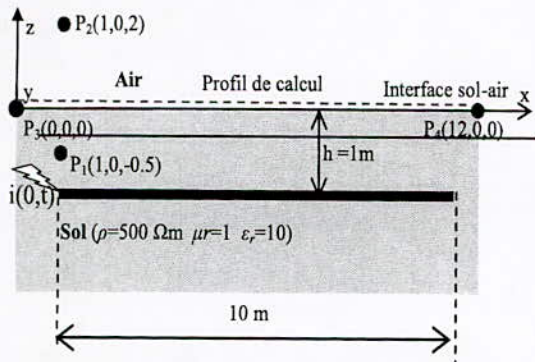


Fig. 3 Electrode enterrée horizontalement.

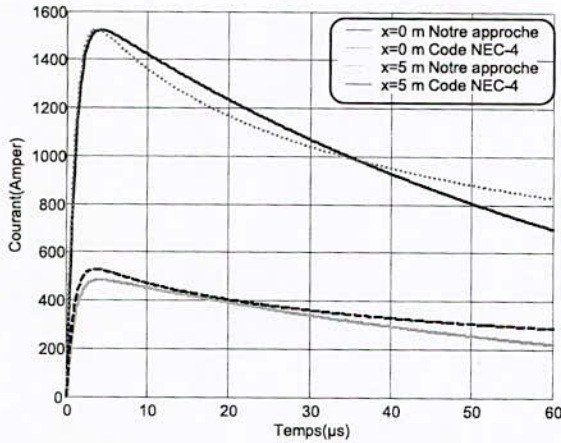


Fig.4 Variation du courant en différents points de l'électrode.

Ces résultats donnent la variation du courant en différent point d'électrodes que nous obtenons par notre modèle (résolution de l'équation intégral-différentiel de Pocklington par la méthode des moments) et par logiciel NEC-4. Nous constatons une légère différence entre les deux résultats, Pour l'ensemble des points de l'électrode, nous notons une parfaite concordance en allure et en amplitude sur le front de montée (ie aux plus hautes fréquences) puis un décalage progressif au fur et à mesure que nous nous dirigeons vers les basses fréquences. Car notre formalisme est utilisé comme fonction de test et de base des fonctions impulsion (méthode de point-matching) par contre logiciel NEC-4 utilise des fonctions de test et de base des fonctions sinusoïdales.

VI.2 VALIDATION DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

1- Cas d'une électrode horizontale

Pour cette application nous calculons le champ électromagnétique aux points  $P_1(1;0;-0,5)$  et  $P_2(1;0;0,5)$  (Fig. 3) par l'approche que nous proposons et que nous confrontons aux résultats de simulations que nous obtenons avec le logiciel NEC-4 dont le fichier de données est le suivant:

CE										
GW	1	683	1	0	-0.5	1	10	-0.5	0.007	
GE	-1									
GN	2	0	0	0	10	2E-2				
FR	0	1024	0	0	0.004882813	0.004882813				
EX	4	1	10	0	0	-0.5	0	0.90	0.0146412	
NE	0	1	1	1	0.5	0	-0.5	0	0.1	0
NH	0	1	1	1	0.5	0	-0.5	0	0.1	0
xQ										
EN										

Tableau 1. Données du fichier d'entrée du code NEC-4

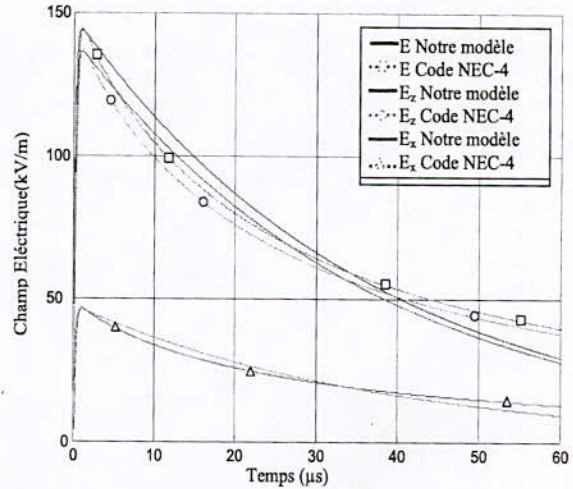


Fig. 5 Variation du champ électrique au point  $P_1(1;0;-0,5)$ .

La confrontation des résultats que nous obtenons en (Fig.5), met en évidence une concordance des résultats très acceptable. Ceci confirme que l'approche analytique de calcul du champ électromagnétique que nous utilisons (méthode des dipôles) est assez rigoureuse.

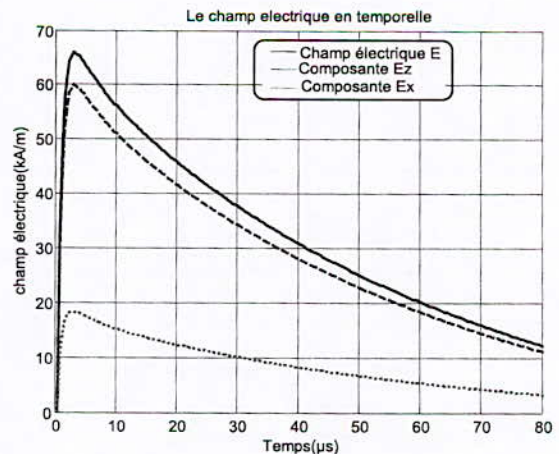


Fig.6 Variation du champ électrique au point  $P_2(1;0;0,5)$ .

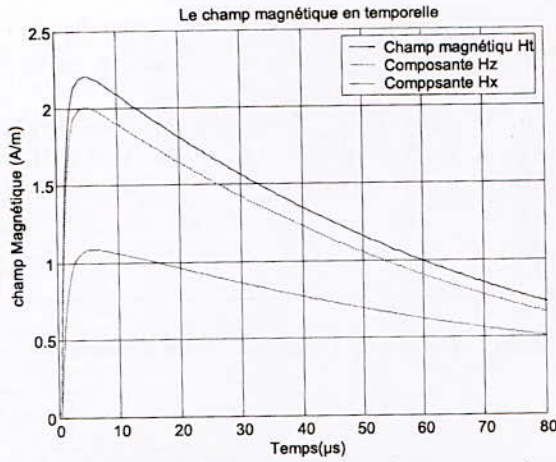


Fig.7 Variation du champ magnétique au point  $P_1(1 ; 0 ; -0,5)$ .

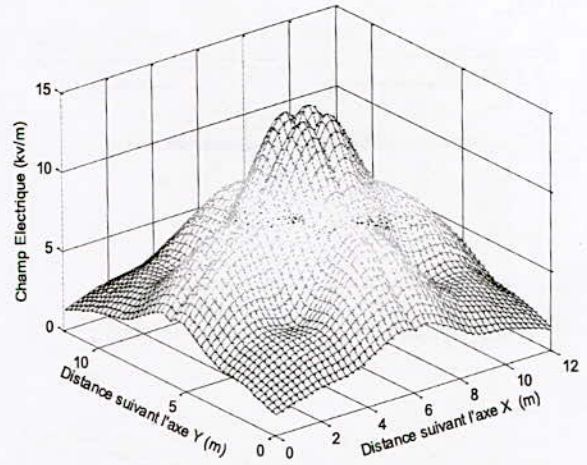


Fig.10 Evolution du champ électrique à 5Mhz

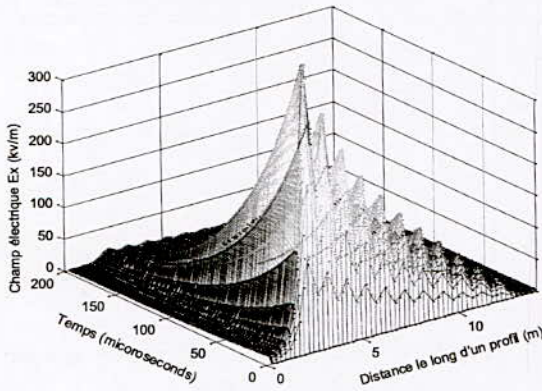


Fig.8 Evolution de la composante X du champ électrique le long du profile  $P_3P_4$

2- Cas d'une grille de mise à la terre de forme croix

Soit une grille de mise à la terre de forme croix alimentée par une onde type foudre comme le montre la figure 9.

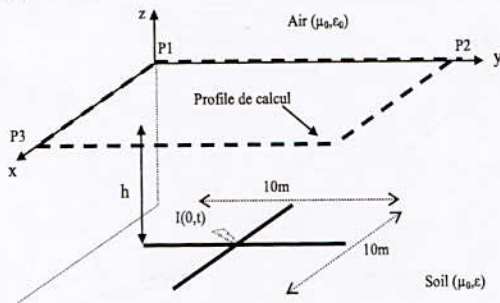


Fig.9 Grille de mise à la terre.

Données de l' application:

- 1) Caractéristique du sol:  $\rho = 500 \Omega m$ ,  $\epsilon_r = 10$
- 2) Paramètres du conducteur:
  - Longueur 10m
  - Résistivité:  $\rho_e = 0,25 \cdot 10^{-6} \Omega m$
  - Diamètre 1,4mm
- 4) Générateur type foudre :

$$I(t) = I_m (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) ; i_m = 1,63 \text{ kA} ; \alpha = 0,0142 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} ; \beta = 1,073 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

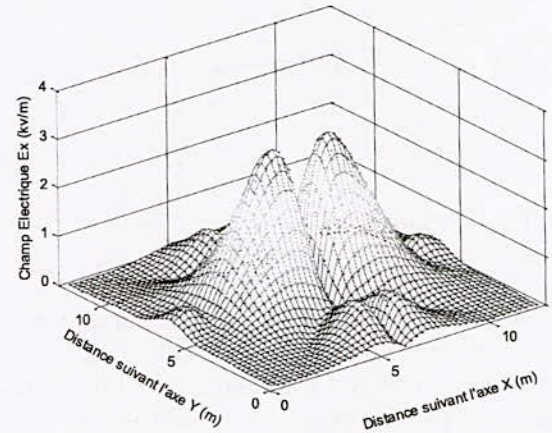


Fig.11 Evolution de la composante X du champ électrique à 5Mhz

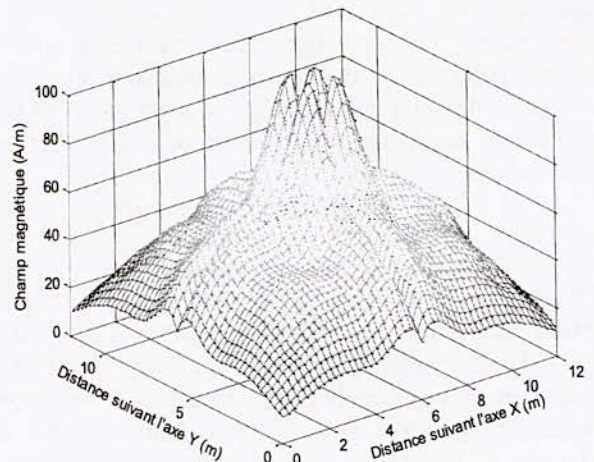
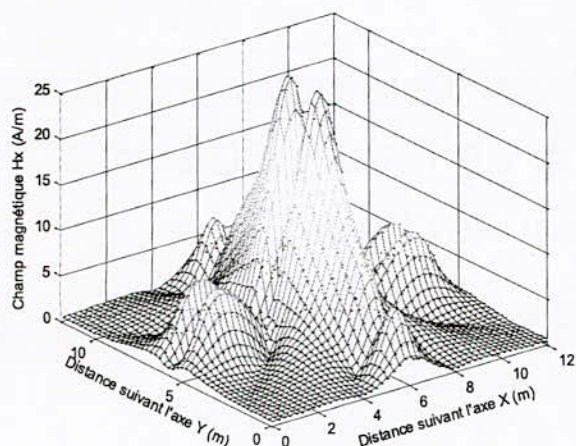


Fig.12 Champ magnétique à 5Mhz



**Fig.13** Evolution de la composante X du champ électrique à 5Mhz

Cet ensemble des résultats de calculs (Fig.10, 11, 12, 13) que nous obtenons, montre la variation du champ électromagnétique rayonné par cette structure (Fig.9), sur un profil de (12m x 12m) parallèle à cette dernière, et situé au niveau de l'interface. On remarque que le champ rayonné est moins important que celui rayonné par une seule électrode, ce qui est prévisible puisque l'écoulement du courant de défaut s'effectuera dans des directions différentes, ce qui entraîne une compensation.

## VII. CONCLUSION

D'un point de vue théorique, la mise à la terre est considérée comme un problème de diffraction électromagnétique. Le calcul du rayonnement électromagnétique d'un réseau de terre en présence d'un milieu dissipatif est basé sur le formalisme des dipôles Hertiens. Ce dernier nécessite la connaissance de la répartition des courants. Pour cet objectif, nous avons résolu l'équation intégrale du champ électrique par la méthode des moments, établie dans le domaine fréquentiel. Ce modèle de calcul du champ électromagnétique conduit à des résultats acceptables.

Il a été aussi question d'appliquer ce même concept numérique-analytique dans le cas d'une grille de mise à la terre soumise à un impact direct de foudre et la quantification du champ électromagnétique a été faite.

## REFERENCES

- [1]. R. F. Harrigton. "Field Computation by Moment Methods," Macmillan, New York, 1968.
- [2]. P.Jacqmaer, and J.L.Driesen. "Modelling of Grounding Systems with the methode of Moments" 3<sup>RD</sup> IEEE Benelux Young Researchers Symposium in Electrical Power Engineering April 2006.
- [3]. NEC "Numerical Electromagnetic Code," Janvier, 1992.

- [4]. 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.
- [5]. K.Sivaprasad and R.W.P.King "A Study of Arrays of Dipoles in a Semi-Infinite Dissipative Medium", *IEEE transactions on antennas and propagation* Received November 19, 1962.
- [6]. K. Sivaprasad, "In Asymptotic Solution of Dipoles in a Conducting Medium", Cruft Lab., Harvard University, Cambridge, Mass., Tech. Rept. 354; 1962.
- [7]. R.J.Lytle, D.L.Lager, "Numerical Evaluation of Sommerfeld Integrals, ", Report UCRL 51688, Lawrence Livermore Laboratory, 1974.
- [8]. Leonid Grcev, "Modelling of Grounding Electrodes under Lightning Currents", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol.51, N° 3, August 2009.

# Etude du comportement d'un système de mise à la terre écoulant un courant de foudre : Cas des Electrodes Horizontales

T. ROUIBAH\*, A. BAYADI\* et K. KERROUM\*\*

\*Département d'électrotechnique, université de Setif, Email: [hocine\\_pg@yahoo.fr](mailto:hocine_pg@yahoo.fr),  
[a\\_bayadi@yahoo.fr](mailto:a_bayadi@yahoo.fr)

\*\* Département d'électrotechnique, université de Blaise Pascal, France, Email:  
[Kamal.KERROUM@lasmea.univ-bpclermont.fr](mailto:Kamal.KERROUM@lasmea.univ-bpclermont.fr)

**Résumé**— Dans cette étude nous nous intéressons à l'interaction entre une onde de foudre et un réseau de terre (électrodes horizontales). Pour ce faire, nous avons utilisé une modélisation fondée sur la théorie des antennes (fil mince) qui est une approche très rigoureuse. L'approche des coefficients de réflexion est utilisée pour la résolution de l'équation integro-différentiel de Pocklington pour tenir en compte de l'interface sol-air et pour éviter celle de l'intégrale de Sommerfeld qui présente un temps de calcul relativement important. La méthode des moments (MOM) est utilisée pour la détermination des courants induits. Le programme est validé en comparant ses résultats avec ceux obtenus par le logiciel commercial NEC-4.

**Abstract** – In this study we are interested on the interaction between lightning wave and a grounding system (horizontal electrode). For this purpose we use antenna based theory which is one of the most rigorous approach in the field. The approach of the reflection coefficients is used for the resolution of the integro-differential equation of Pocklington in order to take into account of the soil-air interface and to avoid the Sommerfeld integral approach which is time consuming. The method of moments is used for the determination of the induced currents. The program is validated by comparing its results with those obtained by Numerical Electromagnetic Code NEC-4.

**Mots clés** : Prises de terre, Méthode des moments, NEC-4, Régime transitoire, coefficient de réflexion

## I. INTRODUCTION

Le réseau de transport d'énergie reste parmi les cibles privilégiées de la foudre qui peut décharger des intensités de courant pouvant atteindre des centaines de kA. Un impact direct sur un réseau de transport peut engendrer des dommages importants non seulement au niveau de l'isolation des équipements électriques mais aussi, suite à la propagation de ces ondes, des anomalies peuvent toucher même les équipements utilisés en basse tension.

Afin de se protéger contre ces perturbations extérieures, nous rencontrons dans le réseau, les câbles de garde, les parafoudres ainsi que les mises à la terre. Les mises à la terre des installations électriques jouent un rôle important, en périodes perturbées, dans le

comportement des réseaux et dans la sécurité du personnel et du public.

En général, la réponse transitoire d'un système linéaire peut être obtenue directement en résolvant les équations dans le domaine temporel ou encore dans le domaine fréquentiel et l'utilisation de la transformée de Fourier inverse.

A l'état actuel des choses, il y a eu quelques études portant sur l'analyse transitoire des systèmes de mise à la terre basées sur des approches analytiques, des modèles de lignes de transmission et électromagnétiques [1-5].

Une approche plus rigoureuse est basée sur la théorie des antennes qui est actuellement considérée comme étant l'approche la plus précise [4, 5, 7]. Cette approche est basée sur la résolution des équations intégrales du champ électrique (en anglais Electric Field Integral Equation).

Dans cette approche l'effet d'atténuation due au sol est pris en compte par l'intégrale de Sommerfeld, figurant dans le noyau des équations intégrales. Toutefois, cette approche est très coûteuse en terme de temps de calcul pour l'évaluation des spectres de fréquences large bande surtout dans le cas des systèmes complexe (grilles de mise à la terre). Elle devrait être évitée autant que possible [8]. Une des solutions possibles pour éviter le calcul des intégrales de Sommerfeld est l'utilisation de l'approche de coefficients de réflexion [4-5-7, 9].

Afin d'écouler rapidement les énergies supplémentaires introduites lors d'un défaut, la prise de terre reste le moyen de protection le plus utilisé. Malheureusement le comportement de cette dernière est tributaire de plusieurs facteurs (résistivité du sol, la longueur de la mise à la terre, ionisation du sol, etc.).

Dans ce travail nous analysons les prises de terre de types filiformes, électrode horizontale. A cet effet un programme informatique sous environnement MATLAB est développé. L'analyse mathématique est basée sur la théorie des antennes dans le domaine fréquentiel le passage en temporel se fait à l'aide de la transformée de Fourier inverse.

Enfin, nous proposons une validation de cette approche en confrontant nos résultats à ceux obtenus en utilisant le logiciel NEC-4 [10].



**II. EQUATION INTEGRALE DU COURANT INDUIT LE LONG D'UNE ELECTRODE HORIZONTALE**

La géométrie utilisée est une électrode horizontale droite de longueur  $l$ , de rayon  $a$  et enterré à une profondeur  $h$  (Fig. 1).

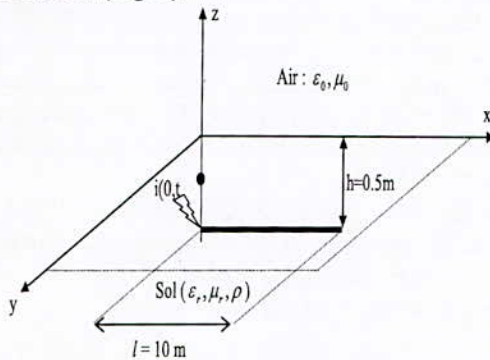


Fig. 1. Electrode enterrée horizontalement.

L'électrode est supposée être un fil mince parfaitement conducteur [4, 7, 8, 11]. L'équation intégrale décrit le rapport entre le champ électrique et la distribution du courant sur le conducteur. Cette équation peut être dérivée à partir des équations de Maxwell [6] à travers l'usage du concept de potentiel magnétique (vecteur) et potentiel électrique (scalaire) de Hertz.

Le champ électrique induit dans le voisinage de l'électrode enterrée dans un demi-espace imparfaitement conducteur [7] peut être exprimée en termes de vecteur potentiel de Hertz noté  $\Pi$ :

$$\vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{\Pi}) + k_1^2 \vec{\Pi} \quad (1)$$

$$k_1^2 = -\omega^2 \mu \epsilon_{eff} \quad (2)$$

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_r \epsilon_0 - j \frac{\sigma}{\omega} \quad (3)$$

**III. APPROCHE INTEGRAL DE SOMMERFELD**

Pour le cas d'une électrode horizontale alimentée par un courant source  $I(x)$ , l'équation (1) peut être exprimée en deux composantes du vecteur potentiel de Hertz  $\Pi_x$  et  $\Pi_z$  [6]:

$$E_x(x, z) = \left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_1^2 \right] \Pi_x^H + \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial x \partial z} \quad (4)$$

$$E_z(x, z) = \left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_1^2 \right] \Pi_z^H + \frac{\partial^2 \Pi_x}{\partial x \partial z} \quad (5)$$

$$\Pi_x = \frac{1}{j4\pi\omega\mu\epsilon_{eff}} \int_{-l/2}^{l/2} [g_0(x, x', z) - gi(x, x', z) + U_{11}] I(x') dx' \quad (6)$$

$$\Pi_z = \frac{1}{j4\pi\omega\mu\epsilon_{eff}} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{\partial W_{11}}{\partial x} I(x') dx' \quad (7)$$

où  $I(x')$  est la distribution du courant le long du fil,

$g_0(x, x', z)$  : désigne la fonction de Green dans l'espace libre de la forme:

$$g_0(x, x', z) = \frac{e^{-jk_1 R_{1h}}}{R_{1h}} \quad (8)$$

$g_i(x, x', z)$  : découle de la théorie de l'image et est donné par:

$$g_i(x, x', z) = \frac{e^{-jk_2 R_{2h}}}{R_{2h}} \quad (9)$$

L'effet d'atténuation due au sol est pris en compte par le terme  $V_{11}$  de l'intégrale de Sommerfeld [1]:

$$U_{11} = 2 \int_0^\infty \frac{e^{-\mu_1(d-z)}}{\mu_1 + \mu_2} J_0(\lambda \rho_1) \lambda d\lambda \quad (10)$$

$$W_{11} = 2 \int_0^\infty \frac{(\mu_1 - \mu_2) e^{-\mu_1(h-z)}}{k_2^2 \mu_1 + k_1^2 \mu_2} J_0(\lambda \rho_1) \lambda d\lambda \quad (11)$$

$$\mu_1 = (\lambda^2 - k_1^2)^{1/2} \quad \mu_2 = (\lambda^2 - k_2^2)^{1/2} \quad \rho_1 = |x - x'| \quad (12)$$

Le courant  $I(x)$  a pour origine le champ électromagnétique qualifié de champ appliqué  $E_x^i$  qui existe sur toute la surface du fil dans le cas d'un champ incident (réception) ou d'une manière localisée dans le cas d'un générateur (émission).

La conductivité du fil est supposée infinie, par conséquent la composante tangentielle du champ électrique sur la surface du conducteur doit s'annuler. On peut alors écrire :

$$E_x^i(a, x) + E_x^s(a, x) = 0 \quad (13)$$

Tenant compte des intégrales de Sommerfeld on a:

$$\frac{\partial W_{11}}{\partial z} = k_1^2 V_{11} - U_{11} \quad (14)$$

En combinant les relations (4) à (14), on obtient :

$$E_x^i(a, x) = -\frac{1}{j4\pi\omega\mu\epsilon_{eff}} \left\{ \int_{-l/2}^{+l/2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} [g_0(x, x') - g_i(x, x') + k_1^2 V_{11}] I(x') dx' + k_1^2 \int_{-l/2}^{+l/2} [g_0(x, x') - g_i(x, x') + U_{11}] I(x') dx' \right\} \quad (15)$$

La distribution du courant le long de l'électrode horizontale est obtenue par la résolution de l'équation intégrale (15).

**IV. APPROCHE DES COEFFICIENTS DE REFLEXION**

L'évaluation des intégrales de Sommerfeld (10), (11) est une tâche assez difficile [1, 7, 9]. Plus précisément, cette approche nécessite l'évaluation répétée des intégrales de Sommerfeld et l'inversion de la matrice pour plusieurs fréquences. Cela requiert un temps de calcul très important.

Une approche simplifiée basée sur la théorie de l'image modifiée a été proposée dans [12] pour le traitement d'une onde plane associée à un câble horizontal. Cependant, la théorie de l'image modifiée est basée sur une approximation des phénomènes quasi-

statiques et ne prend en considération que seulement les propriétés électriques du sol mais pas la profondeur.

Ce travail porte sur l'approche des coefficients de réflexion (CR) par laquelle l'angle du champ électrique de réflexion à partir de l'interface sol-air et la profondeur de l'électrode de terre sont à la fois pris en considération. Le principal avantage de l'approche CR par rapport à l'approche rigoureuse des intégrales de Sommerfeld est la simplicité de la formulation et un coût moindre.

Pour plus de commodité, l'équation intégral-différentielle (15) peut être réécrite sous la forme :

$$E_x = -\frac{1}{j4\pi\omega\epsilon_{eff}} \int_{-L/2}^{+L/2} G(x, x') I(x') dx' \quad (16)$$

Où  $G(x, x')$  est la fonction totale donnée par :

$$G(x, x') = \frac{\partial^2}{\partial x^2} [g_o(x, x') - g_i(x, x') + k^2 V_{11}] + k_1 [g_o(x, x') - g_i(x, x') + U_{11}] \quad (17)$$

Selon le rapprochement CR la fonction totale de Green pour une électrode horizontale est donnée par :

$$G(x, x') = \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_1^2 \right] [g_o(x, x') - \Gamma g_i(x, x')] \quad (18)$$

Où  $\Gamma$  est le coefficient de réflexion correspondant à la polarisation [11] :

$$\Gamma = \frac{\frac{1}{n} \cos \theta - \sqrt{\frac{1}{n} - \sin^2 \theta}}{\frac{1}{n} \cos \theta + \sqrt{\frac{1}{n} - \sin^2 \theta}} \quad (19)$$

Où  $\theta$  et  $n$  sont donnés par :

$$E_x = -\frac{1}{j4\pi\omega\epsilon_{eff}} \int_{-L/2}^{+L/2} \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_1^2 \right] [g_o(x, x') - \Gamma g_i(x, x')] I(x') dx' \quad (20)$$

Bien que l'approche CR se trouve être une forme asymptotiquement correcte des intégrales de Sommerfeld dans la région de champ lointain, la relation entre les expressions approximatives et rigoureuses du champ n'est pas en général aussi simple [8].

D'autre part l'approche CR fournit un algorithme plus efficace. Une manière possible de faire un compromis entre l'approche approximative et rigoureuse pourrait être une comparaison des résultats numériques, plutôt que des considérations analytiques [5, 8].

## V. LE LOGICIEL NEC-4

NEC-4 [10] (Numerical Electromagnetic Code), est un code développé sous sa première version NEC-1, pour le traitement du rayonnement et du couplage électromagnétique. Sa première version, limitée pour cause de l'insuffisance des calculateurs de l'époque (début des années 80), a évolué par la suite

progressivement pour aboutir à celle actuellement commercialisée sous l'appellation NEC-4. Cette version en régime harmonique permet une modélisation dans les milieux continus tout en tenant en compte très particulièrement des interfaces air-sol ainsi que de la conductivité finie de ce dernier.

Son fondement théorique est celui des antennes qui consistent à résoudre, par la méthode numérique dite des moments, dans les milieux continus une équation intégrale en champ électrique (EFIE), déduite à partir des équations de Maxwell, ou en champ magnétique (MFI).

La simulation numérique utilise le code NEC-4 est réalisable uniquement en fréquentielle. L'analyse en régime temporel exige l'utilisation du passage temps-fréquence et inversement.

## VI. APPLICATION

Dans ce paragraphe, nous proposons de traiter deux applications différentes par la théorie des antennes associée à la méthode des moments.

Nous consacrons la première application à la modélisation d'une électrode horizontale excitée par une onde de foudre.

Pour la deuxième application nous traitons le cas de deux électrodes horizontales excitées par une onde de foudre.

$$I(t) = I_m (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) ; I_m = 1.55227 \text{ kA}; \quad (21)$$

$$\alpha = 0.00364 \mu\text{s}^{-1}; \beta = 0.65221 \mu\text{s}^{-1}$$

Pour cet ensemble d'applications nous confrontons les résultats que nous obtenons et réalisés avec nos propres développements (résolution d'une équation intégrale en champ électrique par la méthode des moments) sous MATLAB à ceux que nous simulons avec le code NEC-4.

## VII. ELECTRODE ENTERREE HORIZONTALEMENT PRISE EN COMPTE DE L'INTERFACE SOL-AIR

Il s'agit d'une électrode rectiligne de rayon  $a$  et de longueur  $l$  (Fig. 1), enterrée à une profondeur dans un sol de résistivité  $\rho=10\Omega\text{m}$ , linéaire, homogène et isotrope, et alimentée par une source de courant bi-exponentielle à l'une de ses extrémités.

Pour valider les résultats en courant, nous utilisons le logiciel NEC-4. Le fichier des données que nous utilisons sur NEC-4 pour traiter cette application est présenté dans le tableau 1:

CE										
GW	1	683	0	0	-0.5	0	10	-0.5	0.007	
GE	-1									
GN	1	0	0	0	10	1E-2				
FR	0	1024	0	0				0.004882813		
								0.004882813		
EX	4	1	10	0	0	0	-0.5	0	0.90	0.0146412
xQ										
EN										

Tableau 1. Données du fichier d'entrée du code

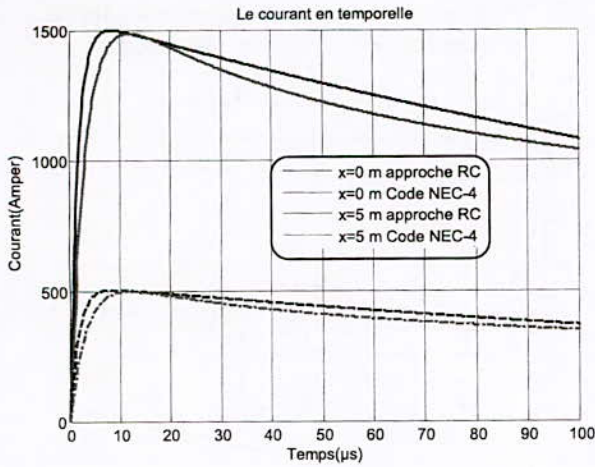


Fig. 2 Variation temporelle du courant en différents points de l'électrode.

La figure 2 illustre la répartition du courant dans différentes branches de l'électrode.

**VIII. DEUX ELECTRODE ENTERREE HORIZONTALEMENT PRISE EN COMPTE DE L'INTERFACE SOL-AIR**

Il s'agit de deux électrodes rectiligne de rayon 'a=0,007m' et de longueur 'l=10m' séparées par une distance D=2m (Fig. 3), Uniquement l'électrode 1 est alimentée à l'une de ses extrémités par l'onde de foudre (21), ce qui va nous permettre d'analyser l'interaction entre les deux électrodes.

Pour valider les résultats en courant, nous utilisons le logiciel NEC-4. Le fichier des données pour traiter cette application est présenté dans le tableau 2:

CE
GW 1 683 0 0 -0.5 0 10 -0.5 0.007
GW 2 683 2 0 -0.5 2 10 -0.5 0.007
GE -1
GN 1 0 0 0 10 1E-2
FR 0 1024 0 0 0.004882813
0.004882813
EX 4 1 10 0 0. 0 -0.5 0. 90 0.0146412
xQ
EN

Tableau 2. Données du fichier d'entrée du code NEC4.

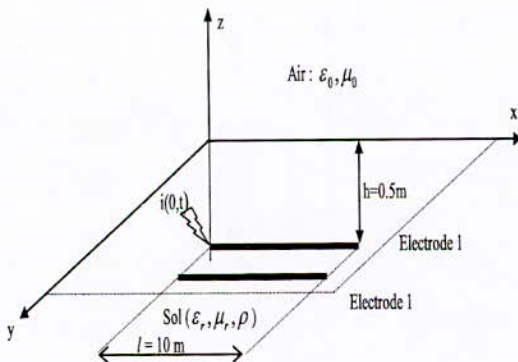


Fig. 3. Deux électrodes enterrées horizontalement.

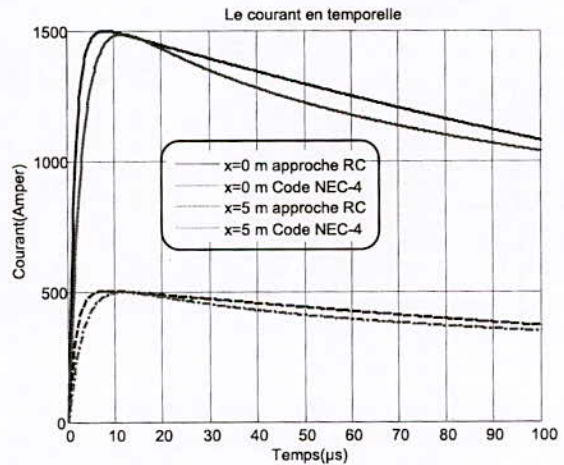


Fig. 4. Variation temporelle du courant en différents points de l'électrode N°01.

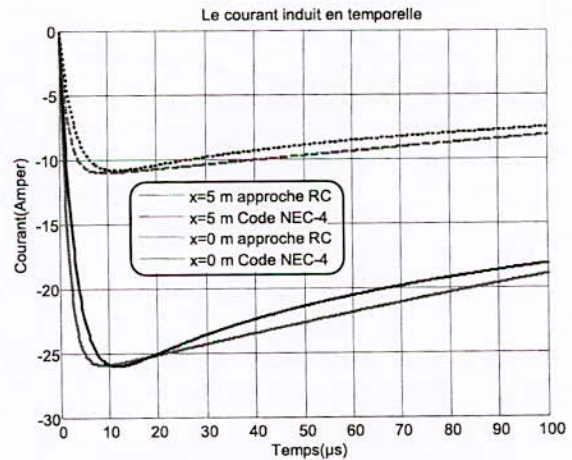


Fig. 5. Variation temporelle du courant induit en différents points de l'électrode N°02.

Les résultats des deux applications donnent la variation du courant en différents points des électrodes que nous obtenons par notre modèle (résolution de l'équation intégral-différentielle de Pocklington par la méthode des moments) et par logiciel NEC-4. Nous constatons une légère différence entre les deux résultats, car notre formalisme utilise comme fonction de test et de base de forme impulsionnelle (méthode de point-matching) par contre logiciel NEC-4 utilise des fonctions de test et de base de forme sinusoïdale.

*a- Influence de la distance de séparation d.*

Dans cette application, il s'agit de deux électrodes horizontales de longueur l, et de rayon a, alimentée par une impulsion de courant (Fig.3). On fait varier la distance de séparation entre les deux électrodes, et nous traçons la variation du courant.

Les résultats que nous obtenons sont montrés dans les figures 6 et 7. Nous remarquons que l'interaction diminue lorsque la distance entre électrodes augmente.

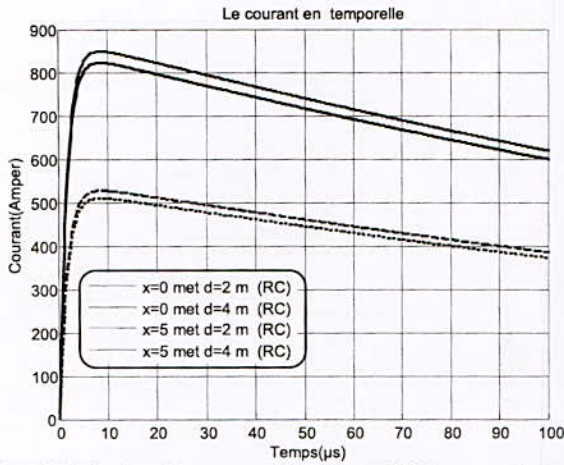


Fig. 6. Variation du courant induit en différents points de l'électrode N°1 pour différentes distances d.

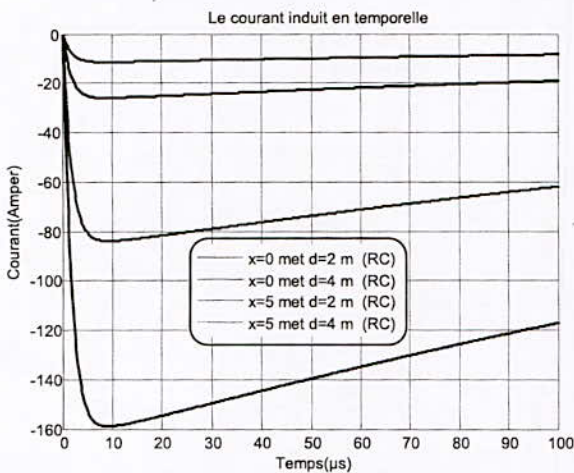


Fig. 7. Variation du courant induit en différents points de l'électrode N°2 pour différentes distances d.

b- Influence de la résistivité du sol

Dans cette application, il s'agit de deux électrodes horizontales de longueur  $l$ , et de rayon  $a$ , alimentée par une impulsion de courant (Fig.3). Nous proposons de faire varier la résistivité du sol et nous traçons la variation du courant. Les résultats obtenus sont montrés dans les figures 8 et 7. Nous remarquons que l'interaction diminue lorsque la distance entre électrodes augmente.

Fig. 8. Variation du courant induit pour  $x=5$  m de l'électrode pour différente résistivité.

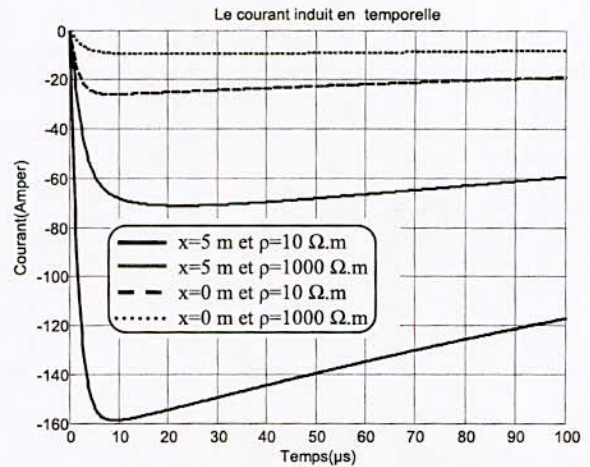


Fig. 9. Variation du courant induit en différents points de l'électrode N°2 pour différente résistivité.

c- influence de la profondeur h.

Dans cette application, il s'agit de deux électrodes horizontales de longueur  $l$ , et de rayon  $a$ , alimentée par une impulsion de courant fig.3. Nous proposons dans cette application de faire varier la profondeur dans le sol et nous traçons la variation du courant en différents points des électrodes.

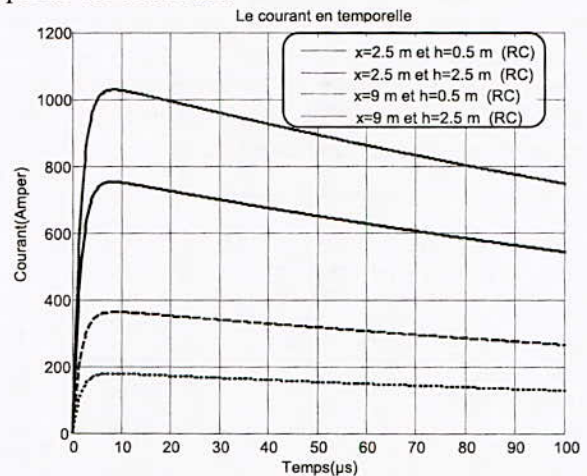
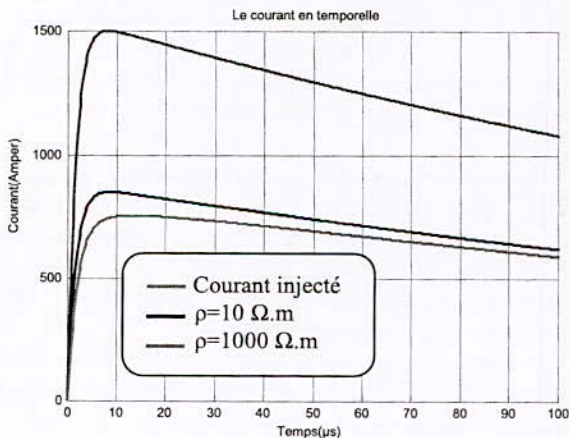
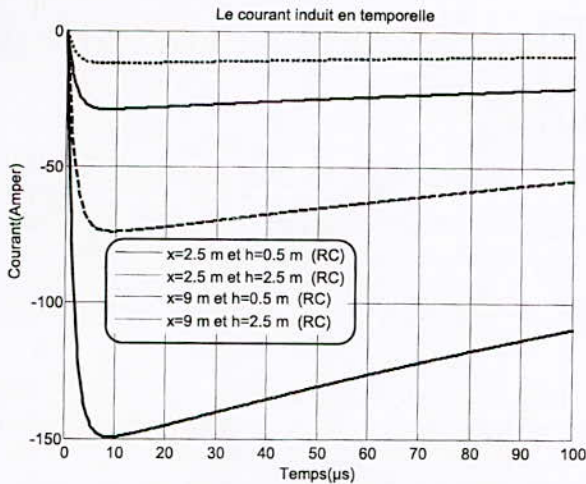


Fig. 10. Variation du courant en différents points de l'électrode N°2 pour différentes profondeurs h.





**Fig. 11.** Variation du courant induit en différents points de l'électrode 2 pour différentes profondeurs h.

Dès résultats que nous obtenons dans la figure 10 et 11, nous remarquons que l'amplitude du courant diminue lorsque la profondeur d'enfouissement des électrodes augmente.

#### IX. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons analysé, par modélisation, l'impact de foudre direct (injection d'une énergie en un point) sur un réseau de terre.

Pour cet objectif, nous avons opté pour le choix d'une modélisation par la théorie des antennes (fil mince) qui est une approche très rigoureuse. Pour l'analyse de l'interaction entre la foudre et un réseau de terre nous avons utilisé une approche simplifiée basée sur la théorie d'image modifiée qui consiste à construire et résoudre un système d'équations linéaires dont l'excitation (second membre) peut être un générateur de courant et/ou de tension ou carrément une onde électromagnétique.

Un programme informatique sous environnement MATLAB a été développé pour la détermination des courants induits.

Pour la validation de cette approche, nous avons confronté nos calculs à ceux obtenus en utilisant le logiciel NEC-4 [10]. Ces validations nous ont permis d'affirmer que l'approche que nous utilisons est satisfaisante en termes de la qualité des résultats obtenus et évite l'utilisation de l'approche de Sommerfeld qui est très coûteuse en temps de calcul pour ce type d'applications.

#### X. RÉFÉRENCES

- [1] Velazquez, R. and D. Muhkedo, "Analytical modeling of grounding electrodes transient behaviour," IEEE Trans. Power Appar. Systems, Vol. PAS-103, 1314–1322, June 1984.
- [2] Liu, Y., M. Zitnik, and R. Thottappillil, "An improved transmission line model of grounding system," IEEE Trans. EMC, Vol. 43, No. 3, 348–355, 2001.
- [3] Ala, G. and M. L. Di Silvestre, "A simulation model for electromagnetic transients in lightning

protection systems," IEEE Trans. EMC, Vol. 44, No. 4, 539–534, 2003.

- [4] Grcev, L. and F. Dawalibi, "An electromagnetic model for transients in grounding systems," IEEE Trans. Power Delivery, No. 4, 1773–1781, Oct. 1990.
- [5] J. Zou, B. Zhang, J. Guo et J. Lee, "Efficient in evaluation of the [Z] matrix with method of moment in grounding analysis by using adaptive spatial sampling approach," IEEE Trans. Electromagnetic compatibility, Vol. 48, NO 1, February 2006.
- [6] Bridges, G. E., "Transient plane wave coupling to bare and insulated cables buried in a lossy half-space," IEEE Trans. EMC, Vol. 37, No. 1, 62–70, Feb. 1995.
- [7] Poljak, D. and V. Doric, "Wire antenna model for transient analysis of simple grounding systems, Part II the horizontal grounding electrode," Progress In Electromagnetic Research, PIEP 64, 149-166, 2006.
- [8] Olsen, R. G. and M.C. Willis, "A comparison of exact and quasi-static methods for evaluating grounding systems at high frequencies," IEEE Trans. Power Delivery, Vol. 11, No. 2, 1071–1081, April 1996.
- [9] Poljak, D, Electromagnetic Modelling of Wire Antenna Structures, WIT Press, Southampton, Boston, 2002.
- [10] NEC. Numerical Electromagnetic Code, 1992.

# Finite Element Analysis of Electrostatic Precipitator Performance

H. Nouri<sup>1,2\*</sup>, M. Aissou<sup>1</sup>, Y. Zebboudj<sup>1</sup>, N. Zouzou<sup>2</sup> and L. Dascalescu<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Génie Electrique de Bejaia (LGEB) Université de Bejaia, 06000, Algeria

<sup>2</sup>Institut Pprime, CNRS, ENSMA Université de Poitiers F86962 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France

\*E-mail address: [hm\\_nouri@yahoo.fr](mailto:hm_nouri@yahoo.fr)

**Abstract**—This paper aims at analysis of the monopolar ionized field in electrostatic precipitator (ESP). An iterative finite-element technique is used to solve Poisson's equation. We proposed the introduction of a potential corresponding to the critical minimum ionization field directly in the finite element formulation as a Dirichlet condition. The theoretical migration velocity is obtained by balancing the drag force with the Coulomb force or Electrostatic force acting on a particle. We used the model introduced by Cochet for predicting a particle charge. The model assumes that a particle of the same size attains an equivalent maximum amount of charge for a charging time equal to infinity. Particles influence the electrical field, flow field, electrical migration velocity, gas discharge, particle charge and collection efficiency.

**Keywords:** Corona discharge, Finite element method, Electric field, Particle velocity, collection efficiency.

## I. INTRODUCTION

The ESP operates in the three-step process: charging the particles under nonuniform very high electric field strength, collecting the charged particles on the collecting surface and cleaning the collected particles by washing the collecting electrode with liquid.

Corona discharge, as applied to electrostatic precipitators, is a gas discharge phenomenon associated with the ionization of gas molecules by high-energy electrons in a region of the strong electric field strength. The process of corona generation in the air at atmospheric conditions requires a nonuniform electrical field, which can be obtained by the use of a small diameter wire electrode and a plate or cylinder as the other electrode. An application of a high voltage to the wire results in a production of a high electric field, which reduces significantly with the increasing distant away from the surface of the wire. The reduced electric field near the collecting electrode thus helps to prevent an initiation of the electric arc or sparking

due to the electron bridging across the interelectrode spaces. In contrast to the wire-plate system, a uniform electric field is generated between two parallel electrodes, which is more likely to lead to an electrical sparkover due to no limitation of electron avalanche by the reduced electric field [1,2].

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, the current density and the theoretical migration velocity.

## II. MATHEMATICAL MODELLING OF ELECTROSTATIC PRECIPITATOR

The corona phenomenon are obtained from the following relations [3]

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

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

$$\vec{J} = \rho \cdot \mu \cdot \vec{E} \quad (3)$$

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

where  $\vec{E}$  is the electric field intensity vector (V/m),  $\rho$  is the space charge density (C/m<sup>3</sup>),  $\vec{J}$  is the current density vector (A/m<sup>2</sup>),  $\Phi$  is the electric potential,  $\epsilon_0$  is the permittivity of free space and  $\mu$  is the ion mobility ( $1.85 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ).

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  $\Phi$  and the space-charge density  $\rho$ , 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 Kaptzov's assumption [5]. For the conductor-to-two plane configurations,  $E_0$  is expressed in kilovolts per centimetre as

$$E_0 = \frac{U}{H \ln(H/r_0)} \quad (5)$$

where  $r_0$  is the conductor radius in centimetres,  $U$  is the applied voltage and  $H$  is the distance between the wire and the collector plate.

In the present analysis, the electric field at the surface of the coronation conductor,

$$E_{crit} = E_0 f_1(U/V_0) \quad (6)$$

where the function  $f_1$  is assumed to have the following form [2]:

$$f_1 = 1.1339 - 0.16678 \left(\frac{U}{V_0}\right) + 0.03 \left(\frac{U}{V_0}\right)^2 \quad (7)$$

In conductor-two planes configuration  $V_0$  is given as

$$V_0 = E_0 r_0 \ln(2H/r_0) \quad (8)$$

Solution of equations (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.

Many attempts have been made to solve the ionized field problem using the finite-element technique (FET) [1 - 4]. None of them included particle velocity in the solution of the describing equations. A few attempts have included particle charge but using other numerical techniques.

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 wire-two planes configuration has a Wire radius  $r_0$  and height  $H$  above the ground plane (see Fig. 1).

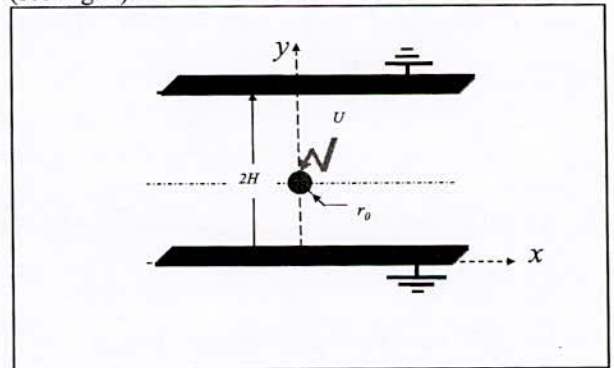


Figure 1. Electrostatic precipitator configurations

The proposed method of analysis is described in the following procedure (Fig.2).

The solution process involves the following steps:  
Step1: The first mesh is created in the absence of space charge and, therefore, the electric field is Laplacian.

Step 2

Solve via the finite-element method the Laplace equation for  $\Phi$  ( $\Delta\Phi = 0$ ). The potential at the  $j$ th boundary is expressed as

$$\Phi_i = \sum_{j=1}^{chg.number} C_{ij} q_j \quad (9)$$

where  $C_{ij}$  is the potential coefficient of the charge  $q_j$  at the  $j$ th 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  $i$ th point to the charge  $q_j$  and to its image.

Step 3

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  $\rho_e = \rho_0 \frac{H}{r_0} \frac{E_0}{E_{crit}}$  (12)

$$\rho_0 = [4\epsilon_0 V_s (U - V_s)] / [H^2 U (5 - 4(V_s/U))] \quad (13)$$

$$V_s = E_{cr} \cdot r_0 \ln \left[ \frac{\sinh(\pi H / a)}{\pi r_0 / a} \right] \quad (14)$$

and  $\theta_i$  is the angle at which the field line emanates at the wire surface [6].

Step 4

The evaluation of the space charge density. From the current continuity equation we can write

$$\nabla J = 0 \Rightarrow \nabla[\rho(\mu E)] = 0 \Rightarrow (\nabla \rho)(\mu E) + \rho \mu \nabla E = 0 \quad (15)$$

$$(1) \text{ and } (15) \Rightarrow \nabla \rho = \frac{-\rho^2}{\epsilon_0 E} \quad (16)$$

Along field lines, the Eq.16 becomes [7, 8]

$$\frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{-\rho^2}{\epsilon_0 E} \quad (17)$$

Integration of eq. 17 gives values of the space charge density along field lines. For the resolution of Eq.17, we used the Runge-Kutta method [9].

Step 5

Using the FEM, solve Poisson's equation, eq. 1. The potential  $\phi$  within each element is approximated as a linear function of coordinate:

$$\phi = \phi_1 w_1 + \phi_2 w_2 + \phi_3 w_3 \quad (18)$$

With 1, 2, and 3 representing the nodes of the element  $e$  Fig.3, and  $w$  is the corresponding shape function [10].

A functional  $R^e$  is for mulcted in the usual FEM:

$$R^e = - \int_A [W]^T \left[ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \rho / \epsilon_0 \right] dA \quad (19)$$

where  $A$  is the area of triangular element,  $[W]$  is the row vector containing the elements shapes functions.

Equation (19) is transformed into linear equation by minimizing the functional  $R^e$ , in the form:

$$[K] \cdot [\Phi] = \{F\} \quad (20)$$

where  $[K] = \sum_{e=1}^{Elt.Num} k_{ij}(e)$  (21)

$$\{F\} = \sum_{e=1}^{Elt.Num} f_i(e) \quad (22)$$

$$k_{ij} = \iint_{\Delta_e} \left[ \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial x} \right] dx dy \quad (23)$$

$$f_i = \sum_n \iint_{(e)_n} \frac{\rho_i}{\epsilon_0} N_i dx dy \quad (24)$$

$$N_i(x, y) = \frac{1}{2 \Delta_e} (a_i + b_i x + c_i y); i = 1, 2, 3. \quad (25)$$

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.

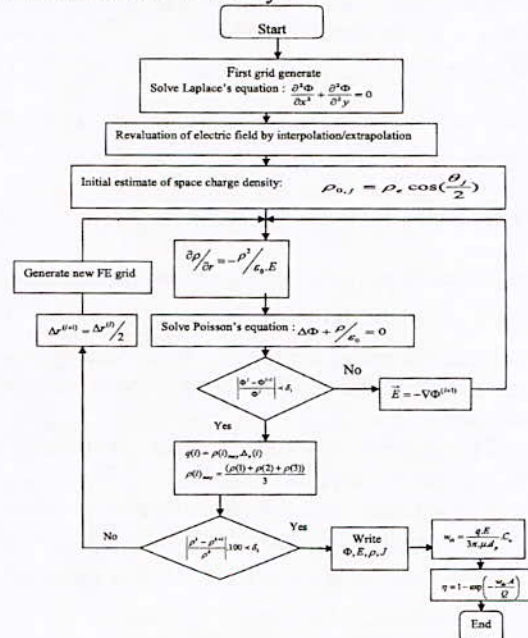


Figure 2. Flow chart of the solution method



Step 6

Calculate the electric field distribution from the potential using the interpolation/extrapolation method along each field line[11].

IV. PARTICLE CHARGING PHENOMENA

In intermediate range of particle sizes (0.1-1 μm), both diffusion and field charging mechanisms contribute significantly to charge on the particles leading to a more complex charging equation.

The theoretical analysis of field charging is generally made with three simplifying assumptions that are:

- 1) The particles are spherical,
- 2) The field from one particle does not modify that in the proximity of another particle,
- 3) The particles and ions are suspended in a region permeated by a constant electric field.

The first combined charging model introduced by Cochet (1961) for predicting charge on each particle is shown in Equation 26. The model assumes that a particle of the same size attains an equivalent maximum amount of charge (q) for a charging time equal to infinity[12,13].

$$q = \left[ \left( 1 + \frac{2\lambda}{d_p} \right)^2 + \left( \frac{2}{1 + 2\lambda/d_p} \right) \left( \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right) \right] \pi \epsilon_0 \cdot d_p^2 \cdot E \quad (26)$$

where λ is the mean free path of gas ions (m) and E is the pseudo-homogeneous electric field strength (V/m).

V. PARTICLE TRANSPORT PHENOMENA

The theoretical migration velocity is obtained by balancing the drag force with the Coulomb force or Electrostatic force acting on a particle. Under a steady-state condition and in the Stokes regime, the theoretical migration velocity is expressed by Equation 27 [13, 14].

$$w_{th} = \frac{q \cdot E}{3\pi \cdot \mu \cdot d_p} \cdot C_u \quad (27)$$

where C<sub>u</sub> is the Cunningham correction factor and μ is the gas dynamic viscosity (kg/m.s).

VI. CPLECTION EFFICIENCY

The model for collection efficiency, known as the Deutsch equation [15-16], Equation 28, is still

frequently used to predict the performance of precipitators due to its simplicity.

$$\eta = 1 - \exp\left(-\frac{w_{th} \cdot A}{Q}\right) \quad (28)$$

where w<sub>th</sub> is the migration velocity (m/s), A the area of the collecting electrode (m<sup>2</sup>) and Q the gas flow rate (m<sup>3</sup>/s).

VII. RESULTS AND DISCUSSION

The physical dimensions are wires height H = 5,0 cm, radius r<sub>0</sub> = 0,2 mm, with a base plane length of 20 cm. The ion mobility was set at μ = 1.85 × 10<sup>-4</sup> m<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup>. The surface factor η is equal to 1. The grid is generated from the intersection of field lines with equipotential contours see Fig.3. This is called field mapping.

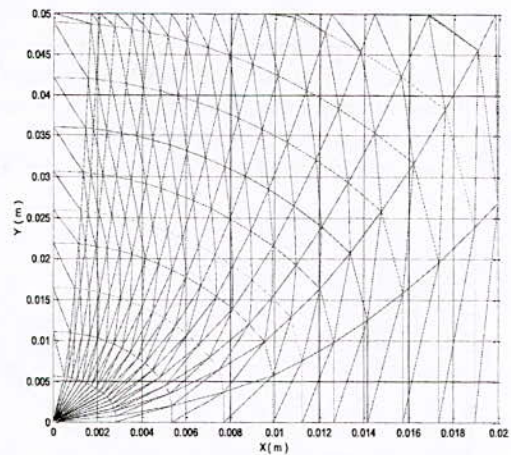


Figure 3 . Generated grid for a precipitator.

The distribution of electric field is shown in Fig. 4.

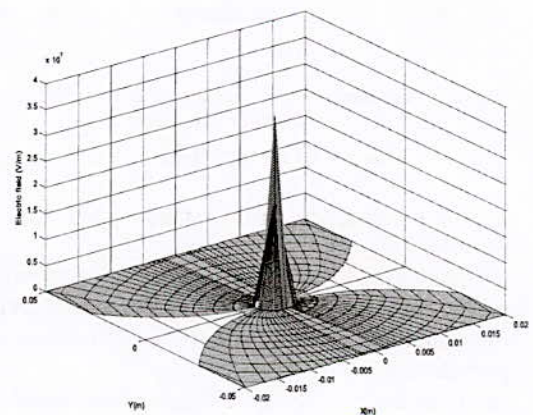


Figure 4. Distribution of electric field for 30 kV.

The calculated distributions of electric field at the ground plane are shown in figures 5.

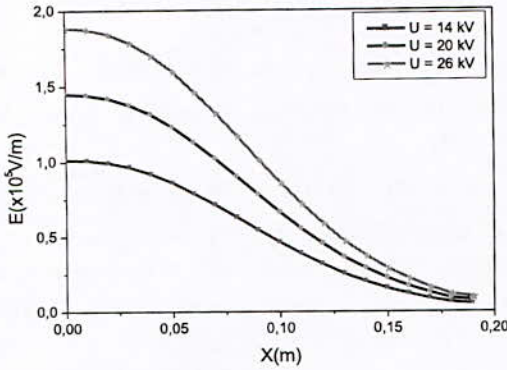


Figure 5. Electric field at the ground plane for different distance and different voltage in Computational.

In this study, the pseudo-homogeneous electric field strength representing a rough estimate of the real electrical state in the ESP was used for calculating the particle charge (figure 6), the particle theoretical migration velocity (figure 7) and collection efficiency (figure 8) in all the tested models.

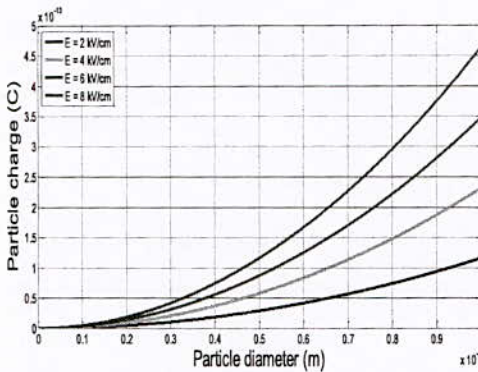


Figure 6. Variation of particles charge with diameter for different values of electric field

$$(\lambda = 0,065 \mu\text{m}, \epsilon_r = 4,5, T = 20^\circ\text{C})$$

The significance of the relationship (27) is as follows [15]:

- (a) As the limiting charge on the particle is proportional to the radius squared, theoretically the migration velocity of the particle will increase with particle size.
- (b) Because the electric field is proportional to the applied voltage, the theoretical migration velocity is proportional to the voltage squared.

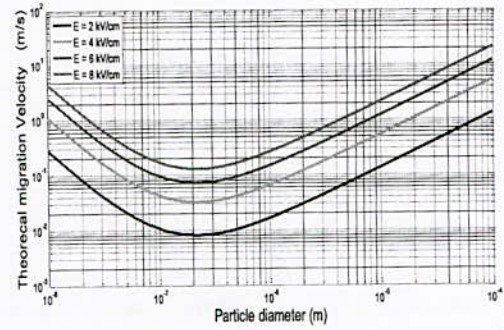


Figure 7 Variation of migration velocity with the size of particles ( $\lambda = 0,065 \mu\text{m}, \eta = 1,85 \times 10^{-5} \text{ kg/m.s}$  et  $T = 20^\circ\text{C}$ ).

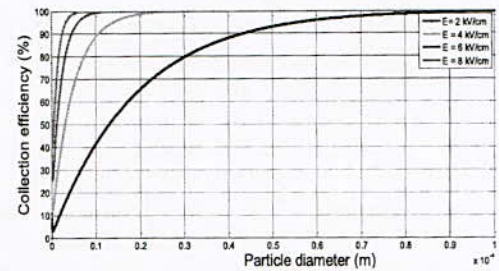


Figure 8 Variation of Collection efficiency with the size of particles and electric field.

The Cochet charging equation assumes the charging time to be infinity, which may not be realistic in this experiment where the residence time is 0.1 s, therefore more likely leading to an over prediction of the collection efficiency for particles smaller than 40 nm. The measured values are substantially higher than the predicted values using the original Deutsch equation with the Robinson charging assumption for particles of all sizes. However, the model results show the same trend of the collection efficiency as a function of particle diameters as that obtained from the measurement. The predicted values using the laminar model with Robinson assumption show better agreement with the measured values for particle diameters less than 40 nm.

### VIII. CONCLUSION

In the present work, the finite element method is shown to be uniformly applicable to all the equations describing the problem of electric field in corona devices. Using the Newman and Dirichlet boundary conditions method enables quadratical convergence of steady-state solutions such that they are obtained in a few steps.

The proposed numerical computation takes into account the thickness of the ionisation region whereas previous works of this problem ignored this parameter. We integrate the potential correspondent to the minimum ionization field directly in the formulation of the FEM on the border of the ionization region, which reduces the algorithm computation.

The electric field vector is the sum of the field due to the voltage applied at the transmission line plus the field contribution of the continuous space charge distribution. The predicted results indicate that the particles were pushed away from the discharge electrode towards the collecting wall due to the effect of corona winds, which is consistent with the actual particle concentration profile displayed in the photograph reported by previous studies. It will be appreciated from this fundamental approach that the operation of an electrostatic precipitator is dependent on having a voltage high enough to produce an electric field in order to precipitate the particles and have sufficient current capability to satisfy ion production for the initial charging of the particles.

#### REFERENCES

- [1] L. Zhao, K. Adamiak, "EHD flow in air produced by electric corona discharging in pin-plate configuration", *Journal of Electrostatics*, 63, 2005, p.p. 337-350.
- [2] Abdel- Salam M. and AL- Hamouz, Analysis of Monopolar Ionized Field as influenced by Ion Diffusion, *IEEE Transactions on industry applications*, vol. 31, No. 3, 1995.
- [3] A.J.Medelin, R.Morrow, C.A.J.Fletche, A pseudotransient approach to steady state solution of electric field-space charge coupled problems, *Journal of Electrostatics* 43, 1997.
- [4] Z. M. Al- Hamouz, A combined algorithm based on finite elements and a modified method of characteristics for the analysis of the corona in wire duct Electrostatic precipitators, *IEEE Transactions on industry applications*, vol. 38, No. 1, 2002.
- [5] N. A. Kaptzov, *Elektricheskie inlventia v gazakh i vakuumme*, OGIZ, Moscow, p.p. 587 – 630, 1947.
- [6] Abdel Salam M., Wiitanen D., Calculation of corona onset voltage for duct- type precipitators, *IEEE Trans. On ind. App.* Vol. 29, N° 2, 1993.
- [7] H. Yala, A. Kasdi, Y. Zebboudj, Analysis of current and electric field distributions beneath a positive DC wire-to-plane corona, *The European Physical Journal AP*, 21, 2003, p.p. 45-
- [8] K. Adamiak, Adaptative approach to finite element modelling of corona fields, *IEEE Transactions on industry applications*, vol. 30, No. 2, 1994.
- [9] L. M. Skvortsov, Diagonally implicit Runge-Kutta methods for stiff problems, *Computational mathematics and mathematical physics*, Vol. 46, No. 12, p.p. 2110 – 2123, 2006.
- [10] H. Nouri, Y. Zebboudj, Analysis of positive corona in wire-to-plate electrostatic precipitator. *The European Physical Journal, Applied Physics* 49, 11001, 2010.
- [11] N. Oussalah, Y. Zebboudj, Negative corona Computation in air, *Engineering with computers*, Springer, 2006, 21, p.p. 296- 303.
- [12] P. Saiyasitpanich, Control of Diesel Particulate and Gaseous Emissions Using a Single-Stage Tubular Wet Electrostatic Precipitator, Thesis of University of Cincinnati, 2006.
- [13] W. C. Hinds, *Aerosol technology: Properties, Behavior and Measurement of airborne particles*, 2<sup>nd</sup>Eddition, John Wiley 1Sons, Inc., New York, 1999.
- [14] J. S. Chang, A. J. Kelly, J. M. Crowley, *Handbook of electrostatic processes*, Marcel Dekker, Inc., New York, USA, 1995, p.p. 481 – 507.
- [15] K. Parker, *Electrical Operation of Electrostatic Precipitators*, IET Power and energy series 41, London, United Kingdom, First published 2003, Reprinted 2007, p.p. 21 – 37.
- [16] A. Mizuno, "Electrostatic precipitation", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 7, pp. 615-624, 20 A. Mizuno, "Electrostatic precipitation", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 7, pp. 615-624, 2000.

# Behavior of Lightning Electromagnetic Fields Radiation with the Return Stroke Current Parameters Consideration

<sup>1</sup>N. M'ZIOU, <sup>2</sup>L. MOKHNACHE, <sup>3</sup>A. BOUBAKEUR, <sup>4</sup>R. KATTAN

<sup>1</sup>Dépt. of Electrical Engineering .Mohamed Khider University. Biskra. Algeria

<sup>2</sup>Dépt. of Electrical Engineering. Hadj Lakhdar University. Batna. Algeria.

<sup>3</sup>Laboratoire de Recherche en Electrotechnique, LRE, Ecole Nationale Polytechnique, Algiers. Algeria

<sup>4</sup>Dept. of Physics Faculty of Science, Lebanese University. Lebanon

E-mail: [mziou\\_nas@yahoo.fr](mailto:mziou_nas@yahoo.fr)

## ABSTRACT

The aim of this paper is the computation of electromagnetic fields radiated by lightning witch is necessary in order to protect effectively the electrical and electronic systems against disturbances caused by this kind of discharges. In this paper we propose a hybrid method to evaluate the electromagnetic field associated to lightning return stroke current. This method is the combination of the images method and finite difference time-domain (FDTD) method. We calculate first, the magnetic field with images method (using the Simpson integration numerical method), and, secondly, the electric field based partially on the FDTD method. The lightning return stroke current is modeled by the engineering models. In this study we compare five lightning return stroke current models, namely the Transmission Line (TL) model, the Modified Transmission Line with exponential decay (MTLE) model, the Modified Transmission Line with linear decay (MTLL) model, Traveling current Source (TCS) model, and Bruce and Gold model (BG) model by assuming a common current wave shape at the channel base. In this work we have presented the influence of the variable speed of the return stroke current and the variable factor  $\lambda$  of the MTLE model on the computation of lightning electromagnetic field.

**Keywords:** Lightning return stroke, Engineering model, current parameters, lightning electromagnetic field.

## 1. INTRODUCTION

In recent years, significant progress has been achieved in modeling the lightning discharge [1] in the return-stroke channel, the field-to-transmission line coupling, and to some extent, also in nonlinear protection element modeling. The computation of the electromagnetic fields radiated by lightning involves [2]:

- a. Modelling the lightning return stroke which specifies the spatial-temporal distribution of the current along the lightning channel.
- b. Computation of the produced electric fields, including the influence of finite ground conductivity.

Assuming a perfectly-conducting ground, the computation of the electromagnetic fields problem can be greatly simplified. The components of the electric and the magnetic fields at the location  $P(r,\phi,z)$ , as shown in Fig. 1, produced by a short vertical section of infinitesimal channel  $dz'$  at height  $z'$  carrying a time-varying current  $i(z', t)$  can be computed in the time domain using the following relations [3].

$$dE_r(r, \phi, z', t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau + \frac{3r(z-z')}{cR^4} i(z', t - \frac{R}{c}) - \frac{r(z-z')}{c^2R^3} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \right] \tag{1}$$

$$dE_z(r, \phi, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau + \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i(z', t - \frac{R}{c}) - \frac{r^2}{c^2R^3} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \right] \tag{2}$$

Table 1. P(z') and v\* for Different Return-Stroke Models

$$dH_{\phi}(r, \phi, z, t) = \frac{dz'}{4\pi} \left[ \frac{r}{R^3} i(z', t - \frac{R}{c}) + \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \right] \tag{3}$$

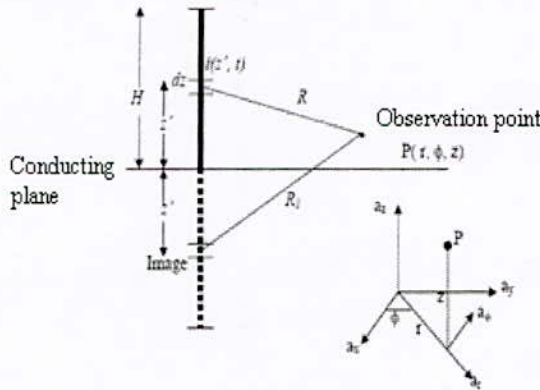


Figure 1. Geometrical parameters used in calculating return stroke fields.

2. LIGHTNING RETURN STROKE MODELING

The expression “lightning return stroke model” is generally used to describe a specification of the time and height dependent current in the return stroke channel to make possible the calculation of resultant remote electromagnetic fields [1]. The return stroke channel is here considered as a straight vertical antenna, as shown in Fig.1. In this work the lightning return stroke is modeled by the engineering models specially the five famous models which are the Bruce-Golde (BG) model [4], the transmission line (TL) model [5], [6], the modified transmission line (MTL) model [7] which contains two modifications; the MTLE model and the MTLL model and the travelling current source (TCS) model. Rakov and Uman in [8] expressed the engineering models by the following generalized current equation:

$$i(z', t) = u(t - z'/v_f) P(z') i(0, t - z'/v) \tag{4}$$

Where *u* the Heaviside function is equal to unity for  $t \geq z'/v_f$  and zero otherwise,  $P(z')$  is the height-dependent current attenuation factor, and  $v$  is the current speed. These parameters are mentioned in Table 1

Model	P(z')	v*
BG	1	$\infty$
TL	1	v
TCS	1	-c
MTLL	$1 - z'/H_{tot}$	v
MTLE	$\exp(-z'/\lambda)$	v

$i(0, t)$  is the channel base current which is represented by two functions of Heidler:

$$i(0, t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1 + (t/\tau_{11})^{n_1}} \exp(-t/\tau_{12}) + \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1 + (t/\tau_{21})^{n_2}} \exp(t/\tau_{22}) \tag{5}$$

$$\eta_1 = \exp(\tau_{11} / \tau_{21}) (n_1 \tau_{12} / \tau_{22})^{1/n_1}$$

Where  $I_{01}, I_{02}, \tau_{11}, \tau_{12}, \tau_{21}, \tau_{22}$  are constants.

In Table 2 we list the parameters of the Heidler function

TABLE-2: CHANNEL BASE CURRENT PARAMETERS [8].

$I_{01}$ (KA)	$\tau_{11}$ ( $\mu$ s)	$\tau_{21}$ ( $\mu$ s)	$n_1$	$I_{02}$ (KA)	$\tau_{12}$ ( $\mu$ s)	$\tau_{22}$ ( $\mu$ s)	$n_2$
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

Where the factor  $\lambda$  is the decay constant,  $z'$  is the coordinate directed along the channel.

Fig. 2 represents the time-variation of channel base current Fig. 3 represents the temporal current distribution along the lightning channel for the four models.

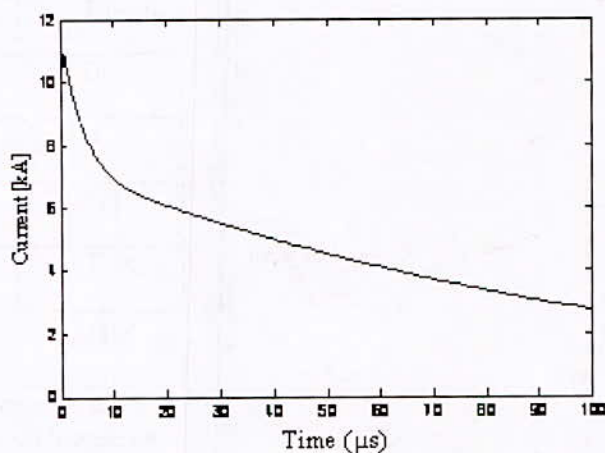


Figure 2. Time-variation of the channel base current

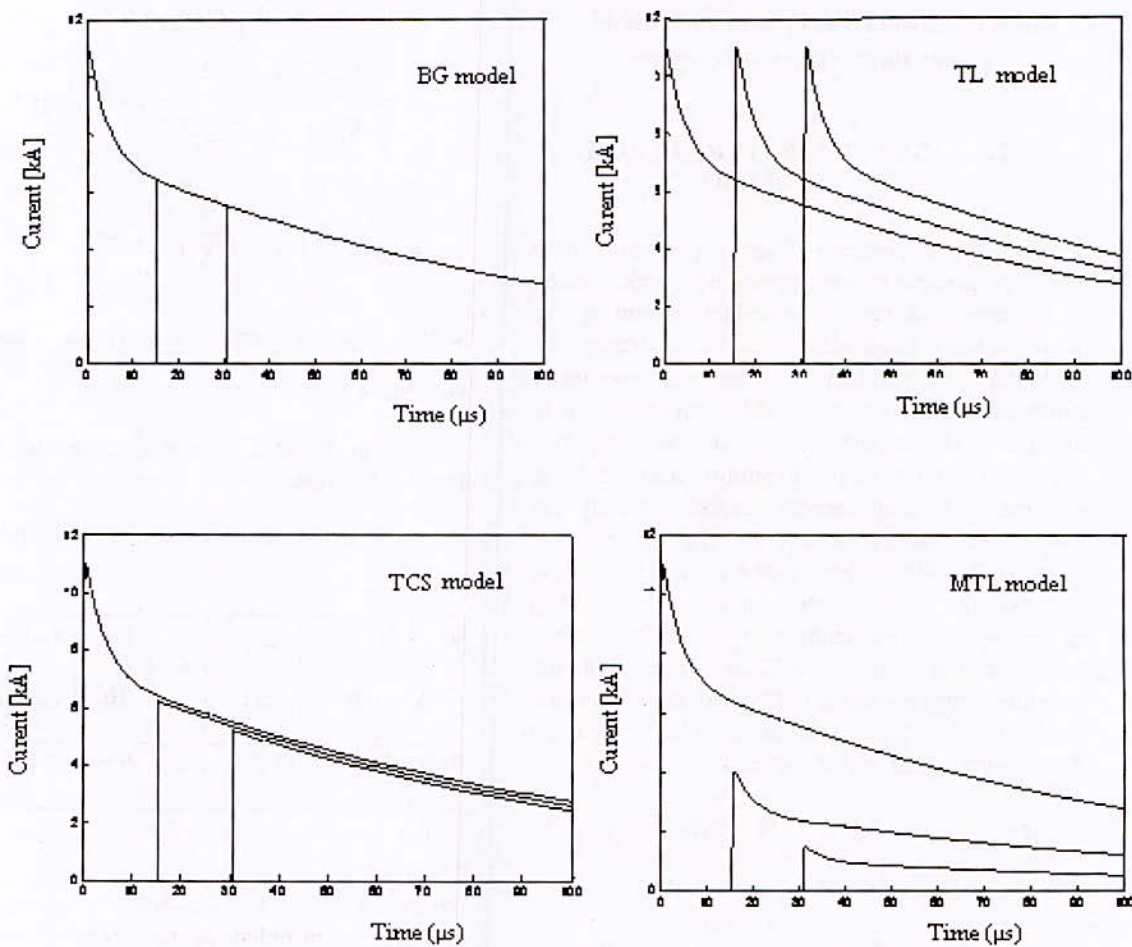


Figure3. Temporal current distribution along the lightning channel.

The magnetic flux density is obtained by integrating (3) by the use of the Simpson method. The images theory is then applied. The electric field is calculated by a simplified approach based on the FDTD method [3]. It's given by the following expression:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \left( \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = \mu \left( \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \tag{6}$$

The electric field is given by the following expressions:

$$E_z \left( m, n, p, k + \frac{1}{2} \right) = E_z \left( m, n, p, k - \frac{1}{2} \right) + \frac{c^2 \Delta t}{\delta \ell} [B_y(m, n+1, p, k) - B_y(m, n-1, p, k) + B_x(m, n, p-1, k) - B_x(m, n, p+1, k)] \tag{7}$$

$$E_x \left( m, n, p, k + \frac{1}{2} \right) = E_x \left( m, n, p, k - \frac{1}{2} \right) + \frac{c^2 \Delta t}{\delta \ell} [B_x(m, n, p+1, k) - B_x(m, n, p-1, k) + B_y(m-1, n, p, k) - B_y(m+1, n, p, k)] \tag{8}$$

$$E_y \left( m, n, p, k + \frac{1}{2} \right) = E_y \left( m, n, p, k - \frac{1}{2} \right) + \frac{c^2 \Delta t}{\delta \ell} [B_x(m+1, n, p, k) - B_x(m-1, n, p, k) + B_z(m, n-1, p, k) - B_z(m, n+1, p, k)] \tag{9}$$

Thus, the electric field is calculated at instant  $(k + 1/2)$  taking into account the electric field at instant  $(k - 1/2)$ . In order to avoid numerical instabilities, the time increment should be bounded by the grid size values. A typical choice of  $\Delta t$  is  $\Delta t \leq \Delta l / 2c$  and  $\Delta l < \lambda e$ , where  $\lambda e$  is the wavelength.

Figures 4 and 5 represent the electric and the magnetic field radiated by lightning obtained by the hybrid method for the MTLE return stroke current model, the factor  $\lambda = 2$  km, the return stroke current speed is  $1.5 \cdot 10^8$  m/s. These parameters are used in all simulation

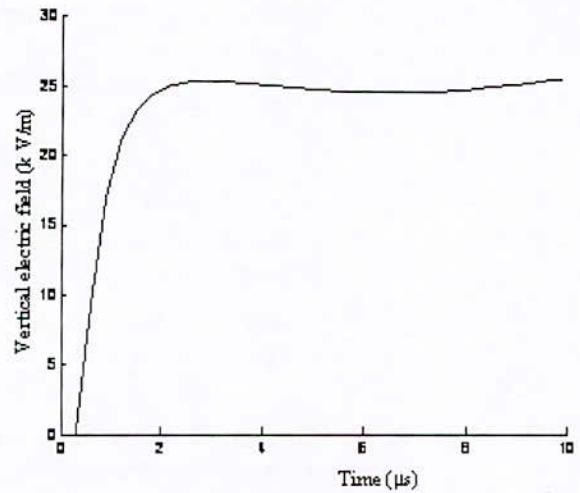


Figure 4. Vertical electric field obtained by the hybrid method for  $r = 50$  m

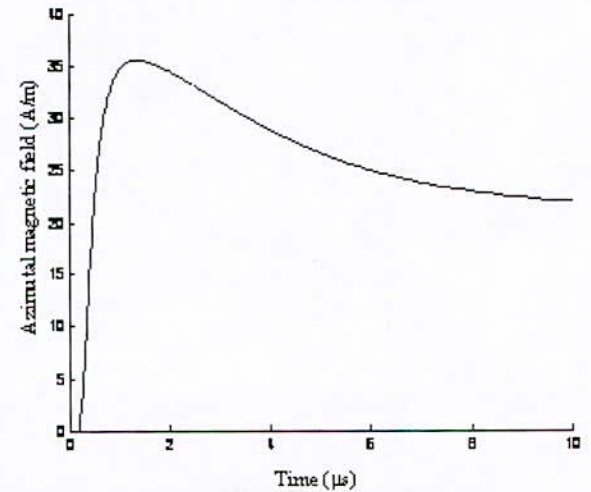


Figure 5. Magnetic field obtained by the hybrid method for  $r = 50$  m

### 3. INFLUENCE OF THE LIGHTNING RETURN STROKE CURRENT PARAMETERS

In this simulation we have used lightning return stroke parameters listed in Table 2 and we have study the influence of the current speed, the factor  $\lambda$  and finally the influence lightning return stroke model.

#### 3.1. Influence of return stroke current speed

We consider the MTLE model for current modeling with variable speed. Figures 6 and 7 illustrate the influence of the speed

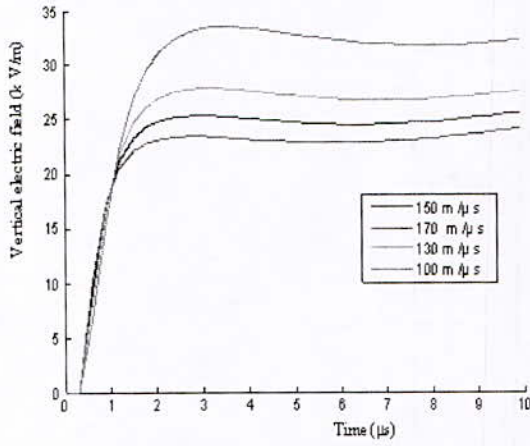


Figure 6. The influence of return stroke current speed for the vertical electric field.

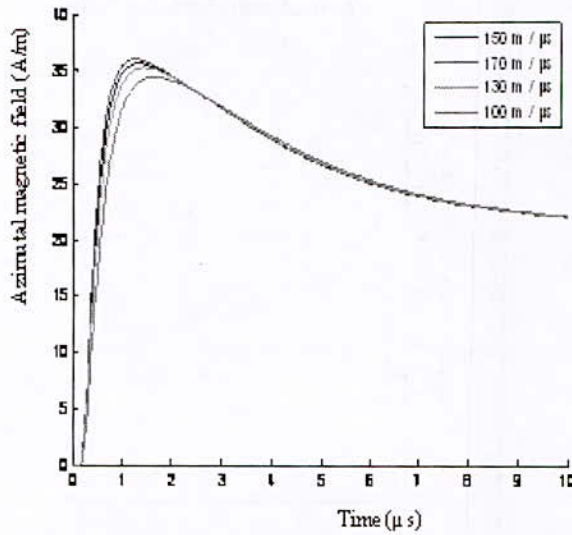


Figure 7. The influence of return stroke current speed for the azimuthal magnetic field

We observe that the speed variation of the return stroke current does not affect the azimuthal component of magnetic field: the ways of the magnetic field are very close but the vertical electric field is affected. The figure 6 shows that the vertical electric field is greater when the speed of the return stroke is less than the speed of light. Thus the rise time of the electric field increases slightly as the speed of the return stroke decreases.

3.2. Influence of the factor  $\lambda$

We consider the MTLE model for current modeling with variable  $\lambda$ . Figures 8 and 9 illustrate the influence of the factor  $\lambda$ .

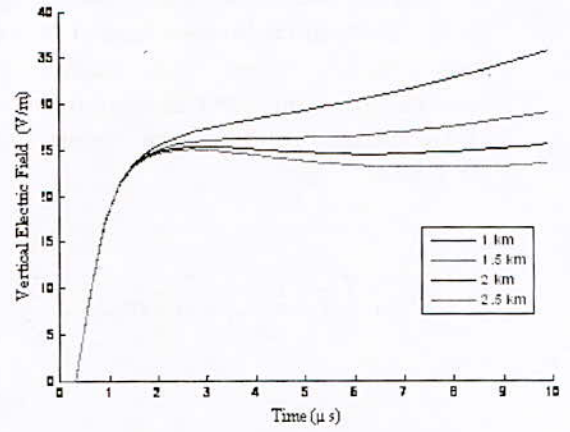


Figure 8. The influence of the factor  $\lambda$  of the current for the vertical electric field.

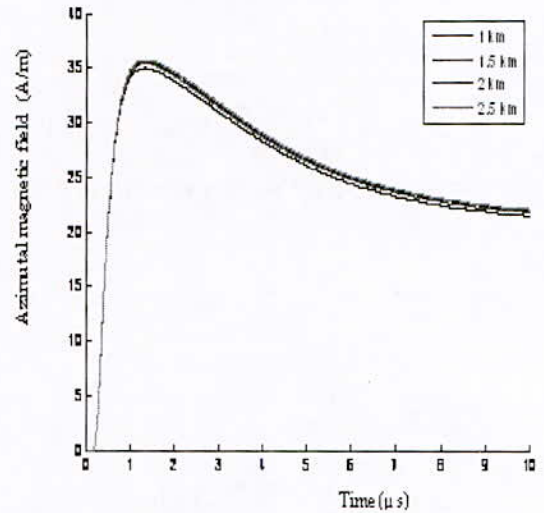


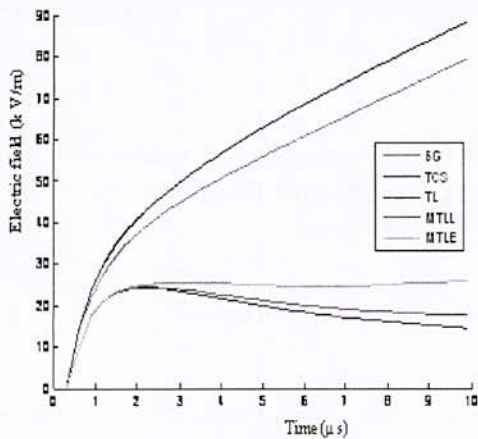
Figure 9. The influence of the factor  $\lambda$  of the current for the azimuthal magnetic field

We can observe also that the variation of the factor  $\lambda$  does not affect the magnetic field but the vertical component of the electric field is little influenced.

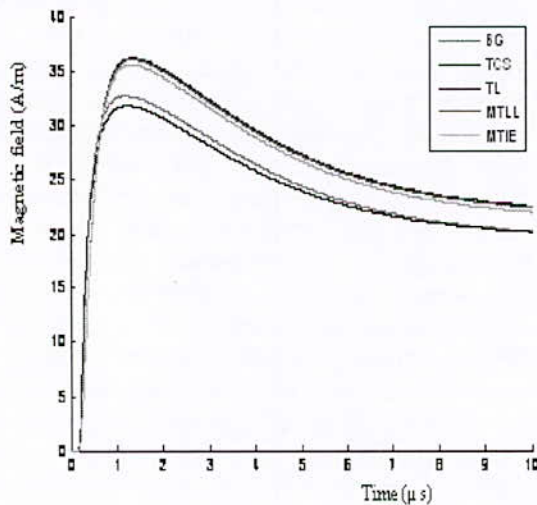
3.3. Influence of the lightning return stroke model

In order to study the influence of the return stroke current model on the electromagnetic field radiated by lightning, we have used the five current models cited in this work. The results are illustrated in figures 10 and 11





**Figure 10. The influence of the current return stroke model for the vertical electric field**



**Figure 11. The influence of the current return stroke model for the azimuthal magnetic field.**

Through the figures 10 and 11 we note that the electromagnetic field obtained by the TL, MTLL, MTLE are similar and already predict the measured electromagnetic field. For this reason these models are adopted in study of the interaction of lightning with electric systems.

#### 4. CONCLUSION

In this work we have used the hybrid method for the computation of the electromagnetic field. The lightning return stroke is modelled by the TL model, MTLL model, MTLE model, BG model, and the TCS model.

The hybrid approach makes a good alternative for the calculation of the nearest electromagnetic field radiated by the lightning channel since it allows the calculation of the electric field by the FDTD method without concern of the memory capacity problem and the calculation precision, which depends only on a good choice of the calculation steps. From the simulation results obtained we concluded that:

- The waveform of the magnetic field is similar to the shape of the current at the base of the channel, which means that the magnetic field is dominated by the component of induction
- The rise time of the electric field increases slightly as the speed of the return stroke decreases.
- The variation of the factor  $\lambda$  does not affect the magnetic field but the vertical component of the electric field is little influenced.

The vertical electric field is greater when the speed of the return stroke is less than the speed of light.

#### 5. REFERENCES

- [1] M. Ianoz, Review of New Developments in the Modeling of Lightning Electromagnetic Effects on Overhead Lines and Buried Cables, *IEEE Trans. Electromag. Compat.* (2007), Vol. 49, no. 2, pp. 224–236.
- [2] P.D. Kannu, M.J. Thomas; Computation of radiated electromagnetic fields from a lightning return stroke, proceedings of INCEMIC (2003), 129-137
- [3] N.M'ziou, L.Mokhnache, A.Boubakeur, R. Kattan' Validation of the Simpson-FDTD Method for Evaluating the Electromagnetic Field in the Vicinity of the Lightning Channel Initiated at Ground Level', *IET, Transmission, Generation and Distribution* (2009), vol.3, N°3, pp.279-285.
- [4] C. Gomes, V. Cooray, "Concepts of lightning return stroke models," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* (2000), Vol. 42, No. 1, pp. 82-96.
- [5] M. A. Uman, D. K. Mclain, "Magnetic field of the lightning return stroke," *Journal of Geophysical Research* (1969), Vol. 74 No. D28, pp. 899-910.
- [6] C. Nucci et al., "Lightning return stroke current models with specific channel-base current: a review and comparison," *Journal of Geophysical Research* (1990), Vol. 95, No. D12, pp. 20,395-20,408.
- [7] V. A. Rakov and A. Dulzon, "Calculated electromagnetic fields of lightning return stroke", *Tekhnicheskaya Electrodinamika* (1987), n°1, pp 87-90.
- [8] 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* (1998), Vol. 40, No. 4, pp. 403-426.

## Overview of the Electromagnetic Fields in the Immediate Vicinity of a Lightning Return Stroke - Influence of the Ground Conductivity-

Abdenbi Mimouni<sup>1</sup> and Zin-eddine Azzouz<sup>2</sup>

<sup>1</sup>University Ibn Khaldoun Tiaret, Laboratoire de Génie Electrique et des Plasmas

<sup>2</sup>University of Science and Technology of Oran, LDEE Laboratory

**Abstract:** In this paper, we present an analysis of the electromagnetic fields originated by a lightning return stroke at very close distance range (50 m). The components of the electromagnetic fields are evaluated for observation points above and below the ground plane characterized by a finite conductivity. The computations are obtained by solving Maxwell's equations using a Finite Difference Time Domain (FDTD) method, in which the return stroke channel is appropriately included and represented using engineering models. The results are compared with other exact and approximate numerical methods available in the literature.

**Key Words:** Lightning electromagnetic fields, FDTD, Electromagnetic Compatibility.

### 1. Introduction and Theoretical Background

Lightning is a major source of electromagnetic radiation that interferes with modern electronic and communication systems and can damage a wide range of apparatus [1]. Accurate knowledge of lightning electromagnetic pulse (LEMP) is essential in determining the threat level for a sensitive system, in order to achieve an efficient design of protection systems and for determining electromagnetic compatibility requirements of telecommunication systems (e.g. [1-3]).

In 1966, Baños [4] treated the complete problem of the electromagnetic radiation of a dipole over a finitely conducting half space by determining the solution of Maxwell's equations for both media in accordance with the boundary conditions on the air-ground interface. The resulting equations of magnetic and electric fields are given in the frequency domain and are in terms of slowly converging integrals (Sommerfeld integrals). To determine the transient electromagnetic fields, an inverse Fourier transformation is needed. Therefore, the direct use of these equations can be very costly in terms of computation time [5]. The problem is greatly simplified if one assumes a perfectly-conducting ground. In that case, the components of the electric and magnetic fields can be computed using simpler equations and directly in the time domain [6-7]. The presence of the perfectly conducting ground is taken into

account by replacing the ground by an equivalent image. For distances not exceeding several kilometers, the perfect ground conductivity assumption is considered to be a reasonable approximation for the vertical component of the electric field and for the azimuthal magnetic field (e.g. [8-9]). However, the horizontal (radial) component of the electric field radiated by lightning is appreciably affected by the finite ground conductivity. Although the intensity of the horizontal field component is generally much smaller than that of the vertical one, within the context of certain field-to-transmission line coupling models (e.g. [10]), this component plays an important role and thus, its calculation requires the use of the rigorous expressions or at least reasonable approximations of those. One of the approximations proposed in the literature, which appears to be one of the simplest and most accurate, is the Cooray-Rubinstein formula [9]. The Cooray-Rubinstein formula has been shown to produce satisfactory approximation to the horizontal electric field for some significant cases [8-9, 11]. Wait [12] developed an exact evaluation of the horizontal electric field and showed how and under what conditions it reduces to the Cooray-Rubinstein expression. Recently, Cooray [13] proposed a simple modification of the Cooray-Rubinstein formula weakening the contribution of the radiation component of the horizontal electric field.

In the last years, modern underground power and communication systems have also become more sensitive to the effects of the lightning electromagnetic fields. As a result, a great deal of attention has been devoted recently to the problem of evaluating lightning electromagnetic fields inside a finitely conducting ground and their coupling with buried structures. General expressions for the fields radiated by an elementary dipole inside the ground have also been derived by Baños [4]. As for the case of above-ground fields, the direct use of these equations can be very costly in terms of computation time. In 2001, Cooray [14] has proposed simplified expressions for radiated electric field inside the ground, as a function of the electric field at the air-soil interface. Petrache et al. [15]

evaluated the accuracy of the Cooray simplified expression by comparing it to the 'exact' solutions published by Zeddami [16]. They concluded that the Cooray formula is capable of predicting accurately the horizontal electric field penetrating the ground, at distances as close as 100 m [15]. More recently, Delfino et al. [17] have developed an efficient algorithm for the exact evaluation of the underground lightning electromagnetic fields. The algorithm was used to test the validity of the Cooray formula and it was shown that predictions of the Cooray formula are in good agreement with exact solutions for large values of ground conductivity (0.01 S/m). However, for poor conductivities (0.001 S/m or lower), it was found that the Cooray expression yielded less satisfactory results, especially for the late time response.

The aim of this paper is to present an overview of the electromagnetic field in the immediate vicinity of a lightning channel, above and under a ground surface of finite conductivity. The Maxwell's equations for the electromagnetic fields are solved by applying the Finite Difference Time Domain (FDTD) technique.

The first FDTD algorithm was introduced to the electromagnetic community by Yee [18] in 1966. Since its appearance, this technique has become a very important tool in computational electromagnetics [19]. The algorithm was then refined and used by many authors in different areas involving electromagnetic wave scattering both in the time and frequency domains, aperture coupling, electromagnetic interaction with biological tissues, electromagnetic pulse coupling and microwave circuit design [20], and so on. This method 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 [20].

Compared with traditional approaches for the evaluation of electromagnetic fields in the vicinity of lightning channel, FDTD has the advantage of being easily implemented in computer codes [21], and, further, the ground finite conductivity is taken into account in a straightforward way.

To our knowledge, the one-dimensional FDTD method has been widely applied to the analysis of the induced overvoltages on overhead transmission lines by indirect lightning return strokes (e.g. [22]). However, only a few studies have applied it to the analysis of lightning electromagnetic fields. Sartori et al. [1] have proposed a hybrid method based partially on FDTD technique for the near electric field calculation. The magnetic field is determined first analytically, assuming the spatial-temporal distribution of the current in each

radiating dipole to be a step function. In 2004, Yang et al. [2] have also used FDTD to compute electromagnetic fields in the vicinity of a return stroke. Their FDTD approach has been used as a reference to test the validity of the quasi-image method and Cooray-Rubinstein formula. Baba and Rakov [23], [24] have used the FDTD method to study the mechanisms of current wave propagation along vertical conductors [23] and to reproduce reduced-scale experiments [24].

The paper is organized as follows: in Section 2, the method for the calculation of lightning electromagnetic fields under and above a finitely conducting ground is presented. In Section 3, simulations are presented and the results are discussed. Finally, some conclusive remarks are presented in Section 4.

## 2. Proposed method

### 2.1 Electromagnetic field calculation

The electromagnetic fields generated by lightning are computed using the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method [18]. 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 [2, 25-26].

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 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 [27].

The FDTD algorithm requires specific considerations. The grid size should be a fraction of wavelength. In addition, to avoid numerical instabilities, the time increment should be determined satisfying the Courant stability criterion [2], namely  $\Delta t \leq \min(\Delta r, \Delta z) / 2c$ . The function  $\min(\Delta r, \Delta z)$  gives the minimum value between  $\Delta r$  and  $\Delta z$ .

### 2.2 Representation of the lightning return stroke current distribution

Many models have been proposed to describe the behaviour of lightning and predict its effects. Rakov and Uman [28] have classified a number of frequently used return stroke models into 4 classes. Among all classes of models, engineering models have been most widely used

in analyzing lightning-induced voltages with “field-to-line coupling” models, for that reason, these models will be used in this study and briefly presented in this section. A number of the engineering models can be expressed by only one expression,

$$i(z',t) = u\left(t - \frac{z'}{v_{rs}}\right) P(z') i\left(0, t - \frac{z'}{v^*}\right) \tag{01}$$

where  $i(z',t)$  is the channel current at an arbitrary height  $z'$  and an arbitrary time  $t$ ,  $i(0,t)$  is the channel-base current (see figure 1);  $u$  the Heaviside function,  $P(z')$  the height-dependent current attenuation factor,  $v_{rs}$  the return-stroke speed, an  $v^*$  the current-wave propagation speed.

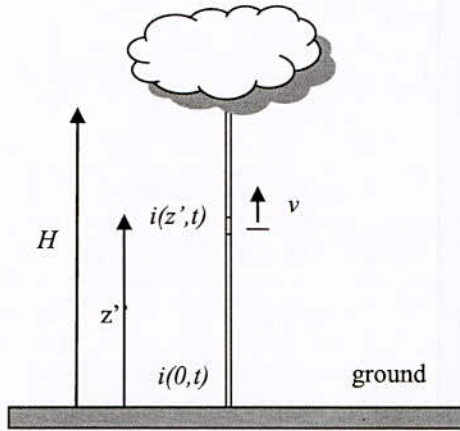


Figure 1: lightning channel geometry

Expressions for the function  $P$  and  $v^*$  are given in Table I, for various engineering models [28].

Table I:  $P(z')$  AND  $v^*$  for five engineering models (from [28])

Model	$P(z')$	$v^*$
TL	1	$v_{rs}$
MTLL	$(1 - z'/H)$	$v_{rs}$
MTLE	$\exp(-z'/\lambda)$	$v_{rs}$
BG	1	$\infty$
TCS	1	$-c$

$H$  is the height of the lightning channel.

$\lambda$  is a decay constant.

$c$  is the light velocity

In engineering models, parameters of the channel-base current are inputs of the model which makes this feature of interest in the whole return stroke modeling

process. The analytical expression usually adopted is the one proposed by Heidler [29] and in order to reproduce a particular return stroke waveform, often a combination of two Heidler’s functions is used:

$$i(0,t) = \sum_{j=1}^2 i_j(0,t) \tag{02}$$

$$i_j(0,t) = \frac{I_{0j}}{\eta_j} \frac{(t/\tau_{j1})^{n_j}}{1 + (t/\tau_{j1})^{n_j}} \exp(-t/\tau_{j2}) \tag{03}$$

$$\eta_j = \exp\left[ \left( -\frac{\tau_{j1}}{\tau_{j2}} \right) \left( n_j \frac{\tau_{j2}}{\tau_{j1}} \right)^{1/n_j} \right] \tag{04}$$

where:  $I_{0j}$  is the amplitude of the current  $i_j(0,t)$ ,  $\tau_{j1}$  the front time constant,  $\tau_{j2}$  the decay time constant,  $n_j$  an exponent having values between 2 to 10,  $\eta_j$  the amplitude correction factor.

3. Simulation results

Table II presents the parameters of the Heidler’s functions corresponding to typical subsequent return strokes, according to the experimental data by Berger et al. [5]

Table II: parameters of the channel base current

I01 (kA)	$\tau_{11}$ ( $\mu$ s)	$\tau_{12}$ ( $\mu$ s)	$n_1$	I02 (kA)	$\tau_{21}$ ( $\mu$ s)	$\tau_{22}$ ( $\mu$ s)	$n_2$
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2	230	2

The simulation parameters are:

$H=8000$  m [30], the MTLE decay constant  $\lambda=2000$  m [31],  $c=300$  m/ $\mu$ s,  $v_{rs}=150$  m/ $\mu$ s. The FDTD space and time steps are:  $\Delta r=0.5$  m,  $\Delta z=0.5$  m,  $\Delta t=0.5$  ns.

The ground relative permittivity is set to 10 for all the simulations.

3.1 Underground fields

First, our FDTD approach was tested by comparing the results with those obtained by using an algorithm for the exact evaluation of the underground lightning electromagnetic fields proposed by Delfino et al. [17]. Figures 2 to 5 present waveforms of the horizontal electric field at a distance of 50 m from the channel, and considering different underground depths (5 or 10 m) and different ground conductivity (0.01 and 0.001 S/m). The adopted model for the return stroke is the MTLE model [32, 33] with a decay constant  $\lambda=2$  km. The return stroke speed is 150 m/ $\mu$ s. In the same figures, we have also plotted the results obtained using the Cooray simplified formula [14].

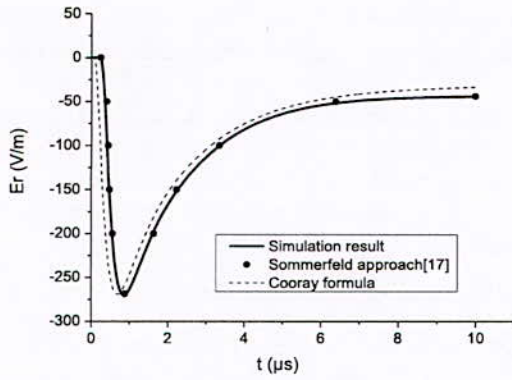


Figure 2: Underground horizontal electric field ( $r = 50\text{m}$ , depth  $d=5\text{m}$  and  $\sigma = 0.01\text{s/m}$ )

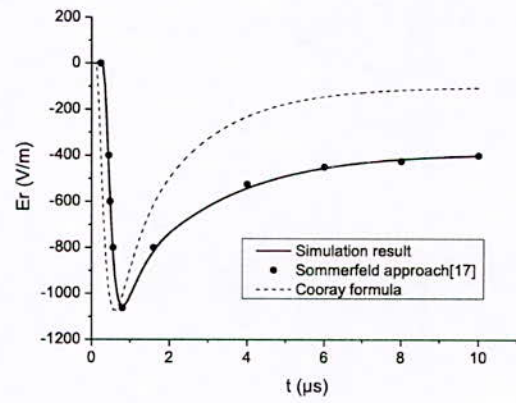


Figure 5: Underground horizontal electric field ( $r = 50\text{m}$ , depth  $d=10\text{m}$  and  $\sigma = 0.001\text{s/m}$ )

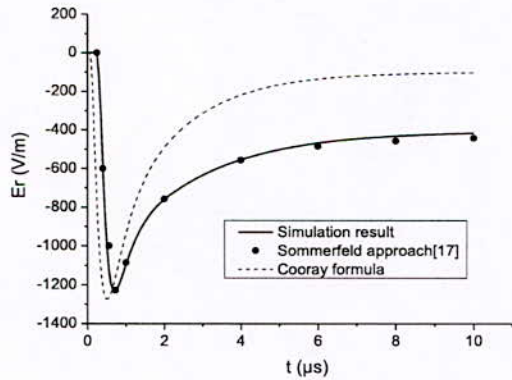


Figure 3: Underground horizontal electric field ( $r = 50\text{m}$ , depth  $d=5\text{m}$  and  $\sigma = 0.001\text{s/m}$ )

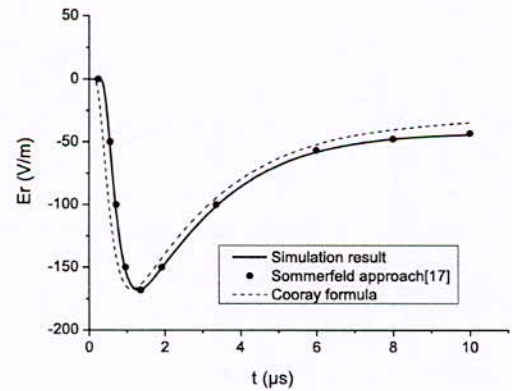


Figure 4: Underground horizontal electric field ( $r = 50\text{m}$ , depth  $d=10\text{m}$  and  $\sigma = 0.01\text{s/m}$ )

It can be seen that the FDTD results are in excellent agreement with the exact evaluation of Delfino et al. [17].

The comparisons also show that the results obtained using the Cooray formula are in general in good agreement with more exact solutions, although some discrepancies can be observed for late-time response of the field and for poor ground conductivities. Similar conclusions have been reported in [17], [26] and [34].

Figures 6 to 7 present simulation results for the vertical and horizontal electric fields inside the ground, at depths of 5m, and at a distance of 50 m from the channel. We have considered two different values for the ground conductivity, namely, (i)  $\sigma=0.01\text{ S/m}$ , (ii)  $\sigma=0.001\text{ S/m}$ .

The results show that the electric fields penetrating into the ground are strongly affected by the ground finite conductivity. The magnitude of the peak value of the field increases significantly with decreasing conductivity. The amplitudes of the horizontal electric field are about 4 times as large as those of the vertical electric field inside the ground. The two components of the electric field inside the ground are also characterized by different wave-shapes. The horizontal electric field has a negative polarity, while the vertical electric field is characterized by a bipolar wave-shape, with a zero-crossing occurring at about 1 microsecond.

Figure 8 presents similar results for the azimuthal magnetic field.

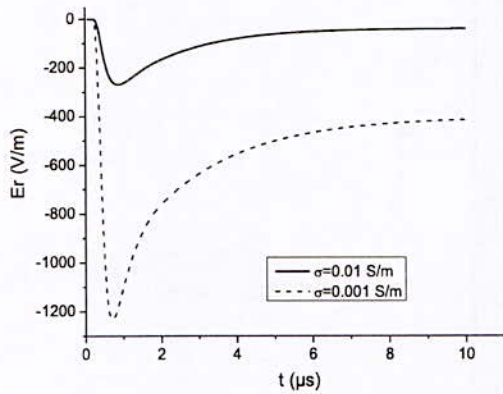


Figure 6: Underground horizontal electric field (r =50m, depth d= 5m)

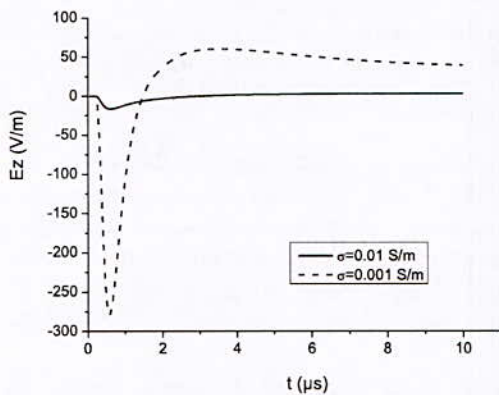


Figure 7: Underground vertical electric field (r =50m, depth d= 5m)

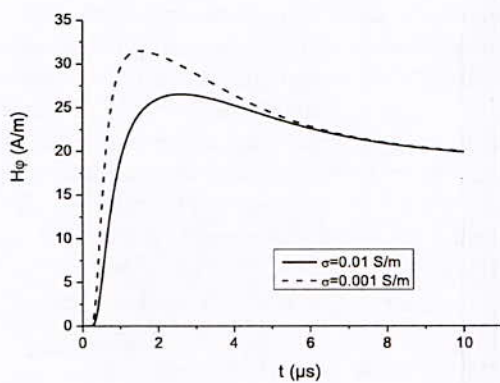


Figure 8: Underground azimuthal magnetic field (r =50m, depth d= 5m)

It can be seen that the conductivity affects to a lesser degree the magnetic field penetrating into the ground,

especially for poor conducting grounds (compare the magnetic fields above the ground (Figure 11) with those inside the ground (Figure 8) for a conductivity  $\sigma= 0.001$  S/m).

Finally, electric field components inside the ground are characterized by shorter pulse widths (as observed by Cooray in [14]) and faster risetimes compared to that of the field components on the ground and the channel-base current<sup>1</sup>.

### 3.2 Above ground electromagnetic fields

Figure 9 to 11 present the electromagnetic field components at a distance of 50 m from the channel and at 10 m above ground level, considering (i) a perfectly conducting ground, (ii)  $\sigma=0.01$  S/m, and (iii)  $\sigma = 0.001$  S/m.

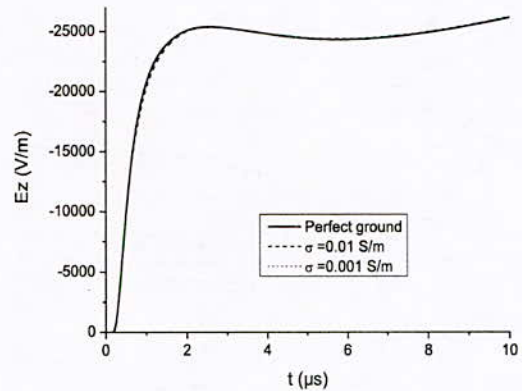


Figure 9: Vertical electric field above ground level (r =50m, z = 10 m)

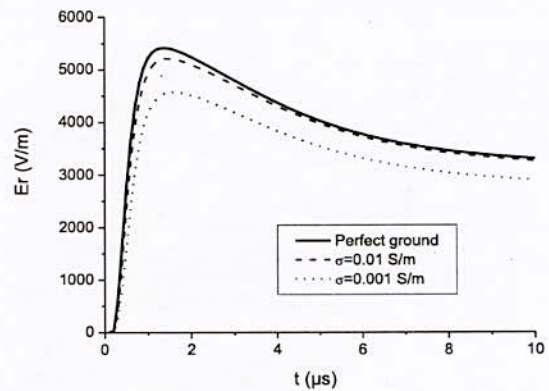


Figure 10 Horizontal electric field above ground (r = 50 m, z = 10 m)

<sup>1</sup> The zero-to-peak risetime of the channel-base current is 0.8  $\mu$ s.

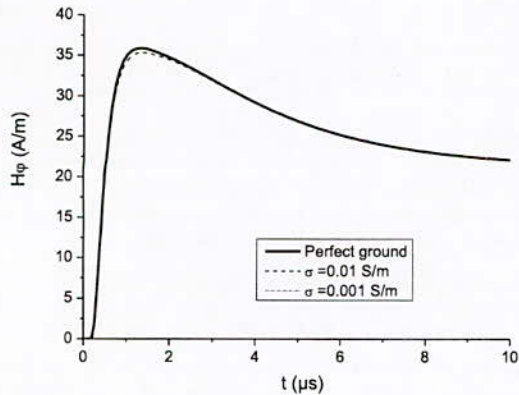


Figure 11: Azimuthal magnetic field above ground  
( $r=50\text{m}$ ,  $z=10\text{m}$ )

It can be seen that the vertical electric field and the azimuthal magnetic field are nearly insensitive to the ground conductivity. The results confirm the validity of the perfect ground assumption, adopted in many studies related to lightning electromagnetic effects, for these two components and at distance ranges of few tens of meters.

The horizontal electric field, however, is very much affected by the ground finite conductivity.

#### 4. Conclusions

In this paper, we presented an analysis of the electromagnetic fields originated by a lightning return stroke at very close distance range (50 m). The components of the electromagnetic fields were evaluated for observation points above and below the ground plane, characterized by a finite conductivity. The computations were carried out by solving Maxwell's equations using a Finite Difference Time Domain (FDTD) method, in which the return stroke channel is appropriately included and represented using engineering models. The obtained simulation results were tested versus exact numerical methods published by other authors.

The main conclusions from the analysis presented in this study are as follows:

- (1) Our results confirm that the vertical electric and azimuthal magnetic fields above the ground are weakly affected by the ground finite conductivity.
- (2) The fields penetrating into the ground are, however, markedly affected by the ground finite conductivity.
- (3) The horizontal (radial) electric field inside the ground has a negative polarity, while the vertical electric field inside the ground is characterized by a bipolar waveshape with a zero-crossing time of about 1

microsecond and with amplitudes much smaller than those of the horizontal field.

(4) Electric field components inside the ground are characterized by faster risetimes compared to that of the field components above the ground and the channel-base current.

#### References

- [1] Sartori C. A. F., Cardoso J. R., "An analytical-FDTD method for near LEMP calculation," IEEE Transactions on Magnetics, vol. 36, No. 4, 2000, pp. 1631-1634.
- [2] Yang C., Zhou B., "Calculation Methods of Electromagnetic Fields Very Close to Lightning," IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, Vol. 46, N° 1, 2004, pp 133-141.
- [3] Baba Y., Miyazaki S., Ishii M., "Reproduction of Lightning Electromagnetic Field Waveforms by Engineering Model of Return Stroke," IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, vol. 46, N° 1, 2004, pp. 130-133.
- [4] Baños A., "Dipole radiation in the presence of a conducting half-space," Oxford, 1966.
- [5] Petrache E., "Lightning Electromagnetic Field Coupling to Overhead Transmission Line Networks and to Buried Cables," Ph.D. Thesis, Dept. Elect. Eng, EPFL, Lausanne, Switzerland, 2003.
- [6] Nucci C., "Lightning induced voltages on overhead power lines," Electra, 1995, pp. 74-102.
- [7] Uman M. A., Brantley R. D., Lin Y. T., Tiller J. A., Krider E. P., and McLain D. K., "Correlated electric and magnetic fields from lightning return strokes," Journal of Geophysical Research, vol 80, N° 3, 1975, pp. 373-376.
- [8] Rachidi F., Nucci C.A., Ianoz M., and Mazzetti C., "Influence of a lossy ground on lightning-induced voltages on overhead lines," IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol 38, N° 3, 1996, pp. 250-264.
- [9] Rubinstein, M., "An approximate formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long range," IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol 38, N° 3, 1996, pp. 531-535.
- [10] Agrawal A. K., Price H.J., and Gurbaxani S.H., "Transient response of multiconductor transmission lines excited by a nonuniform electromagnetic field," IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol 22, N° 2, 1980, pp. 119-129.
- [11] Cooray V., and Ye M., "Propagation effects on the lightning-generated electromagnetic fields for homogeneous and mixed sea-land paths," Journal of Geophysical Research, 99 (D5), 1994, pp. 10641-10652.
- [12] Wait J.R., "Concerning the horizontal electric field of lightning," IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 39, No. 2, 1997, pp. 186.
- [13] Cooray V., "Some considerations on the "Cooray-Rubinstein" formulation used in deriving the horizontal electric field of lightning return strokes over finitely conducting ground," IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol 44, N°4, 2002, pp. 560- 566.
- [14] Cooray V., "Underground electromagnetic fields generated by the return strokes of lightning flashes," IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol 43, N°1, 2001, pp. 75-84.

- [15] Petrache E., Rachidi F., Paolone M., Nucci C.A., Rakov V.A., Uman M.A., "Lightning-Induced Voltages on Buried Cables", Part I: Theory, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 47, No. 3, 2005, pp. 498-508.
- [16] Zeddani A., "Couplage d'une onde électromagnétique rayonnée par une décharge orageuse à un câble de télécommunications," Ph.D. Thesis, Dept, Lille, France, 1988.
- [17] Delfino F., Procopio R., Rossi M., Rachidi F., Nucci C.A., "Evaluation of underground lightning electromagnetic fields," International Symposium on Electromagnetic Compatibility EMC Europe 2006, September 4-8, 2006, Barcelona, Spain.
- [18] Yee K. S., "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 14, 1966, pp. 302-307.
- [19] Xiao F., Tang X. H., Zhang X.J., "Comparison of Taylor finite difference and window finite difference and their application in FDTD," Journal of Computational and Applied Mathematics, vol 193, 2006, pp 516-534.
- [20] Tirkas P. A., Balanis C. A., Purchine M. P., and Barber G. C., "Finite-Difference Time-Domain Method for Electromagnetic Radiation, Interference, and Interaction with Complex Structures," IEEE Transactions on electromagnetic Compatibility, vol. 35, 1993, N° 2, pp 192-203.
- [21] Sarto M. S., "Innovative Absorbing-Boundary Conditions for the Efficient FDTD Analysis of Lightning-Interaction Problems," IEEE Transactions on electromagnetic Compatibility, Vol. 43, N° 3, 2001, pp. 368-381.
- [22] Paolone M., Nucci C. A., Rachidi F., "A new finite difference time domain scheme for the evaluation of lightning induced overvoltage on multiconductor overhead lines," International Conference on power System Transients IPST'01, Rio de Janeiro, June 2001.
- [23] Baba Y., Rakov V.A., "On the mechanism of attenuation of current waves propagating along a vertical perfectly conducting wire above ground: application to lightning," IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 47, No. 3, 2005, pp. 521-532.
- [24] Baba Y., Rakov V.A., "On the interpretation of ground reflections observed in small-scale experiments simulating lightning strikes to towers," IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 47, No. 3, 2005, pp. 533-542.
- [25] 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.
- [26] A. Mimouni, F. Delfino, R. Procopio and F. Rachidi, On the computation of underground electromagnetic fields generated by lightning: A comparison between different approaches, Presented in the IEEE PES PowerTech'07, Lausanne, Switzerland, 1-5 July (2007).
- [27] Mur G., "Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations," IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 23, N° 4, 1981, pp. 377-382.
- [28] Rakov V. A., Uman M. A., "Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application," IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 40, No. 4, 1998, pp. 403-426.
- [29] Heidler F., "Analytic lightning current functions for LEMP calculations," 18th International Conference on Lightning Protection (ICLP), VDE Verlag, Berlin, West Germany, 453, 1985.
- [30] Jacobson, E. A., Krider, E. P., "Electrostatic field changes produced by Florida lightning," J. Atmos. Sci., 33, 1976, pp. 103-107.
- [31] Nucci C. A. and Rachidi F., "Experimental validation of a modification to the transmission to the transmission line model for LEMP calculations," 8<sup>th</sup> International Zurich Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, Zurich 1989, March 7-9, 1989, Zurich, Switzerland.
- [32] Nucci C. A., Mazzetti C., Rachidi F., Ianoz M., "On lightning return stroke models for LEMP calculations," 19th International Conference on Lightning Protection, Graz, April 1988.
- [33] Rachidi F., Nucci C. A., "On the Master, Lin, Uman, Standler and the Modified Transmission Line lightning return stroke current models," Journal of Geophysical Research, Vol. 95, 1990, pp. 20389-20394.
- [34] A. Mimouni, F. Rachidi, Z. Azzouz and B. Ghemri "Underground radial electric field in the immediate vicinity of a lightning return stroke", Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT) 05-07 Nov 2007, Taghit, Bechar.

#### Authors address:

Abdenbi MIMOUNI, Laboratoire de Génie Electrique et des Plasmas, Université Ibn Khaldoun Tiaret.

Zin Eddine AZZOUZ, Laboratoire LDEE, Faculty of Electrical Engineering, University of Science and Technology of Oran, Algeria, BP 1505 EL M'naouer Oran 31000, Algeria.



## Overview of the electromagnetic fields at very close range from a tower struck by lightning

Abdenbi Mimouni<sup>1</sup> and Zin-eddine Azzouz<sup>2</sup>

<sup>1</sup>University Ibn Khaldoun Tiaret, Laboratoire de Génie Electrique et des Plasmas

<sup>2</sup>University of Science and Technology of Oran, LDEE Laboratory

**Abstract:** The aim of this paper is to give a comprehensive analysis of the electromagnetic fields at very close range from a tower struck by lightning. The components of the electromagnetic fields are evaluated for observation points above and below the ground plane characterized by a finite conductivity. The computations are obtained using a Finite Difference Time Domain (FDTD) method. Engineering models are used to represent the spatial-temporal distribution of the current along the channel and along the strike object. In this paper, the effect of the presence of the tower as well as the effect of finite ground conductivity on the generated above-ground and underground electromagnetic fields are discussed.

Key Words: Lightning electromagnetic fields, Tower struck by lightning, FDTD, Electromagnetic Compatibility

### 1. Introduction and Theoretical Background

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 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 ([6], [13]). 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. [14-17]), 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. [18]) 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 electromagnetic fields at very close range from a tower struck by lightning. The components of the electromagnetic fields are evaluated for observation points above and below the ground surface, characterized by a finite conductivity. The computations are obtained using a Finite-Difference Time-Domain (FDTD) method, in which the return stroke channel and the elevated strike object are appropriately included and represented using engineering models [6], [13]. The approach was tested, in our previous work [19], using a set of simultaneously recorded data published in the literature consisting of the current measured at the top of the Peissenberg tower and the associated electric and magnetic fields [20]. The effect of the presence of the tower as well as the effect of finite ground conductivity on the generated above-ground and underground electromagnetic fields are discussed.

### 2. Modeling approach

The electromagnetic fields generated by lightning are computed using the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method [21] and adopting a two-dimensional (2-D) cylindrical coordinates [22-24] and the first order Mur absorbing conditions [25]. The model of Baba and Rakov [6] for an elevated object struck by a return stroke has been adopted and appropriately included in the FDTD procedure. 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  $isc(t)$ , and the equations for return stroke

current  $i(z', t)$  along the strike object ( $0 \leq z' \leq h$ ) and along the lightning channel ( $z' \geq h$ ) are given by [6]:

For  $0 \leq z' \leq h$  (along the strike object) :

$$I(z', t) = \frac{1 - \rho_t}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \begin{aligned} &\rho_g^n \rho_t^n I_{sc}(h, t - \frac{h - z'}{c} - \frac{2nh}{c}) \\ &+ \rho_g^{n+1} \rho_t^n I_{sc}(h, t - \frac{h + z'}{c} - \frac{2nh}{c}) \end{aligned} \right]$$

For  $z' \geq h$  (along the lightning channel) :

$$I(z', t) = \frac{1 - \rho_t}{2} \left[ \begin{aligned} &I_{sc}(h, t - \frac{z' - h}{v}) \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} \rho_g^n \rho_t^{n-1} (1 + \rho_t) I_{sc}(h, t - \frac{z' - h}{v} - \frac{2nh}{c}) \end{aligned} \right]$$

Where:  $h$  is the height of the tower,  $\rho_t$  and  $\rho_g$  are the top and bottom current reflection coefficients for upward and downward propagation waves, respectively, and  $c$  is the speed of light.

### 3. Simulation parameters

A 168-m tall tower corresponding to the Peissenberg Tower in Germany is considered in this study,  $\rho_t = -0.53$  and  $\rho_g = 0.7$  [4]. The short-circuit current is represented by a sum of two Heidler's functions [26] and corresponds to typical subsequent return strokes (12 kA peak value and 40 kA/ $\mu$ s maximum steepness), according to the experimental data of Berger et al. [2]. The parameters of the short-circuit current are presented in Table 1.

Table 1: Parameters of the short-circuit current

I01	$\tau_{11}$	$\tau_{12}$	n1	I02	$\tau_{21}$	$\tau_{22}$	n2
(kA)	( $\mu$ s)	( $\mu$ s)		(kA)	( $\mu$ s)	( $\mu$ s)	
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/ $\mu$ s.

### 4. Simulation results

Simulation results for the vertical and horizontal electric field and azimuthal magnetic field components will be presented for 2 observation points (above the ground and below the ground surface), located all at a horizontal distance of 50 m to the base of the channel. The height of the above-ground observation point is 10 m and the depth of the underground observation point is 5 m.

### Underground fields

Figures 1 to 3 present the underground electromagnetic fields for a lightning strike to a 168-m tall strike object.

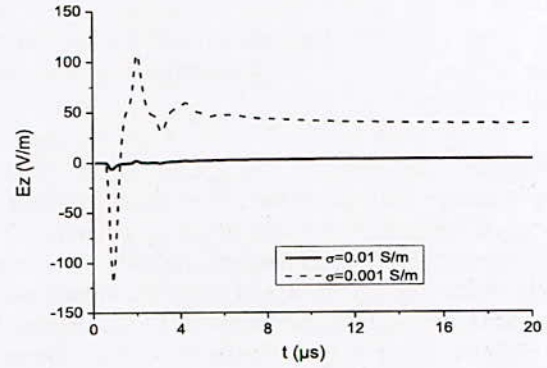


Figure 1: Underground vertical electric field ( $r = 50$  m,  $z = -5$  m)

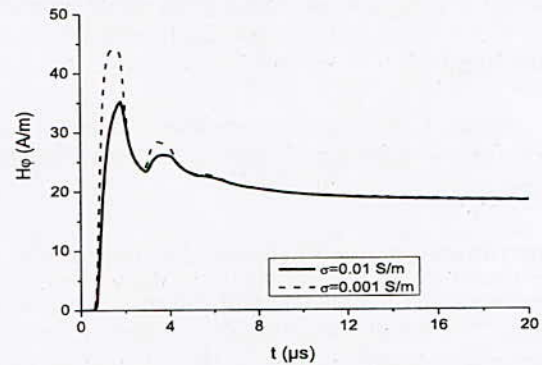


Figure 2: Underground azimuthal magnetic field ( $r = 50$  m,  $z = -5$  m)

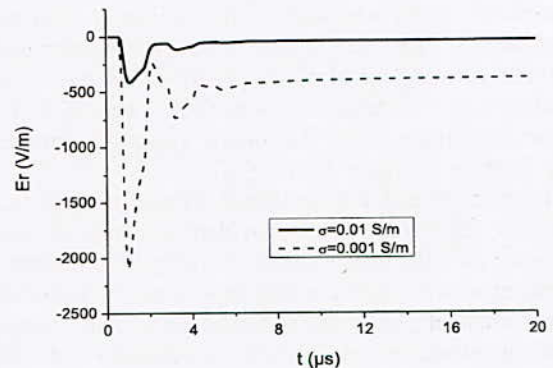


Figure 3: Underground horizontal electric field ( $r = 50$  m,  $z = -5$  m)

The general behavior of the underground electromagnetic field components and the effect of the

finite ground conductivity are qualitatively very similar to the ground-initiated case. However, the field waveshapes exhibit more fine structures resulting essentially from the multiple reflections along the struck tower. Also, there is a significant increase in the peak of the horizontal electric field component for a poor conducting ground (0.001 S/m). The vertical electric field is characterized by a faster first negative excursion and a lower peak, compared to the case where no struck tower was present. It is also important to note that underground fields for the case of a strike to a tall tower are characterized by significantly faster risetimes, compared to the fields associated with a strike to ground.

*Above-ground fields*

Figures 4 to 6 present the electromagnetic field components at 10 m above ground level, for the case of a 168-m tall strike object.

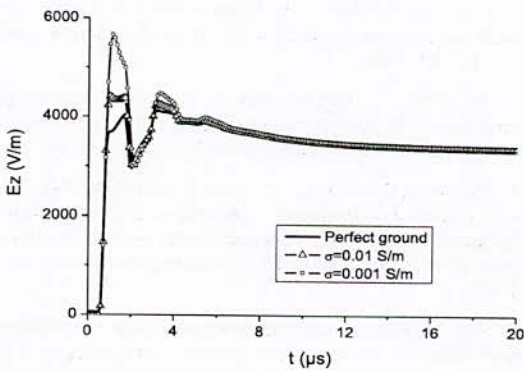


Figure 4: Vertical electric field above ground (r = 50 m, z = 10 m)

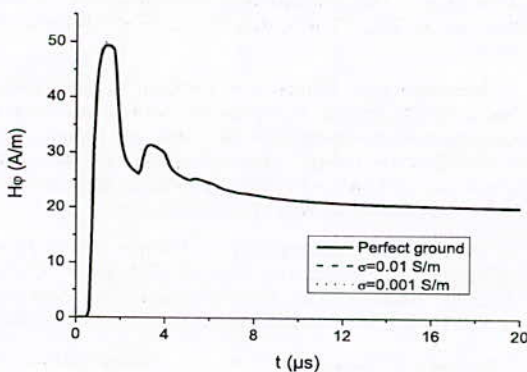


Figure 5: Magnetic field above ground (r = 50 m, z = 10 m)

From these figures, it can be observed that the main difference with respect to a ground-initiated return stroke is the more significant effect of the ground conductivity on the early-time response of the vertical electric field. 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. Similar conclusions have been reported in [27-30].

The magnetic field component is again nearly insensitive to the ground conductivity.

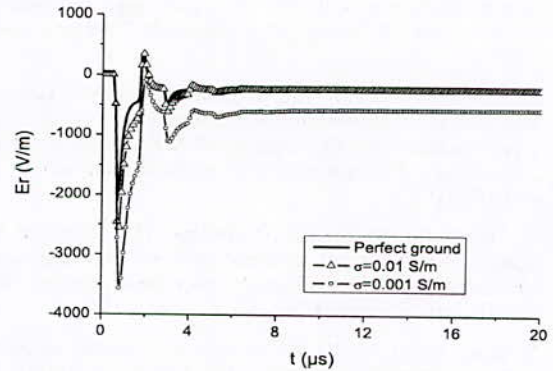


Figure 6: Horizontal electric field above ground (r = 50 m, z = 10 m)

**5. Conclusion**

In this paper, we presented an analysis of the electromagnetic fields at very close range from a tower struck by lightning. The components of the electromagnetic fields are evaluated for observation points above and below the ground plane characterized by a finite conductivity. The computations are obtained using a Finite-Difference Time-Domain (FDTD) method. The effect of the presence of the tower as well as the effect of finite ground conductivity on the generated above-ground and underground electromagnetic fields are discussed.

The main conclusions from the analysis presented in this study are as follows:

- (1) The underground electric fields are markedly affected by the ground conductivity. The vertical electric field is characterized by a bipolar wave-shape while the radial electric field is characterized by a negative one. The conductivity affects a lesser degree the magnetic field penetrating into the ground. Underground fields for the case of a strike to a tall tower are characterized by significantly faster risetimes, compared to the fields associated with a strike to ground.
- (2) The presence of a tower results in a significant decrease of the electric fields and a slight increase of the magnetic field in the immediate vicinity of the tower. Unlike the case of a ground-initiated return stroke, the above-ground vertical electric field associated with a return stroke to a tall tower is found to be very much affected by the ground conductivity.
- (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] 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. 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).
- [15] Y. Baba, and M. Ishii, Numerical electromagnetic field analysis of lightning current in tall structures, *IEEE Trans. Power Delivery*, 16(2) (2001) 324-328.
- [16] B. Kordi, et al., Application of antenna theory model to a tall tower struck by lightning, *J. Geophys. Res.* 108 (D17) (2003).
- [17] 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.
- [18] R. F. Harrington, *Field computation by Moment Methods*, New York: IEEE & Wiley (1993).
- [19] 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.
- [20] S. Guerrieri, F. Heidler, C. A. Nucci, F. Rachidi, and M. Rubinstein, Extension of two return stroke Models to consider the influence of elevated strike objects on the lightning return stroke current and the radiated electromagnetic field: comparison with experimental results, *International Symposium on Electromagnetic Compatibility, EMC'96 Roma*, September 17-20, 1996.
- [21] 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.
- [22] C. Yang, and B. Zhou, Calculation methods of electromagnetic fields very close to lightning, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 46 (1) (2004) 133-141.
- [23] 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.
- [24] A. Mimouni, F. Delfino, R. Procopio and F. Rachidi, On the computation of underground electromagnetic fields generated by lightning: A comparison between different approaches, Presented in the IEEE PES PowerTech'07, Lausanne, Switzerland, 1-5 July (2007).
- [25] 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.
- [26] F. Heidler "Analytic lightning current functions for LEMP calculations", 18th International Conference on Lightning Protection (ICLP), VDE Verlag, Berlin, West Germany, 453, 1985.
- [27] A. Mosaddeghi, A. Mimouni, F. Rachidi, M. Rubinstein, G. Diendorfer, H. Pichler, D. Pavanello "Vertical and horizontal components of the electric field associated with lightning strikes to the Gaisberg Tower", presented in the 4th International Symposium on Lightning Physics and effects, European COST Action P18, Vienna, Austria, May 25 to 27, 2009.
- [28] A. Mimouni, A. Mosaddeghi, F. Rachidi, M. Rubinstein "Electromagnetic Fields Very Near to a Tall Tower Struck by Lightning: Influence of the Ground Conductivity" Presented at the EUROEM 2008, Lausanne, Switzerland, 21- 25 July 2008.
- [29] A. Mimouni, F. Rachidi and Z. Azzouz, "Electromagnetic fields in the immediate Vicinity of a Tower Struck by Lightning," Presented at the International Conference On Lightning Protection, ICLP2008- Uppsala, Sweden 23rd- 26th June 2008.
- [30] A. Mimouni, Z. Azzouz and B. Ghemri "Vertical electric fields in the immediate vicinity of a tower struck by lightning » Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT) 19-21 avril 2009, Sidi Bel Abbas.

MATÉRIELS &  
ÉQUIPEMENTS DE  
HAUTE TENSION



# Caractérisation du papier imprégné utilisé dans l'isolation des transformateurs de puissance par courants de polarisation et de dépolarisation

F. Bitam-Megherbi, H. Djoudi, M. Megherbi

Laboratoire des Technologies Avancées du Génie Electrique (LATAGE)  
Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou

## Résumé

Les séquences de charge/décharge pourraient être utilisées pour caractériser un isolant électrique. En effet, la forme des séquences charge/décharge est très affectée par la teneur en eau. Ceci pourrait représenter un outil de diagnostic pour connaître la teneur en eau d'une isolation au papier imprégné. Le courant de charge traversant l'échantillon englobe le courant d'absorption et le courant stationnaire qui persistera en régime permanent. Dans le cas de notre étude, le courant d'absorption s'observe jusqu'à un temps de 200 s environ. Les courants d'absorption suivent parfaitement la loi empirique de la puissance négative pour les teneurs en eau de 1% et 3.5%. En ce qui concerne la teneur en eau de 6.5%, le premier courant d'absorption est approximé par une loi croissante en puissance positive. Le deuxième courant est décrit par la même loi que celle associée aux deux autres teneurs en eau.

Mots clés : Papier isolant - Teneur en eau - séquences de charge/décharge - courants d'absorption.

## Abstract

An alternating charge and discharge process could be a suitable mean for a characterization of an insulating material. Indeed, the shapes of curves in both cases of a charge or a discharge are strongly affected by the water content. That can represent a tool for diagnosis of the moisture level of a system insulated with an impregnated paper. The electrical current across the specimen during the charge phase has two components, the absorption current and the current of conduction which will remain after the transient period. In our study the absorption current was examined during 200 seconds approximately. The shape of this current perfectly corresponds to the empirical law called law of negative power, and this for a moisture of 1% and 3.5%. For a 6.5% moisture the absorption current obtained for the first charge varies in accordance with a positive power law. The current of the second charge has a same behaviour as the one obtained with precedent moisture levels.

Index Terms : insulating paper - water content - electrical charge and discharge - absorption currents

## 1 INTRODUCTION

De par ses qualités, le papier représente un matériau de choix pour l'isolation électrique. Avec un prix de revient très compétitif, il présente également des propriétés électriques et mécaniques remarquables [1]. Sa structure cellulosique poreuse le prédispose à une imprégnation aisée et son association avec un imprégnant liquide lui confère des propriétés isolantes encore plus intéressantes [2]. Le papier est principalement utilisé dans l'isolation des câbles électriques de puissance ainsi que dans les condensateurs et les transformateurs chaque fois que des tensions élevées et des échauffements importants sont mis en jeu. L'imprégnant le plus souvent associé au papier demeure l'huile minérale [3,4].

Le rôle principal dévolu au papier dans un transformateur demeure celui d'isoler des pièces

métalliques portées à des potentiels différents. Il est donc naturel de concentrer notre attention sur les propriétés diélectriques du matériau. Il est à noter que les propriétés diélectriques et isolantes du papier sont fortement influencées par un état hygrométrique élevé. L'hygroscopicité élevée du papier découle du caractère fortement polaire de la cellulose. Une partie de l'eau se fixe aux groupements hydroxyle (OH) de la cellulose et l'autre partie pénètre dans les capillaires par absorption classique, conduisant ainsi à une réduction de ses propriétés mécaniques et électriques [5]. Toutefois même lorsque des précautions sont prises pour éviter une absorption d'eau, il n'est pas exclu d'assister à une production interne d'eau suite à un vieillissement sous contrainte thermique [6-8]. IL est généralement admis que la durée de vie du complexe isolant papier-huile soit intimement liée au pourcentage d'humidité contenue dans le papier.

Plusieurs méthodes de diagnostic permettant de déceler 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) [9,10] ;
- la mesure de la résistivité [11,12] ;
- la résistance à la traction du papier [3,6] ;
- le facteur de pertes diélectrique (DLF) [10,13] ;
- la tension de claquage [6] ;
- la résistance d'isolement (IR) [14] ;
- les décharges partielles (PD) [10,15,16].

Il est à noter, toutefois, que ces nombreuses et précises méthodes présentent néanmoins un inconvénient majeur. En effet, elles ne peuvent être appliquées facilement et directement à des équipements en service.

Récemment, de nouvelles méthodes sophistiquées pouvant s'appliquer directement aux équipements électriques ont été mises au point. Parmi celles-ci, nous citons :

- la caractérisation du phénomène de relaxation diélectrique par des mesures de capacité à différentes fréquences [10,17,18] ;
- La méthode de la tension de retour RVM (Recovery Voltage Method) [10,13,19,20] ;
- la méthode PDC (Polarization and Depolarization Currents).

Les deux dernières Méthodes sont basées sur l'application d'un échelon de tension  $U_C$  pendant un temps  $T_C$  à un système d'électrodes plan-plan formant un condensateur dont l'échantillon à tester constitue le diélectrique. Ce condensateur est ensuite mis en court-circuit pendant une durée déterminée appelée temps de décharge  $T_d$ . La tension résiduelle est recueillie après l'ouverture du court-circuit pour la première méthode. Le courant de charge (absorption + conduction) ainsi que le courant de décharge (résorption) sont mesurés pour la deuxième méthode.

L'objectif assigné au présent travail consiste à établir les séquences de charge/décharge pour différentes teneurs en eau du papier. Des lois mathématiques seront associées aux différents courants d'absorption. L'étude est menée en fonction de la teneur en eau du papier d'une épaisseur de 0.5 mm. Ce travail représente une suite à nos travaux précédents [21].

## 2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les échantillons de papier testés nous ont été fournis par la firme Electro-Industries sise à Azazga, ils proviennent de lots destinés à la construction des transformateurs. Le diamètre de nos échantillons est de 80 mm et leur épaisseur de 0.5 mm. Le dispositif expérimental utilisé et représenté sur la figure 1 est le même que celui utilisé dans des études similaires [21-23]. Il est constitué d'un système comportant deux électrodes

planes. Le plan relié à la terre est muni d'un anneau de garde nous permettant d'éviter les erreurs pouvant provenir d'une conduction superficielle. 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) avec un logiciel approprié à un micro-ordinateur.

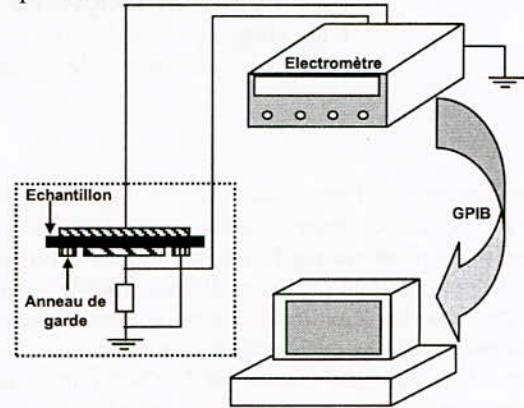


Figure 1. Schéma synoptique du dispositif expérimental

Les variations de la teneur en eau sont réalisées par chauffage dans un four à la température de 90°C. La tension d'essai appliquée aux différents échantillons est de 1000 volts. La durée de chacune des séquences de charge et de décharge est de 1000 secondes. Les teneurs en eau ayant fait l'objet de notre étude sont de 1 %, 3.5% et 6.5%. Les essais ont été réalisés avec des échantillons imprégnés d'une huile minérale ayant un facteur de pertes diélectriques inférieur à  $10^{-4}$ . La représentation schématique du dispositif expérimental est donnée sur la figure 1.

## 3 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Afin d'examiner les courants de charge et le possible effet de la mise en court-circuit sur le comportement du matériau nous avons été amenés à faire subir à l'échantillon deux cycles de charge/décharge. Les échantillons présentant différents taux d'humidité sont chargés durant un temps  $T_C$  puis mis en court-circuit durant un temps  $T_d$ . Dans notre cas  $T_C$  et  $T_d$  ont la même valeur de 1000 s.

Les séquences de charge/décharge pour une teneur en eau du papier de 1% sont représentées sur la figure 2. Le courant tend vers un courant stationnaire correspondant au courant de conduction, le courant d'absorption prenant des valeurs négligeables.

Les séquences de charge/décharge pour une teneur en eau de 3.5% sont représentées sur la figure 3. Contrairement au cas de la teneur en eau de 1%, le courant ne tend pas vers un régime stationnaire mais augmente pour les deux séquences de charge. Le courant est plus élevé dans le cas



de la deuxième séquence. Cela pourrait trouver une explication dans une dégradation du papier due à une action simultanée du champ électrique et de réactions chimiques faisant intervenir l'eau.

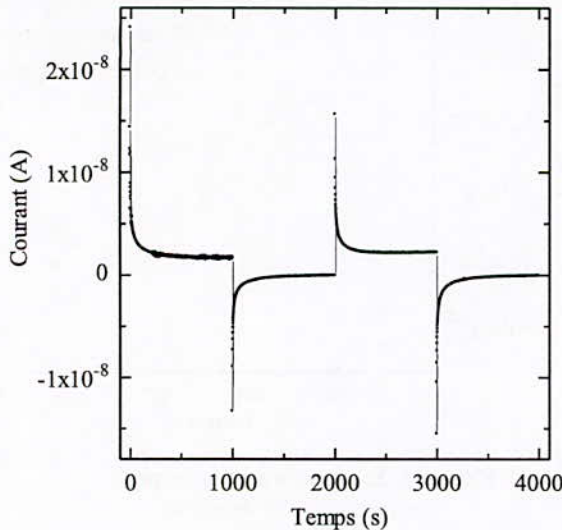


Figure 2. Séquences de charge/décharge pour une teneur en eau du papier de 1%.

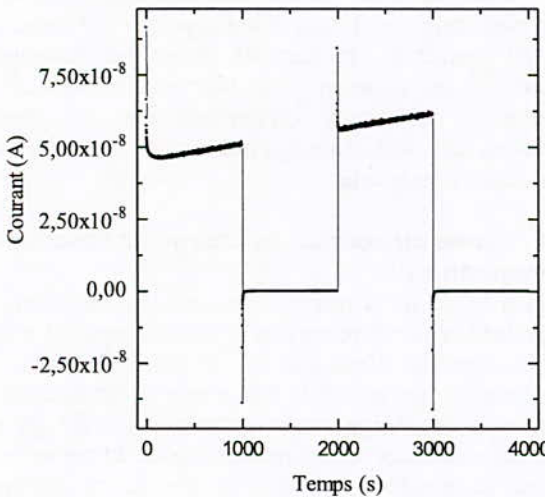


Figure 3. Séquences de charge/décharge pour une teneur en eau du papier de 3.5%.

Sur la figure 4 sont représentées les séquences charge/décharge pour une teneur en eau du papier de 6.5%. Le courant de la première séquence présente une augmentation. Cette augmentation a déjà été attribuée à l'augmentation des porteurs de charge par dissocation ionique [23]. Toutefois cette dissocation ne pouvant se poursuivre indéfiniment, nous remarquons une autre allure à la seconde séquence de charge.

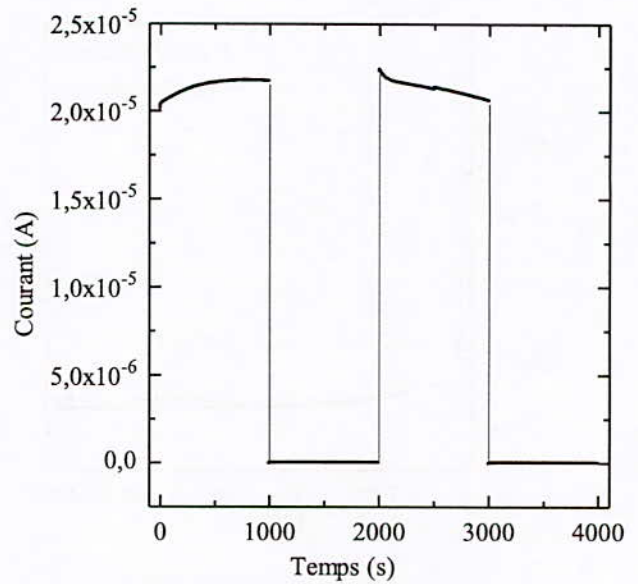


Figure 4. Séquences de charge/décharge pour une teneur en eau du papier de 6.5%.

#### 4 DISCUSSION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

##### 4.1. Influence de la teneur en eau

La forme des séquences charge/décharge est très affectée par la teneur en eau. Cela pourrait s'avérer très intéressant puisque une corrélation entre la teneur en eau du papier et la forme du courant pourrait être mise à profit pour caractériser l'isolation dans un transformateur. Cela est d'autant plus valable si l'on sait que l'eau présente dans l'huile dans un transformateur migre vers le papier.

##### 4.2. Séquences de charge

En vue d'examiner la différence entre les différents courants, nous avons tracé séparément les séquences de charge pour chaque échantillon.

Les séquences de charge pour une teneur en eau de 1% sont représentées sur la figure 5. La deuxième charge fait apparaître des courants plus élevés à partir de 100 s environ. L'écart entre les courants de charge pourrait être associé à la présence de charges résiduelles n'ayant pas pu être neutralisées pendant le court-circuit. Les séquences de charge pour une teneur en eau de 3.5% sont représentées sur la figure 6. Les courants correspondant à la deuxième charge sont supérieurs à ceux de la première charge. Les courants commencent à augmenter sensiblement à partir de 100 s.

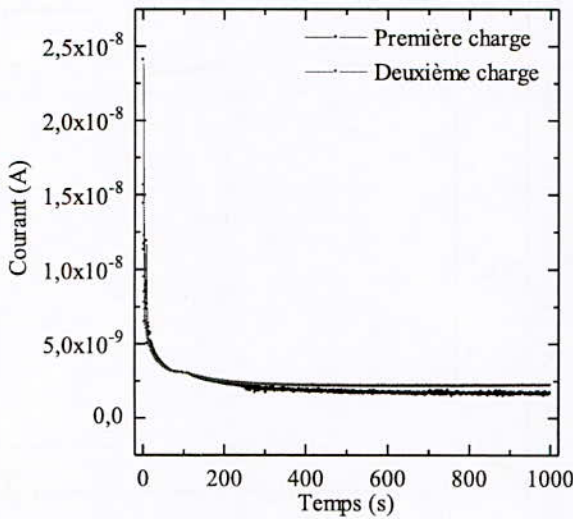


Figure 5. Séquences de charge pour une teneur en eau de 1%.

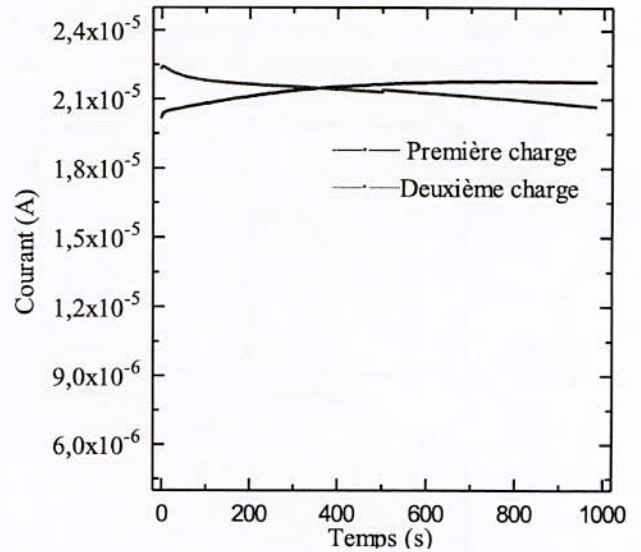


Figure 7. Séquences de charge pour une teneur en eau de 6.5%.

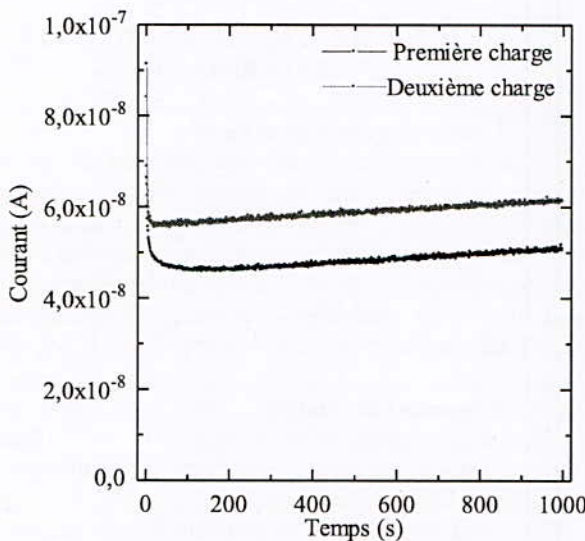


Figure 6. Séquences de charge pour une teneur en eau du papier de 3.5%.

Les séquences de charge pour du papier ayant une teneur en eau de 6.5% sont données par les graphes de la figure 7. Pour cette teneur, les courants de charge sont du même ordre de grandeur. La première et la deuxième charge se comportent différemment. Le courant de la première charge augmente et celui de la deuxième charge diminue et le régime stationnaire n'est pas atteint au bout de 1000 s dans les deux cas. Le courant de la deuxième charge est supérieur au courant de la première charge jusqu'à 380 s après quoi, la tendance s'inverse.

### 4.3. Interprétation physique des résultats expérimentaux

L'interprétation physique des résultats n'est pas une chose aisée. En effet divers processus interviennent de façon concomitante. Il y a d'abord la présence d'impuretés pouvant générer des porteurs de charge par dissociation ionique. Il y a aussi les différents processus de polarisation dont ceux caractérisés par de grandes constantes de temps comme la polarisation dipolaire ou la polarisation interfaciale.

#### 4.3.1. Forme du courant de charge en fonction de la teneur en eau

Dans le cas de la teneur en eau de 1%, le courant de charge tend rapidement vers un état stationnaire. En effet pour des niveaux d'humidité de cet ordre, l'isolation est considérée en bon état et la teneur en eau est acceptable. Le courant de charge est constitué du courant dû aux différents processus de polarisation rapide du papier et du courant de conduction. Dans ce cas le courant peut s'exprimer par la relation classique :

$$I(t) = C_0 U_0 \left[ \frac{\sigma}{\epsilon_0} + f(t) \right]$$

(1)  
Où

- $C_0$  est la capacité géométrique,
- $U_0$  est l'échelon de tension,
- $\sigma$  est la conductivité,
- $\epsilon_0$  est la permittivité du vide
- $f(t)$  est la fonction réponse.

Dans l'expression (1), la composante  $\frac{C_0 U_0 \sigma}{\epsilon_0}$  correspond au processus de conduction et la fonction et le terme  $C_0 U_0 f(t)$  rend compte de l'absorption.

Pour une teneur en eau de 3.5%, le courant diminue rapidement puis se met à augmenter progressivement. L'augmentation qui s'en suit est due à l'orientation progressive des dipôles liés à la cellulose. Bien que la teneur en eau est assez élevée, l'augmentation du courant est faible et ceci est dû au fait que les molécules d'eau liées à la matrice de la cellulose ont une grande difficulté à prendre position dans le champ électrique. Dans ce cas, le courant peut s'exprimer par l'expression :

$$J(t) = \sigma E + \frac{dD(t)}{dt} \quad (2)$$

Où:

$J(t)$ : représente la densité du courant total ;

$\sigma$  : est la conductivité du matériau ;

$E$  : est le champ électrique ;

$D(t)$  : est l'induction électrique.

L'équation qui régit le courant dans ce cas peut également s'écrire :

$$J(t) = \sigma E + \frac{dP(t)}{dt} \quad (3)$$

Où  $P(t)$  est la polarisation du matériau.

Dans le cas où la teneur en eau est de 6.5%, le courant de la première charge présente une augmentation. Celle-ci serait due à une dissociation électrolytique menant à la génération de porteurs de charge à partir des impuretés contenues dans le papier. L'augmentation du courant peut également être engendrée par les différents processus de polarisation liés à la présence de molécules polaires. Ces dernières proviennent des molécules d'eau libres ou liées à la matrice de cellulose ou des matrices de cellulose elles-mêmes. Ces molécules de grande dimension s'orientent difficilement dans le champ électrique.

#### 4.3.2. Interprétation des séquences de charge

Pour une teneur en eau de 1%, la deuxième charge présente une légère augmentation par rapport à la première charge. Cela montre bien que le matériau est affecté par ce qui lui est arrivé auparavant. C'est l'effet mémoire ou l'hystérésis électrique.

Quand la teneur en eau est de 3.5%, un grand décalage est observé entre la première et la deuxième charge. Ceci est certainement dû à un effet cumulatif du champ électrique. Les porteurs de charge produits par électro-dissociation n'ont pas le temps de se recombiner pour former l'espèce neutre.

Pour une teneur en eau de 6.5%, le courant de la deuxième charge est supérieur à celui de la première charge jusqu'à un temps de 500 s dans le cas du papier non imprégné et jusqu'à 380 s dans le cas du papier imprégné. La tendance s'inverse par la suite. Jusqu'à cette inversion, les porteurs de charge créés par dissociation électrolytique n'ont pas eu le temps de se neutraliser.

#### 4.4. Approche mathématique des courants d'absorption

Nous avons supposé jusque là que les courants d'absorption de plusieurs matériaux diélectriques solides sont régis par une équation empirique en puissance négative de la forme  $at^{-n}$ . Nous allons dans ce qui suit, regarder si des équations mathématiques pourraient correspondre à nos courbes expérimentales. L'approximation mathématique des courbes expérimentales a été réalisée en utilisant le logiciel MATLAB et en considérant que les courants d'absorption persistent jusqu'à un temps de 200 s, au-delà le courant pouvant être considéré comme provenant d'une quasi-conduction.

Pour les teneurs en eau de 1% et 3.5%, les courants suivent parfaitement une loi de décroissance en puissance négative du type  $t^{-n}$ , avec  $a$  et  $n$  des constantes dépendant de la teneur en eau du papier et du niveau de tension appliquée.

Nous donnons dans le tableau 1 les paramètres  $a$  et  $n$  associés aux différentes courbes pour une teneur en eau de 1%.

Tableau 1. Paramètres de l'équation d'approximation des courants d'absorption du papier imprégné pour une teneur en eau de 1%

Tension de charge	a	n
Première charge	$2.187 \cdot 10^{-8}$	0.4953
Deuxième charge	$1.411 \cdot 10^{-8}$	0.3901

Les paramètres des fonctions d'approximation pour le papier imprégné dont la teneur en eau est de 3.5% sont consignés dans le tableau 2.

Tableau 2. Paramètres de l'équation d'approximation des courants d'absorption du papier imprégné pour une teneur en eau de 3.5%

Tension de charge	a	n
Première charge	$3.454 \cdot 10^{-8}$	0.1702
Deuxième charge	$1.786 \cdot 10^{-8}$	0.1031

Les paramètres de l'équation d'approximation pour le papier d'une teneur en eau de 6.5% sont représentés sur le tableau 3. Dans le cas de la première charge, la loi qui rend compte du courant d'absorption est croissante en puissance positive de la forme  $i(t) = at^n$ . Le courant de la deuxième charge est approximé par une loi de puissance négative du même type que celle qui rend compte des courants d'absorption dans le cas des teneurs en eau du papier de 1% et 3.5%.

Tableau 3. Paramètres de l'équation d'approximation des courant d'absorption du papier imprégné pour une teneur en eau de 6.5%

Tension de charge	a	n
Première charge	$2.845 \cdot 10^{-5}$	0.0068
Deuxième charge	$5.019 \cdot 10^{-5}$	0.0043

**5 CONCLUSION**

La forme des séquences charge/décharge est très affectée par la teneur en eau. Ceci pourrait représenter un outil de diagnostic pour connaître la teneur en eau d'une isolation. Les courants d'absorption pourraient être utilisés pour caractériser un isolant électrique. Dans ce cas le courant total traversant l'échantillon est appelé courant de charge qui englobe le courant d'absorption et le courant stationnaire, appelé courant de conduction, qui persistera en régime permanent. Dans le cas de notre étude, le courant d'absorption s'observe jusqu'à un temps de 200 s environ. Lorsque le court-circuit est établi et que l'échelon de tension est supprimé, un courant de dépolarisation qui n'est rien d'autre que le courant de résorption traverse le matériau. Les courants d'absorption suivent parfaitement la loi empirique de la puissance négative pour les teneurs en eau de 1% et 3.5%. En ce qui concerne la teneur en eau de 6.5%, le premier courant d'absorption lié à chaque niveau de tension est approximé par une loi croissante en puissance positive du type  $at^n$ . Le deuxième courant est décrit par la même loi que les deux autres teneurs en eau.

**6 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

[1] M. C. Lessard, L. V. Nifterik, M. Massé, J. F. Penneau, R. Grob, "Thermal aging study of insulating papers used in power transformers", IEEE Conference on Electrical insulation and Dielectric phenomena, pp. 854-859, October 20-23, 1996.  
 [2] M. Nikoloski, "The velocity of Drying of the already impregnated oil-paper insulation", Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Conference on Properties and applications of Dielectric Materials, pp. 484-487, Seoul, Korea, May 25-30, 1997.  
 [3] B. Bouvier, "Papier et papier imprégné", Technique de l'Ingénieur, Traité Génie électrique, D 280, pp 1-22, 1983.  
 [4] D. F. Warne, "Newnes electrical Engineer's Handbook", Biddles Ltd Editions, Great Britain, 2000.  
 [5] D. W. Auckland, K. chandraker, Z. Shkanti and B. R. Varlow, "degradation of oil-paper systems due to the electrical field enhanced absorption of water", Seventh International Conference on Dielectric Materials Measurement & Applications, Conference publication N° 430, IEE, pp. 197-200, 23-26 September, 1996.  
 [6] R. Fournié, "Les isolants en électrotechnique, Essais, Mécanismes de dégradation, Applications industrielles", Edition Eyrolles, Paris 5<sup>ème</sup>, 1990.  
 [7] H. Yoshida, Y. Ishioka, T. Suzuki, T. Yanari, T. Teranishi, "Degradation of insulating materials of transformers", IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI-22, N°6, pp. 795-800, December, 1987.

[8] 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. 9878-1070, 2004.  
 [9] J. Jalbert and R. Gilbert, "Decomposition of transformer oils: A New Approach for the determination of dissolved Gases", IEEE transaction. PD Vol. 12, pp 754-760, 1997.  
 [10] E. Kuffel, W. S. Zaengl, J. Kuffel, " High Voltage Engineering Fundamentals", second edition, published by Butterworth-Heinemann, 2000.  
 [11] Norme de la CEI, "Méthode pour la mesure de la résistivité transversale et de la résistivité superficielle des matériaux isolants électriques solides", publication 93, Deuxième édition, Commission Electrotechnique Internationale, Norme de la CEI, 1980.  
 [12] R. Tobazéon, J. C. Filippini, C. Marteau, "In search of a new method to measure the resistivity of insulating solids", IEEE International Conference on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics, pp. 569-572, Vasteras, Sweden, June 22-25, 1998.  
 [13] F. Bitam-Megherbi, "Etude d'une isolation combinée huile/papier isolant, approche non destructive", Thèse de Doctorat d'Etat, Université Mouloud Mamméri de Tizi-Ouzou, Décembre 2007.  
 [14] CEI 167, "Méthodes d'essai pour la détermination de la résistance d'isolement des isolants solides", Genève, Suisse, 1964.  
 [15] A. Ozawa, S. Mikami, K. Nitta, M. Shinmura, S. Washizu, Y. Wada, "Electrical Conduction and polarization in cellulose in relation to its water content", IEEE International Conference on conduction and breakdown in Solid Dielectric, pp. 15-19, 3-6 July, 1989.  
 [16] T. R. Blackburn, R. E. James, B. T. Phung, S. L. Jones, "Techniques avancées de caractérisation des décharges partielles dans les systèmes imprégnés d'huile et ceux isolés au gaz", Conférence Internationale des Grands Réseaux Electriques, pp. 1-9, 28 août-3 Septembre, 1994.  
 [17] I. Gussenbauer, "Examen de la répartition d'humidité dans des modèles de transformateurs au moyen des mesures diélectriques", Conférence Internationale des grand réseaux Electriques, pp. 1-5, session 1980.  
 [18] B. K. Gupta, "Direct determination of moisture in solid oil-paper insulation", IEEE International Symposium on Electrical Insulation, pp. 583-586, Arlington, Virginia, USA, June 7-10, 1998.  
 [19] G. M. Urbani, R. S. Brooks, "Using the recovery voltage method to evaluate aging in oil-paper insulation", IEEE International Conference on conduction and Breakdown in Solid dielectrics, pp. 93-97, Sweden, June 22-25, 1998.  
 [20] S. M. Islam, P. R. S. Jota, M. Stace, "Detection of oil-paper equilibrium moisture content in power transformer using hybrid intelligent interpretation of polarization 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.  
 [21] M. Megherbi, H. Djoudi, F. Btam-Megherb, "Etude des courants d'absorption et de résorption dans le papier d'isolaton pour transformateurs", 7<sup>ème</sup> Conférence Nationale sur la Haute Tension, pp. 207-212, 19-21 avril 2009.  
 [22] 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.  
 [23] H. Djoudi, "Etude des courants d'absorption et de résorption dans du papier d'isolation", Mémoire de Magister, Université de Tizi-Ouzou, Décembre 2009.

DÉTECTION ET  
DIAGNOSTIC DE LA  
DÉGRADATION DE  
L'ISOLATION  
(VIEILLISSEMENT, RUPTURE)



# Influence d'une barrière isolante sur la Charge de préclaquage de l'huile de transformateur sous tension alternative

F.Guebas\*, A.Boubakeur\* et A.Beroual\*\*

(\*)L.R.E. / Laboratoire de Haute Tension, Ecole Nationale Polytechnique, El-Harrach.  
10 Avenue Pasteur Hassen Badi, BP 182, El Harrach, Alger, Algeria

(\*\*) Ecole Centrale de Lyon, Centre de Génie Electrique de Lyon, France  
f\_guebas@yahoo.fr, ahmed.boubakeur@enp.edu.dz, abderrahmane.beroual@eea.ec-lyon.fr

**Abstract:** This work is devoted to the influence of insulating barriers on the pre-breakdown charge of long transformer oil gaps under AC voltage. The tests are carried out in a point-plane arrangement with and without barriers. We show that the insertion of the barrier reduces significantly the pre-breakdown charge of system. The influence of the position of the barrier, the nature of the insulating material and the applied voltage is also analyzed.

**Key words:** Transformer oil, pre-breakdown charge, insulating barrier

**Résumé :** Ce travail porte sur l'étude de l'influence des barrières isolantes sur la charge de préclaquage 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 diminue de façon significative la charge de préclaquage du système. L'influence de la position de la barrière, de la nature du matériau isolant et de la tension appliquée est également analysée.

**Mots clés-** Huile de transformateur, charge de préclaquage, barrière isolante

## I. INTRODUCTION

L'effet bénéfique des barrières isolantes est bien connu depuis longtemps, il est utilisé lors du dimensionnement des structures isolantes dans de nombreux dispositifs à haute tension, et plus particulièrement dans les transformateurs de puissance [1,2]. Etant donné l'importance des systèmes d'isolations dans la durée de vie des transformateurs, il est primordial de comprendre les mécanismes à l'origine de la dégradation de l'huile minérale ainsi que la connaissance des conditions d'initiation et de propagation des décharges électriques se produisant à l'interface barrière/huile [3]. Lors de la mise en service des transformateurs, ces structures isolantes mixtes peuvent être soumises à des contraintes électriques pouvant conduire à des décharges électriques dans le volume de ces matériaux ou en surface, en présence d'un champ électrique intense. Le claquage de la totalité de l'isolation résulte d'interactions complexes [4,5]. Par conséquent, la compréhension des phénomènes de préclaquage liés

aux conditions d'initiation de ces décharges est essentielle.

La charge de préclaquage constitue une contrainte électrique pour la structure isolante solide-huile. Sa détermination permet une meilleure compréhension des phénomènes physiques impliqués dans la phase de préclaquage.

Dans cette communication, nous présentons les résultats expérimentaux concernant l'influence des paramètres de la barrière et plus particulièrement sa position entre les électrodes et sa nature sur la charge de préclaquage. L'effet de la tension appliquée est également étudié.

## II. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Le dispositif expérimental est constitué d'un transformateur d'essais 300kV – 50 Hz, un transformateur de réglage, un diviseur capacitif de tension, un pupitre de commande, un dispositif de protection, la cellule d'essai et le circuit de mesure de la charge.

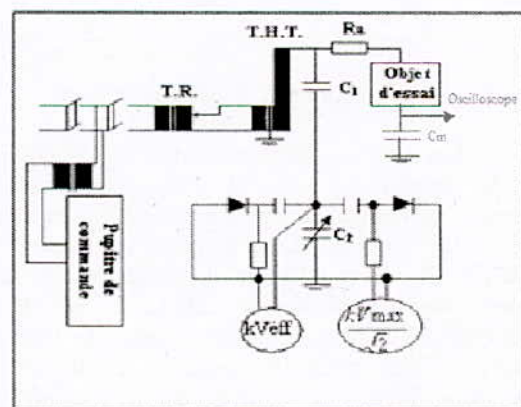


Fig. 1. Circuit d'essais

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, 71.5 cm de hauteur

et 1.5 cm d'épaisseur (figure 2) ; sa contenance est de 175 litre d'huile. 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 12 cm.

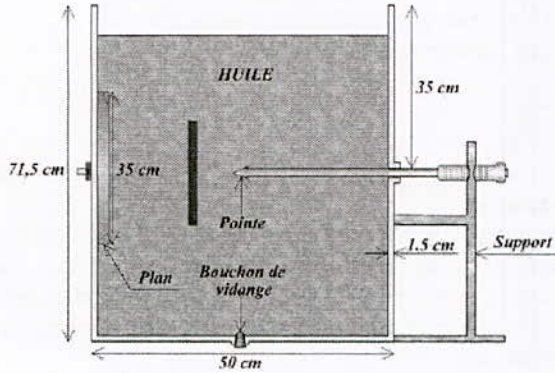


Fig. 2. Schéma de la cellule d'essai

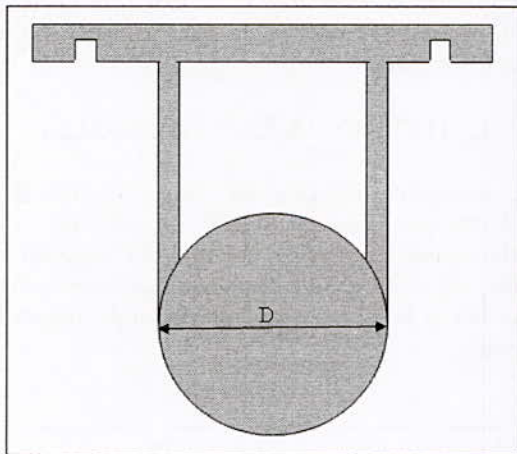


Fig. 3. Forme de la barrière utilisée

Les barrières utilisées sont de forme circulaire et de diamètre D variable. Pour chaque essai la barrière est maintenue perpendiculaire à l'axe portant l'électrode pointe. Les barrières isolantes sont réalisées de telle manière qu'elles s'accrochent sur les parois supérieures de la cellule et se déplacent facilement le long de ces parois (figure 3). Elles sont issues de deux types de matériaux: la bakélite et le presspahn. Le liquide utilisé est une huile minérale de type naphénique. Celle-ci obéit à des conditions de stockage rigoureuses dans des fûts étanches, en vue de sa protection de la dégradation et de l'humidité environnante.

La charge de préclaquage est mesurée à travers une capacité de 0.02 µF connectée en série avec la cellule d'essai grâce à un oscilloscope à mémoire

(TECTRONIX TDS 3052 B) de fréquence d'échantillonnage de 500 MHz.

La démarche de mesure est de prendre pour chaque niveau de tension, la valeur moyenne de six valeurs de la charge mesurée. Les paliers de tensions appliquées sont inférieurs à 50% de la tension de claquage déterminée dans des travaux antérieurs [ 6]

Nous avons effectué des essais pour six positions de la barrière en faisant varier la tension appliquée pour une distance inter-électrodes d=10cm.

### III. RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### III.1. Effet de l'insertion de la barrière

Les principaux résultats représentant l'atténuation de la charge pour différentes positions de la barrière sont reportés aux figures (4 à 7).

Nous définissons l'atténuation de la charge de la barrière comme étant le rapport de la charge de préclaquage du système pointe-plan avec barrière (Qab) sur celle du système pointe-plan sans barrière (Qsb) pour le même niveau de tension appliquée.

Il ressort de ces caractéristiques que la quantité de charge est réduite lorsque la barrière est introduite dans l'intervalle pointe- plan [7], notamment lorsque la barrière est située à la position a/d=0.2, cela pour les deux types de barrière. Au-delà de cette position, la charge de préclaquage tend vers une saturation. Par conséquent, a/d=0.2 correspond à la position optimale de la barrière du point de vue amélioration de la rigidité diélectrique du système. Ce résultat confirme celui trouvé dans des travaux antérieurs [6]

Quant à la position a/d=0, Nous constatons aussi que la charge de préclaquage du système avec barrière en presspahn peut être supérieure ou égale à celle du système sans barrière. Ce cas correspond à l'accumulation de la charge sur la surface de la barrière. Cette accumulation de la charge peut modifier la distribution du champ et mener par la suite aux décharges glissantes.

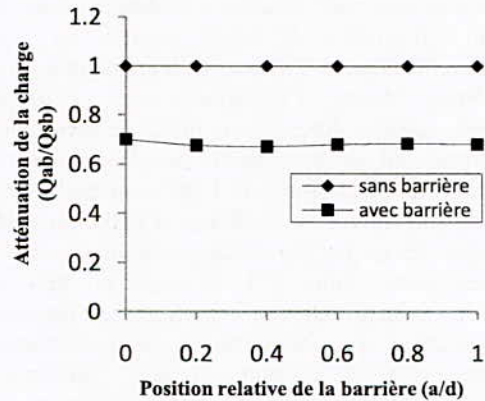


Fig 4: Atténuation de la charge pour une barrière en bakélite en fonction de sa position : D=10cm, e=2mm, d=10cm et U=5kV, r<sub>p</sub>=6mm.



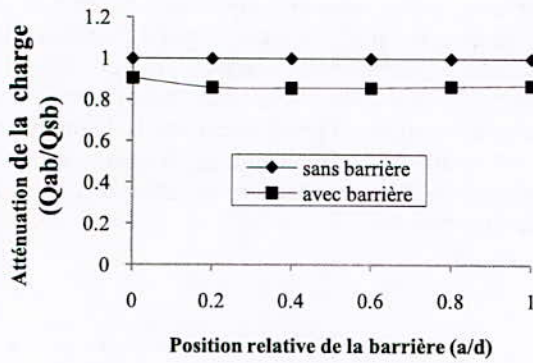


Fig 5: Atténuation de la charge pour une barrière en bakélite en fonction de sa position: D=10cm, e=2mm, d=10cm et U=35kV  $r_p=6mm$ .

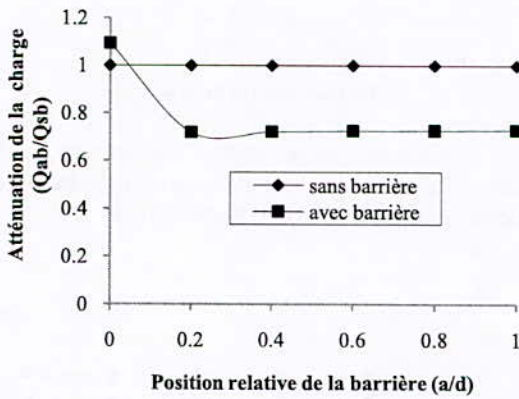


Fig 6 : Atténuation de la charge pour une barrière en presspahn en fonction de sa position: D=10cm, e=4mm, d=10cm et U=5kV,  $r_p=6mm$ .

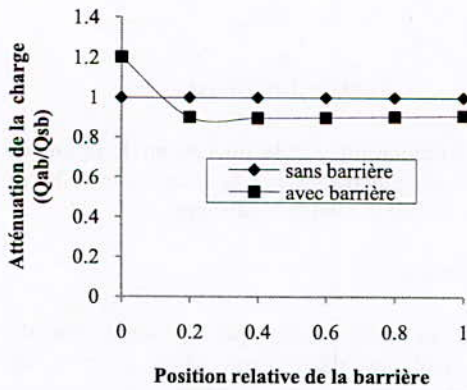


Fig 7 : Atténuation de la charge pour une barrière en presspahn en fonction de sa position (a/d): D=10cm, e=2mm, d=10cm et U=35kV,  $r_p=6mm$ .

III.2 Effet de la tension appliquée

Nous présentons l'ensemble des courbes donnant la variation de la charge du système pointe-

barrière-plan en fonction de la tension appliquée pour différentes positions de la barrière, figures (8 à 11).

Pour une distance inter-électrodes donnée  $d=12cm$ , nous remarquons que pour toutes les positions de la barrière, l'augmentation de la tension appliquée engendre l'accroissement de la charge électrique pour les deux types de barrière, ce qui prouve que le système présente un caractère purement capacitif.

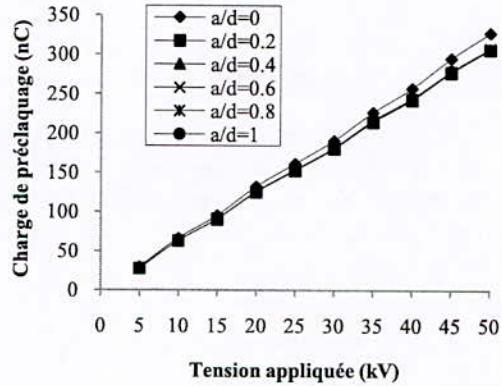


Fig 8 : Charge en fonction de la tension appliquée dans un système pointe-plan pour différentes positions de la barrière en bakélite D=10cm, e=2mm, d=12cm,  $r_p=6mm$ .

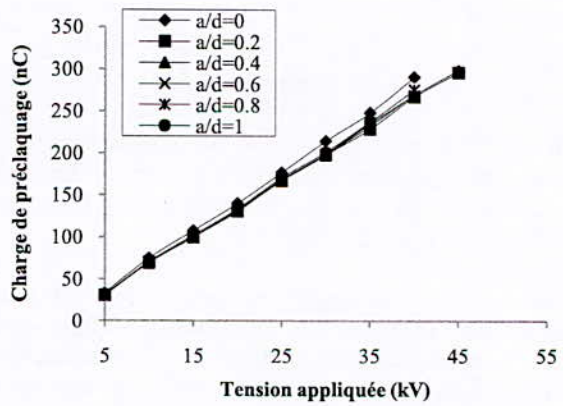


Fig 9: Charge en fonction de la tension appliquée dans un système pointe-plan, pour différentes positions de la barrière en bakélite, D=20cm, e=2mm, d=12cm,  $r_p=6mm$ .

Par conséquent, la position de la barrière dans l'intervalle inter-électrodes n'a pas d'effet sur la charge de préclaquage, sauf pour la position  $a/d=0$  où la barrière est en contact avec l'électrode pointe.

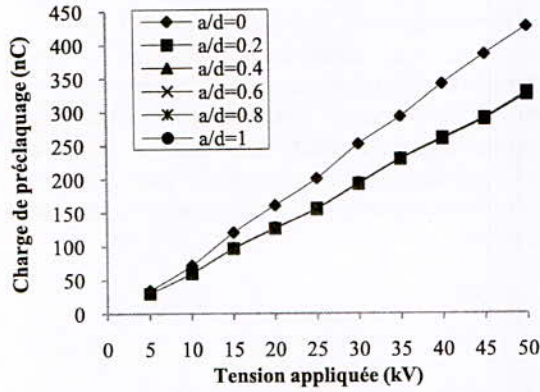


Fig10: Charge en fonction de la tension appliquée dans un système pointe-plan, pour différentes positions de la barrière en presspahn, D=10cm, e=2mm, d=12cm, r<sub>p</sub>=6mm

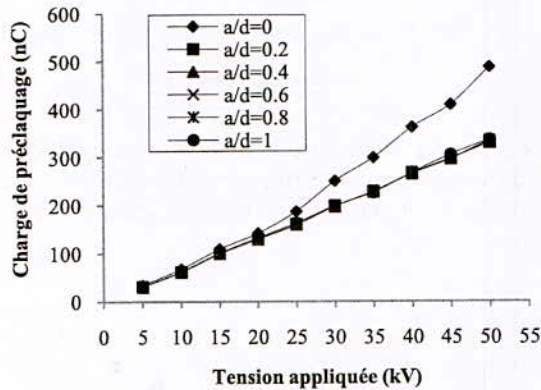


Fig11 : Charge en fonction de la tension appliquée dans un système pointe-plan, pour différentes positions de la barrière en presspahn, D=20cm, e=2mm, d=12cm, r<sub>p</sub>=6mm.

Dans ce cas, la charge de préclaquage est plus importante par rapport aux autres positions (figures 10 et 11), ceci peut être expliqué par l'accumulation d'une grande quantité de charge sur la surface de la barrière. Cette différence devient plus visible lorsque nous augmentons le niveau de la tension appliquée (U >15kV). Ce phénomène est plus remarquable pour les barrières en presspahn que celles en bakélite, cela serait dû essentiellement à la structure du matériau solide. Contrairement à la bakélite qui présente une surface très lisse, le presspahn présente une forte porosité facilitant l'absorption d'une quantité appréciable de l'huile, donc d'un déplacement de charge dans le matériau solide.

### III.3 Effet de la nature de la barrière

Nous comparons la charge de préclaquage pour deux barrières isolantes de même épaisseur mais de permittivités différentes : Le presspahn et la bakélite dont les permittivités relatives respectives sont 3 et 5.

Pour une même tension appliquée, la charge de préclaquage est plus importante pour l'isolation de plus faible permittivité (figures 12 et 13). La permittivité joue un rôle important dans la répartition du champ électrique à l'intérieur d'une isolation mixte [3,8]. Par ailleurs, la réduction de la charge est plus considérable pour une barrière en bakélite que pour celle en presspahn.

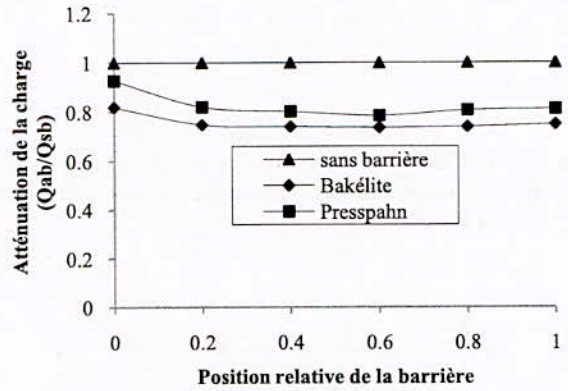


Fig 12: Atténuation de la charge en fonction de la distance inter-électrodes et la nature de la barrière, D=10cm; e=4mm; U=5kV; d=4cm, r<sub>p</sub>=6mm.

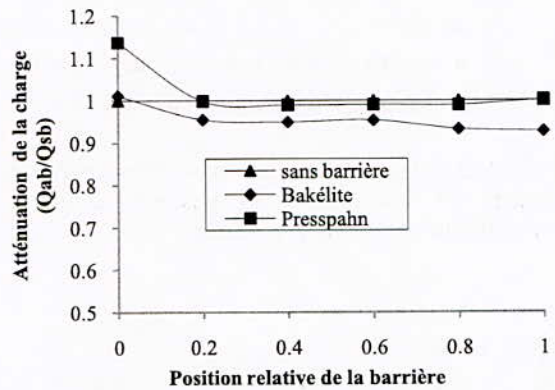


Fig 13: Atténuation de la charge en fonction de la distance inter-électrodes et la nature de la barrière, D=10cm; e=2mm; U=10kV; d=6cm

### IV Conclusion

Il ressort de cette étude que l'introduction d'une barrière isolante dans l'intervalle d'huile réduit considérablement la charge de préclaquage du système divergent pour les deux types de matériau de la barrière..

L'effet de la tension sur la charge de préclaquage est aussi important, en raison des champs électriques élevés imposés aux barrières.

La détermination de la charge nous a permis de confirmer que la position optimale de la barrière est à 20% de l'intervalle inter-électrodes.

Le point triple correspondant à la position a/d=0, où

trois matériaux sont en contact (métal des électrodes, solide isolant et l'huile) constitue un point faible d'isolation.

#### References

[1] **A. Zouaghi**, « Etude de l'influence des barrières isolantes sur la tenue diélectriques d'intervalle d'huile en chocs de foudre et en continu », Thèse de doctorat, Ecole centrale de Lyon, décembre 1997.

[2] **S.A. Studniarz**, " The effect of barriers in the low field region of non uniform fields on oil breakdown", IEEE Trans. Power apparatus and systems, Vol PAS-100, N°5, pp1568-1573, 1981.

[3] **A. Beroual and A. Zouaghi**, "Barrier effect on the pre breakdown and breakdown Phenomena in long Oil Gaps", Conference record of the ICDL 96 12<sup>th</sup> International Conference on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids, pp.300-303, Roma, Italy, July 15-19, 1996.

[4] **L. Kebbabi**, « Caractérisation des décharges glissantes se propageant aux interfaces liquide/solide sous différentes formes de tension- relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale », thèse de doctorat, Lyon 2006.

[5] **A. Saker**, « Caractérisation des décharges rampantes à l'interface liquide Diélectrique/solide isolant », Vol, thèse de Doctorat, INP. Grenoble, 1993

[6] **F. Guerbas, A. Boubakeur, A. Beroual et M. Zitouni** «Effet d'une barrière isolante sur la tension de claquage de l'huile de transformateur dans un système pointe- plan sous tension alternative », 7<sup>ème</sup> Conférence Nationale sur la Haute Tension, pp.80-83, Sidi-Bel-Abbès, 19-21 Avril 2009.

[7] **S. Mouhoubi**, « Etude de l'influence d'une barrière dans un intervalle pointe – plan, par la mesure de la tension disruptive, du champ électrique et des décharges partielles », thèse de doctorat ENP, 16 Novembre 2008.

[8] **L. Kebbabi and A. Beroual**, «Optical and Electrical Characterization of creeping Discharges over Solid/Liquid Interfaces under Lightning Impulse Voltage », IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.13, No. 3, pp. 565-571, June 2006

# Diagnostic par l'Analyse des Courants de Préclaquage dans les Huiles de Transformateurs de Puissance

F. Aberkane<sup>1</sup>, F. Benyahia<sup>1,2</sup>, H. Moulai<sup>1</sup>, S. Boukehil<sup>1</sup>, L. Meziane<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>): Laboratoire des Systèmes Electriques et Industriels, FEI, USTHB, BP 32 Bab Ezzouar, Alger, 16311, Algerie.

(<sup>2</sup>): Centre de Recherche et Développement en Electricité et Gaz, CREDEG-SONELGAZ, Route de Ouled Fayet, El Achour, Alger  
E.mail: moulah@yahoo.fr

**Abstract**—This work is devoted to the study of prebreakdown currents triggered in mineral transformer oil submitted to 50Hz alternating overvoltage. Different types of current have been recorded in the purpose of developing a discrimination technique mainly based on the shape of these currents in order to enable a complementary diagnosis tool that can serve as a live transformer protection. A neural network based discrimination algorithm has been developed for the purpose, and obtained results are satisfactory.

**Key words:** Pre breakdown currents discrimination; linear regression; Artificial Neural Networks (ANN).

**Résumé**—Ce travail est consacré à l'étude des courants de préclaquage dans l'huile minérale de transformateur. Les différents types de courant ont été enregistrés dans le but de développer une technique de discrimination de ces courants basée sur leur forme en vue d'un dispositif complémentaire de diagnostic en temps réel pouvant servir à la protection des transformateurs. Un algorithme de discrimination a été développé par les réseaux de neurones artificiels (RNA) et les résultats obtenus sont satisfaisants.

## I. INTRODUCTION

Le claquage d'une isolation liquide est précédé par des processus de génération et de propagation de streamers dépendant principalement du champ appliqué et de la nature du liquide. Cependant, pour les mêmes conditions expérimentales, un problème de reproductibilité se pose et le phénomène revêt un caractère statistique [1]. Ces phénomènes de claquage et pré claquage dans les diélectriques liquides ont fait l'objet de nombreuses études. Ceux-ci ont porté principalement sur la forme et la vitesse des streamers ainsi que sur les paramètres électriques, optiques et acoustiques qui les accompagnent. Les courants, les émissions de lumière qui leur sont corrélés ainsi que les échos sonores sont des paramètres privilégiés pour les concepteurs de capteurs devant servir d'éléments de surveillance et de décision pour la protection des équipements dans lesquels ces huiles sont utilisées.

L'état intérieur d'un transformateur ainsi que son système d'isolation ont fait l'objet de différentes études consacrées aux techniques de mesure et aux méthodes de diagnostic. Une bonne partie des méthodes ainsi préconisées est effectuée carrément à l'arrêt du transformateur. Elles viennent parfois très tardivement, notamment lorsque le processus de dégradation s'est déjà accéléré.

Plusieurs techniques de surveillance ont été développées pour venir en appoint aux méthodes classiques. Elles sont basées sur des techniques numériques donnant des résultats plus ou moins satisfaisants.

Dans ce travail, nous présenterons un système de surveillance et de protection de l'état d'un transformateur contre les décharges issues des courants associés à la propagation des streamers positifs dans l'huile minérale de transformateur soumis aux tensions alternatives. Il nous permettra d'envisager de protéger les transformateurs à l'instant ultime contre les décharges internes de forte puissance.

## II. TECHNIQUE EXPERIMENTALE

Le dispositif expérimental est constitué d'une source de tension, d'une cellule d'essai et de systèmes de mesure et d'enregistrement des courants, des charges et des émissions lumineuses associées à la propagation des streamers [2]. La cellule est essentiellement constituée de deux électrodes pointe et plane en laiton. La pointe présente un rayon de courbure de 10 $\mu$ m.

La plage de tension d'étude s'étale entre un seuil que nous supposons minimal de génération où, au plus 2 streamers sont générés pendant une heure d'application de la tension, et un seuil maximal au dessus duquel au moins 50% des streamers enregistrés mènent à un claquage. Elle est uniformément variée de 2.0  $\pm$  0.2kV/sec. Une gamme de courants la plus large possible a été ainsi obtenue. De ceux correspondant à

des énergies les plus faibles jusqu'à ceux de forte énergie, menant directement au claquage de l'isolation.

### III. MESURE DES COURANTS

Le courant des streamers est mesuré à travers une résistance  $R_m$  de  $50\Omega$ , non inductive, placée entre l'électrode plane et la terre, et connectée à l'entrée  $50\Omega$  d'un oscilloscope numérique à mémoire (Lecroy 9450, bande passante 350MHz). L'entrée de l'oscilloscope est protégée par deux diodes rapides (AN4148, 100mA, 4ns, 100V) montées en tête bêche.

Le niveau d'enclenchement de l'oscilloscope "trigger" est choisi le plus bas possible afin d'enregistrer la moindre manifestation de streamer tout en évitant les enclenchements intempestifs de l'oscilloscope, dus aux courants de décharges partielles à travers les parois externes de la cellule d'essai. Ce niveau est d'autant plus élevé que la distance inter-électrodes et la tension appliquée sont élevés [1].

Dans la plupart des cas, l'oscilloscope est utilisé en mode 'séquences' enregistrant simultanément les 20, 50 ou 100 premiers événements. Ce nombre est dans la plupart des cas, fixé à vingt, d'une part, par le fait que tous les types de courant susceptibles de se manifester à un niveau de tension donné, sont enregistrés. D'autre part, en prenant un nombre supérieur, les signaux enregistrés peuvent être tronqués en partie et perdre en résolution.

### IV. FORME DES COURANTS

Selon l'amplitude de la tension appliquée, différentes formes de courant peuvent être observées [2]. Celles ci apparaissent sous les deux alternances (positive et négative) lorsque la tension dépasse une certaine valeur seuil correspondant à l'initiation des streamers. L'apparition des streamers positifs est cependant plus fréquente que celle des streamers négatifs. La figure 1 montre les différentes formes de courant, observées dans l'huile minérale sous différentes tensions et dans la même géométrie d'électrodes.

Les courants de type A1 sont enregistrés aux niveaux de tension les plus bas. Ils correspondent à la propagation de streamers positifs s'éteignant avant d'atteindre l'électrode opposée. Ceux de type A2 et A3 sont les plus fréquemment enregistrés, à des niveaux de tension supérieurs. Ils sont caractérisés par une composante continue qui augmente dans le temps jusqu'à une valeur maximale correspondant à leur arrivée sur le plan [3-6]. Sur cette composante continue sont superposés des pics de courant dont l'amplitude diminue avec l'accroissement de la tension appliquée. C'est le type de courant enregistré en plus forte proportion [1]. Les signaux de type B sont associés à la propagation de streamers positifs suivis d'un claquage du système interélectrodes. Le claquage peut survenir avant ou après la valeur max du courant correspondant à

l'arrivée du streamer sur la deuxième électrode. Ce type de courant est le plus dangereux pour les systèmes d'isolation et devrait correspondre à des événements très rapides tels ceux observés par Torshin [7] et Lundgaard et al. [8]. Les dispositifs de protection doivent les identifier et y accorder un intérêt particulier.

Les courants de type C, enregistrés aux niveaux de tension davantage plus élevés que les précédents, correspondent à la propagation de streamers négatifs, plus lents et de plus faible énergie que les positifs, et qui s'éteignent le plus souvent avant d'atteindre l'électrode opposée. Ce type de streamer ne représente pas de danger significatif.

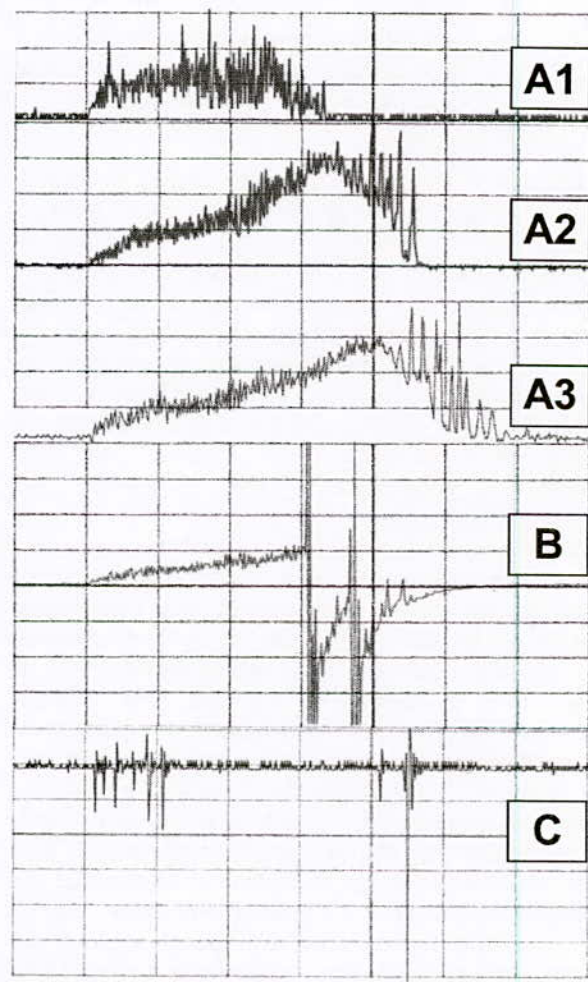


Figure 1. Différents types de courants enregistrés. A1, A2 et A3: Positifs non suivis par un claquage. B: Positif suivi par un claquage. C: Négatif non suivi par un claquage. Echelle: temps:  $2\mu\text{s}/\text{div}$ ; Courants: A1, A2 et A3:  $5\text{mA}/\text{div}$ ; B:  $10\text{mA}/\text{div}$  et C:  $1.5\text{mA}/\text{div}$ .

## V. CARACTERISATION DES SIGNAUX

La caractérisation des signaux est complexe et difficilement accessible. Ceci nécessite l'utilisation d'un modèle prédictif basé sur le calcul de probabilités et statistiques. L'utilisation des réseaux de neurones est mieux indiquée pour la résolution de ce type de problème de classification de signaux électriques.

### A. Choix de l'architecture du RNA

Le choix d'une architecture adéquate de RNA est primordial pour obtenir un système performant ou tout au moins fonctionnel. Or plusieurs aspects sont à considérer lors de la conception dont les plus importants sont :

- Le nombre d'entrées et de sorties
- Le nombre de couches de neurones
- Le nombre de neurones sur chaque couche
- Les interconnexions entre les couches
- La fonction d'activation

Habituellement, une seule couche cachée suffit pour résoudre la plupart des problèmes. En règle générale, plus un RNA a d'entrées et plus la résolution du problème est complexe, plus il faudra de neurones en couche cachée [9]. Une technique souvent utilisée consiste à effectuer l'apprentissage d'une première topologie de réseau avec beaucoup de neurones en couche cachée et de diminuer ce nombre jusqu'à ce que les performances commencent à se dégrader. Il est aussi possible de commencer avec une structure simple, pour ensuite la complexifier jusqu'à l'atteinte des performances souhaitées [10].

Par ailleurs, pour ce qui est du choix d'une topologie à propagation avant ou récurrente et des interconnexions entre les neurones, il faut d'abord bien connaître le problème à résoudre. Ainsi, une structure récurrente est souvent mieux adaptée à la reconnaissance et à la classification de signaux ou d'images. Une topologie récurrente est également très performante lorsque l'aspect temporel des signaux appliqués en entrée est important.

Toutefois, la topologie de réseaux à propagation avant n'en demeure pas moins la plus utilisée de par la simplicité des algorithmes d'apprentissage utilisés pour cette topologie et de par sa réputation de produire des solutions performantes à plusieurs problèmes concrets de l'industrie. Sous cette configuration, tous les neurones d'une couche sont habituellement reliés à tous les neurones de la couche suivante, bien qu'il y ait une liberté totale quant au choix des interconnexions [10].

Lorsque le RNA doit fournir une réponse en temps réel, ou plus encore, lorsque le RNA doit s'adapter aux changements de son environnement en poursuivant son apprentissage en temps réel, la structure du réseau doit alors être simplifiée au maximum afin de diminuer le nombre d'opérations mathématiques requises et de limiter les ressources matérielles nécessaires à l'implémentation du RNA.

### B. Algorithmes d'apprentissage

Suite à l'application séquentielle de plusieurs entrées à apprendre, les algorithmes d'apprentissage modifient la valeur des poids entre les neurones ainsi que la valeur des biais de façon à améliorer la performance du RNA. En fait, l'ajustement des poids est plus ou moins efficace. Cela dépend de la connaissance que nous avons du système à modéliser ou du problème à résoudre. Ainsi trois grandes classes d'apprentissage existent: Apprentissage non-supervisé, apprentissage par renforcement et apprentissage supervisé (back propagation). Ce dernier algorithme ne peut être utilisé que lorsque les combinaisons d'entrées-sorties désirées sont connues. L'apprentissage est alors facilité et par là, beaucoup plus rapide que pour les deux autres algorithmes puisque l'ajustement des poids est fait directement à partir de l'erreur, soit la différence entre la sortie obtenue par le RNA et la sortie désirée.

L'ajustement du poids des liens entre les neurones peut s'effectuer selon diverses équations mathématiques, dont la plus populaire est sans aucun doute la loi de Hebb.

## VI. METHODOLOGIE

### A. Entrées du réseau de neurones

Les entrées du modèle neuronal seront déterminées à partir des résultats obtenus de la droite de régression multilinéaire robuste. Pour de meilleurs résultats, les paramètres d'entrée doivent être les plus représentatifs des signaux à identifier.

### B. Création du vecteur d'entrée

Le schéma ci-dessous représente les différentes étapes de création du vecteur d'entrée. Le signal numérisé (signal bien échantillonné) passe par les unités de traitements suivants:

#### B.1. Découpage du signal

Cette unité permet de diviser le signal de longueur  $X$  en fenêtres (segments) de données. On utilise cette technique pour pouvoir introduire les segments du signal l'un après l'autre en suivant l'ordre chronologique (simulation en temps réel).

La commande Matlab utilisée dans cette unité est: *buffer (signal de longueur X, taille d'une fenêtre)*

Afin d'éviter un découpage du signal excessif ou lent, nous avons considéré la zone critique au signal le plus rapide correspondant à la partie située entre le point d'inflexion de la composante continue du signal et la valeur max du courant.

Une fenêtre égale à 40% de cette zone critique a été choisie (figure 2) comme élément de base fixant la taille de toutes les fenêtres des signaux constituant notre base de données.

**B.2. DROITE DE REGRESSION**

La droite de régression est représentée par l'équation  $y = A + Bx$ . Elle est définie par les paramètres A et B que l'on détermine en appliquant la méthode des moindres carrés.

$$A = Cov(x, y) / V(x) \tag{1}$$

$$A = (\frac{\sum xy}{n} - \bar{x} \cdot \bar{y}) / (\frac{\sum x^2}{n} - \bar{x}^2) \tag{2}$$

$$B = \bar{y} - A \cdot \bar{x} \tag{3}$$

Où n est le nombre d'observations

Il s'agit en effet de trouver les valeurs de ces deux paramètres qui minimisent la somme des écarts au carré entre les différents points du nuage et la droite elle-même.

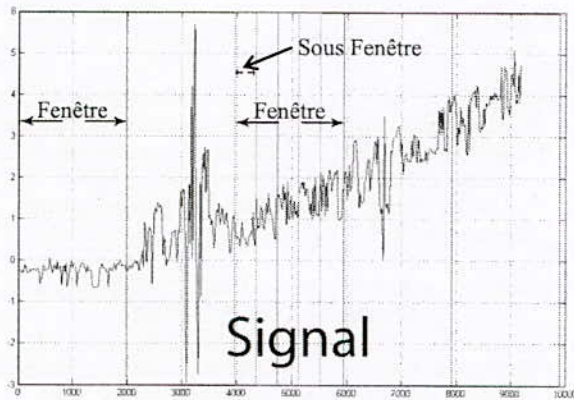


Fig. 2. Type de signal et choix des fenêtres

Dans cette unité de calcul, nous allons déterminer l'équation ( $y=A+Bx$ ) de la droite de régression multilinéaire robuste d'une fenêtre où B représente la pente. Ce paramètre représente l'une des entrées du réseau de neurone.

L'avantage de la droite de régression multilinéaire est qu'elle passe par le maximum de points par rapport à la droite de régression linéaire (figure 3). La commande Matlab utilisée dans cette unité est: *robustfit (taille de la fenêtre, fenêtre)*

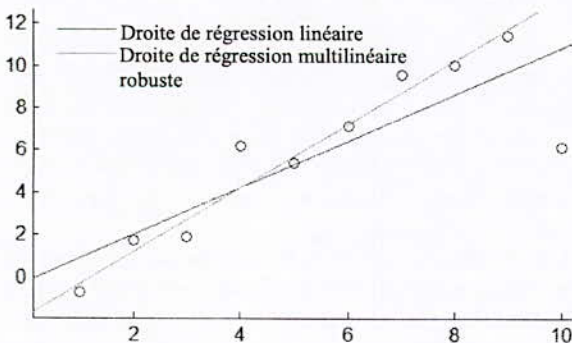


Fig. 3. Droites de régression.

**B.3. Découpage des fenêtres en sous fenêtres**

Cette unité divise une fenêtre en plusieurs sous fenêtres identiques. La commande Matlab utilisée dans cette unité est: *buffer (fenêtre, taille fenêtre/5)*.

**C. Sortie du réseau de neurones**

La sortie sera sous forme binaire (1 ou 0) pour chaque fenêtre.

Un grand nombre de neurones augmente exagérément le temps de calcul, mais donne généralement de meilleurs résultats. Il n'existe actuellement pas de méthodes pour trouver la configuration optimale. Nous avons donc essayé plusieurs réseaux et gardé le meilleur.

La configuration retenue est un réseau multicouche avec deux couches cachées.

**D. Nombre de neurones sur chaque couche**

Plus un RNA a d'entrées, plus la résolution du problème est complexe et plus il faudra de neurones en couche cachée. La technique utilisée consiste à effectuer l'apprentissage d'une première topologie de réseau avec beaucoup de neurones en couche cachée et de diminuer ce nombre jusqu'à ce que les performances commencent à se dégrader.

La fonction d'activation utilisée pour chaque neurone est la sigmoïde.

**VII. DÉROULEMENT DES ESSAIS**

La base de données contient les signaux de courants de différentes catégories. Un premier classement est effectué au niveau de la création de cette base de données. Chaque portion de signal sera classée selon son type (dangereux ou pas dangereux).

La base de données ainsi construite servira à la phase d'apprentissage du réseau de neurones.

Différents types d'apprentissages seront utilisés. L'apprentissage retenu sera le "trainlm".

La bonne configuration du réseau de neurone sera choisie en fonction de ses performances, à partir du tableau issu de la phase d'apprentissage.

La phase suivante consiste à envoyer un signal de décharge et voir le comportement du réseau de neurone.

**VIII. RÉSULTATS DU TEST**

Les figures 4 et 5 sont issues du test du réseau de neurone. La couleur bleue représente le signal original et le rouge le résultat du test. Ce dernier évolue avec le signal original jusqu'à ce que le réseau de neurone le détecte comme étant un signal dangereux. Alors la coupure se produit, sinon il continue son évolution jusqu'à la fin.

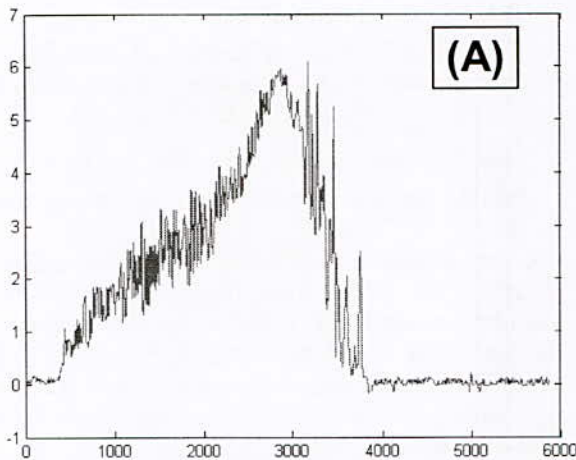


Fig. 4. Résultats du test: Signal enregistré et comptabilisé sans donner d'instruction de coupure en fonction du nombre de points de calcul. Echelle: Courant: 2.5 mA/div, Temps: 300 points de calcul/ $\mu$ s.

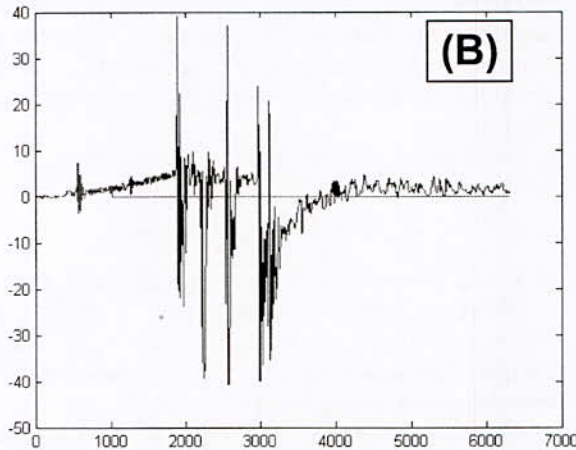


Fig. 5. Résultats du test : Signal identifié comme menant au claquage et instruction de coupure avant arrivée de la phase de claquage. Echelle: Courant: 2.5mA/div, Temps: 300 points de calcul/ $\mu$ s.

Les deux signaux se superposent jusqu'à ce que le signal de couleur rouge s'annule, cela signifie qu'il y a eu coupure, donc détection d'une fenêtre dangereuse pour l'objet à protéger. Ce résultat est concluant puisque la coupure se produit à l'instant voulu, c'est-à-dire dans la zone de pré-claquage, ceci va nous permettre de prévenir la détérioration de l'équipement.

Le signal de couleur rouge (Figure 4) se superpose parfaitement avec le signal d'origine, ce qui signifie qu'il n'y a pas eu coupure. Ce type de signal ne présente pas de risque potentiel d'être suivi d'un arc.

#### IX. CONCLUSION

Les courants de défaut dans les huiles de transformateur sont relativement complexes à étudier parce qu'ils dépendent de plusieurs paramètres tant électriques, reliés à la forme et à l'amplitude de la

tension, que physico-chimiques reliés à la structure moléculaire de l'huile d'isolation.

L'analyse par l'outil informatique des signaux de décharges (courants de défaut) en temps réel représente une solution rapide et fiable pour la protection des transformateurs.

Le choix des réseaux de neurones s'est avéré comme étant une solution optimale pour la résolution de ce type de problème dépendant de plusieurs paramètres.

Le système ainsi élaboré pour la discrimination des courants de défaut nous a permis d'obtenir des résultats satisfaisants. Ils montrent que la performance du réseau de neurone dépend directement du choix de la structure, de la méthode d'apprentissage et principalement de la phase d'apprentissage.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Beroual and H. Moulai, "Prebreakdown currents analysis in insulating oils under AC Voltages - Relation to breakdown", Archives of Electrical Engineering (AEE), Vol.L, No.1, 2001, pp.115-127.
- [2] H. Moulai, "Etude des courants de préclaquage dans les diélectriques liquides", thèse de doctorat d'état, ENP, Octobre 2001.
- [3] A.Beroual and R. Tobazeon, IEEE Trans. on Elect. Ins., Vol.EI-21, N°4, August 1986, pp. 613-627.
- [4] R.T. Harrold, Ann. Rep. CEIDP NAS-NRC, 1974, p123.
- [5] Y.Nakao, H.Itoh, S. Hoshino Y. Sakai and H. Tagashira, IEEE Trans. on Dielect. and Elect. Insul., Vol.1, N°3, June 1994. pp. 383-390
- [6] H. Moulai et A. Beroual, 3<sup>ème</sup> Conf. Nat. sur la H.T., Guelma 1999, pp.45-48.
- [7] Yu.V. Torshin, IEEE Trans. on Diel. and Elect. Ins., Vol.2 No1, 1995, pp.167-179.
- [8] L. Lundgaard, D. Linhjæl, G. Berg and S. Sigmond, Conf. Rec. of the ICDL'96, 12<sup>th</sup> Int. Conf. on Cond. and Breakd. In Diel. Liq., Roma, Italy, July 15-19, 1996, pp. 175-180.
- [9] C.T. LIN, C.S.G. LEE, "Introduction to artificial neural networks", in Neural Fuzzy Systems, New Jersey, Prentice Hall, 1995, pp. 205-217.
- [10] Jean-Daniel Leroux, "Les réseaux de neurones artificiels", Université de Sherbrooke, Département de génie électrique et de génie informatique, mars 2004.



# Problématique du re-Remplissage d'Huile des Transformateurs de Puissance.

T. Toudja, A. Beldjilali, H. Moulai

Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene; Laboratoire des Systèmes Electriques et Industriels; FEI, BP 32, Bab Ezzouar, Alger, Algérie. E-mail: [moulaih@yahoo.fr](mailto:moulaih@yahoo.fr)

I. Khelfane, A. Yahiat

Centre de Recherche et Développement en Electricité et Gaz (CREDEG)-SONELGAZ, 36 Route de Ouled Fayet, El Achour, Alger, Algérie.

**Résumé**—Ce travail est consacré à l'étude des propriétés physico chimiques (aspect, couleur, densité, teneur en eau, acidité, tension de claquage, facteur de dissipation, viscosité et point d'éclair) d'un mélange entre une huile usagée et une autre neuve, de même nature et compatible avec elle. Il est orienté vers la recherche des proportions optimales permettant d'avoir des propriétés correctes du mélange.

**Abstract**—The aim of this work is to study the physico-chemical properties (aspect, color, density, water content, acidity, breakdown voltage, dissipation factor, viscosity and flash point) of mixtures between a used oil and an another new one. The two oils are of the same nature and compatible for all proportions. The work is mainly oriented towards the research of optimal ratios enabling to have the best properties of the mixture.

## 1. Introduction

Les systèmes de transport et de distribution de l'énergie électrique reposent essentiellement sur les transformateurs de puissance qui constituent l'un des éléments les plus coûteux. Il est donc nécessaire qu'ils fonctionnent correctement durant de nombreuses années. La plupart des transformateurs de puissance à travers le monde sont remplis avec des liquides isolants. Grâce à leurs bonnes propriétés thermiques, ces liquides permettent d'assurer aussi bien l'isolation électrique que le transfert de chaleur [1]. L'huile minérale est le liquide le plus utilisé dans les transformateurs de puissance, d'une part pour ses propriétés physico-chimiques et d'autre part pour son faible coût malgré sa faible résistance au feu. Actuellement, la plupart des transformateurs de puissance excèdent les 25-30ans [2-4]. Leur remplacement par des neufs, tout simplement à cause de leur âge, n'est pas économique et pose un certain nombre de contraintes techniques. Le re-remplissage est une solution souvent envisagée mais qui peut poser problème dans le sens où il reste toujours 10% de l'ancien liquide dans les bobinages et les parois de la cuve après vidange [5]. De plus, les fuites d'huiles à travers la cuve nécessitent parfois des appoints avec les huiles disponibles sur le moment et qui ne sont pas les mêmes que celles d'origine.

Le but de notre travail est d'essayer de trouver les bonnes proportions assurant des caractéristiques acceptables pour les mélanges entre une huile usagée et une autre neuve de même nature. A cet effet, nous avons considéré deux huiles naphthéniques, la Nynas

Nyro 10 GBX vieille de 15 et une autre neuve, la Borak 22.

Notre travail porte sur l'étude des principales caractéristiques requises pour une huile de transformateur, à savoir celles liées aux propriétés physico-chimiques, électriques et thermiques. Pour cela, nous avons mené une étude comparative sur la base d'analyses et d'observations expérimentales entre deux types d'huiles minérales d'abord (NYNAS et BORAK22), et ensuite des mélanges à base de ces dernières. Cette étude est dictée par des considérations économiques et technologiques. Notre objectif principal est de trouver un mélange permettant d'obtenir les meilleures performances à moindre coût et répondant aux critères requis pour une huile de transformateur.

## 2. Techniques d'Essais :

L'huile de base est naphthénique de type Nynas Nyro 10GBX. Elle est non inhibée, c'est-à-dire qu'elle ne contient pas d'additifs pour l'amélioration de sa tenue à l'oxydation. Elle a été éliminée d'un transfo de puissance de poste après 15 années de service pour contenance de forts taux de carbonés. La seconde huile, neuve et de couleur claire, est aussi naphthénique de type BORAK22. Elle est destinée pour un transfo de puissance de centrale.

Ainsi, onze échantillons ont été réalisés. Deux concernent les deux huiles seules. Et les neuf autres correspondent à des proportions de mélange de la Borak dans la Nynas de 10 à 90 % (tableau 1).

Pour notre étude, une série d'essais est effectuée pour pouvoir caractériser les deux types d'huiles séparément dans un premier lieu, et leurs mélanges ensuite. Cela nous permet d'évaluer les propriétés physico-chimiques, électriques et thermiques de chaque type. Les paramètres étudiés sont les suivants :

- Propriétés physico-chimiques (aspect et couleur, densité, teneur en eau et acidité)
- Propriétés électriques (tension de claquage et pertes diélectriques)
- Propriétés thermiques (viscosité et point d'éclair)

Afin d'avoir un mélange homogène et une analyse représentative, il est nécessaire de bien faire barboter, à l'aide d'un agitateur magnétique, les échantillons à vitesse constante de 500 rpm (tours par minute) et sous une température ambiante (22°C de moyenne), pendant 40 minutes.

de l'huile et est extrêmement sensible aux contaminants provenant de produits plus volatiles tels que gasoil ou essence (cas de la Nynas, vieille de 15ans et qui présente un taux élevé d'impuretés)

## 5. Conclusion

Bien que les deux huiles soient de même nature, ne présentant donc pas de problème de compatibilité ou de miscibilité, les résultats obtenus sur les huiles seules ou mélangées se sont avérés pour la plupart de caractéristiques différentes d'une proportion à l'autre. Ceci est en particulier dû à l'état de vieillissement différent pour les deux huiles, mais aussi à la teneur en eau très différente d'une huile à l'autre. Les variations des différents paramètres ne suivent pas une loi linéaire par rapport à la teneur en eau du mélange. Cela indique que plusieurs paramètres interagissent simultanément pour déterminer le comportement d'un mélange donné. D'autres expériences complémentaires sont nécessaires pour séparer notamment les effets de la nature du liquide de base et celui de la teneur en eau.

Les paramètres qui montrent une altération claire à la suite des mélanges entre les deux huiles de base sont la résistivité, le facteur de dissipation, la teneur en eau et la tension de claquage. En effet, on constate une bonne corrélation entre la rigidité diélectrique du liquide et sa teneur en eau. Cela rend ces deux paramètres les plus favorisés dans l'étude spécifique à l'isolation des transformateurs de puissance.

Les propriétés de la Nynas sont améliorées par l'ajout de Borak 22 et sont amenées à de valeurs acceptables par les normes, à l'exception de la tension de claquage qui semble ne pas être améliorée par toutes les proportions des mélanges, alors que celle de la Borak 22 est quasiment double de celle de la Nynas. Ceci peut être imputé au fait que les mélanges réalisés ne sont pas suffisamment homogènes, bien que les teneurs en eau de ces mélanges semblent être ramenées à des valeurs acceptables à partir de la proportion 50/50%.

Plusieurs propriétés de l'huile ne sont pas affectées de manière sévère par les mélanges d'huile les plus défavorables, à l'image de l'acidité, la couleur, la permittivité, la viscosité et le point d'éclair.

## Références

- [1] N. Berger, "Liquides isolants en électrotechnique, Présentation générale", Techniques de l'Ingénieur, D 2 470, 2002.
- [2] I. Fofana, V. Wasserberg, H. Borsi, E. Gockenbach and M. Farzaneh, "Drying of Transformer Insulation using Zeolite", IEEE Electrical Insulation Magazine, January/February 2004 — Vol. 20, No. 1, pp. 20-30
- [3] T. K. Saha, M. Darveniza, D.J.T. Hill, T.T. Le, "Electrical and Chemical Diagnostics of Transformers Insulation -Part A: Aged Transformer Samples", IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 12, No. 4, October 1997, pp. 1547-1554
- [4] W. Li, E. Vaahedi, Y. Mansour, "Determining Number And Timing Of Substation Spare Transformers Using A Probabilistic Cost Analysis Approach", IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 14, No. 3, July 1999, pp. 934-939.
- [5] C. Perrier, "Etude des huiles et des mélanges à base d'huiles minérales pour transformateurs de puissance- recherche d'un mélange optimal", Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Avril 2005,
- [6] C. T. Dervos, C. D. Paraskevas, P. Skafidas, P. Vassiliou, IEEE Elect. Ins. Magazine, Vol 21, No 1, 2005.

# Leakage and Flashover Currents Forecast of Non Uniform Polluted Insulators Under DC Voltage

Z. Sahli , R. Boudissa, A. Mekhaldi , H. Djoudi.

**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 leakage and flashover current.

The paper presents a method to calculate the flashover current along porcelain insulator surface under non uniform pollution conditions. This method is based on multiple regression analysis to predict leakage current and especially to predict the flashover current. The values of leakage current from the statistical model are calculated using different values of ESDD and for the tow polarity of direct current.

The investigation indicated that the statistical models are well-suited for predicting the leakage current level to prevent flashover on the insulator surface and for analyzing the contribution of the different factors affecting this leakage current. Additionally, the multiple regression models can be extended for other applications in which nonlinear relationships are observed.

**Key Words**— Flashover, leakage current, flashover current, non uniform pollution, insulation, regression analysis.

## I. INTRODUCTION

The flashover performance of insulators under polluted conditions is one of the guiding factors in the design and dimensioning of insulation in power transmission lines [1]. Hence the flashover on polluted transmission line insulators

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. 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;

A. Mekhaldi is with Laboratory of High Voltage, Polytechnic National School of Algiers, ALGERIA.

H. Djoudi is with department of electrical engineering, University M. Mammeri, Tizi ouzou, ALGERIA.

is a major problem which has to be solved by power engineers.

The pollution flashover on high voltage insulators usually involves the propagation of an arc root across the surface of an electrolyte. However, flashover is achieved through two successive phases characterized as ignition and subsequent growth of discharges under favorable conditions. The starting point of the first phase has long been attributed to the formation of scintillations in the form of glow and quasi stable discharges across the dry bands. These discharges grow under favorable conditions to form stable arcs. There may be several such arcs burning stably under the leading arc at different places on the insulator surface. The second phase is more important, but it is still unsolved. Though several mechanisms, proposed by different researchers [2–4], seem to have physical acceptance, none of them has yet received any definite experimental evidence. During arc propagation the heat dissipated in the series pollution layer in front of the discharges, significantly changes the characteristics of the pollution layer from one point to another on the insulator surface.

Moreover, after ignition of the discharges across the dry bands, the increasing leakage current cause additional variation and non uniformity in the series pollution layer [5].

The majority of the variables to be predicted (leakage current, Flashover current) 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 [6-10], 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 Venkataraman 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 [1].

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,



slope until the flashover of the insulators surface. This process was repeated for different values of pollution severity. The flashover voltage reported in this work is the average of twenty measurements for the same pollution degree. The leakage current was measured using a storage oscilloscope connected to a computer using a shunt resistor (Fig. 1).

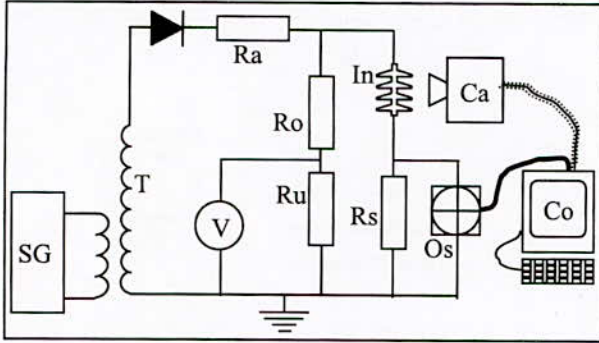


Figure 1: Diagram of measurement of flashover voltage, leakage current and visualization of the electric discharge.

SG: Automatic controller of voltage, Tr: HV transformer, Ra: HV resistance, V: Peak voltmeter, Ro and Ru: Resistances of resistive divider, In : Insulator, Rs: Shunts resistance, Ca: Camcorder, Os: Oscilloscope, Co: Computer.

For a well defined applied voltage, we measure the electrical arc length which draws a maximum current from the supply. For this, we use a fast camera to records the arc propagation simultaneous with the current measurement.

IV. LEAKAGE CURRENT MODEL

The sample is the short sample of porcelain cylindrical insulator.

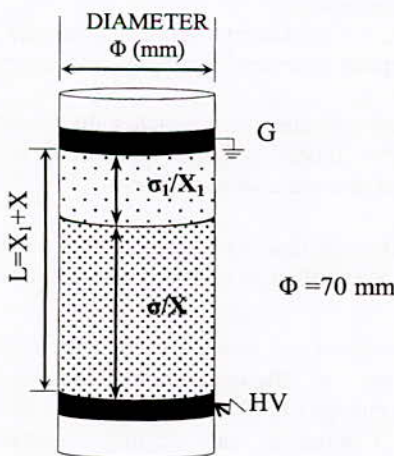


Figure 2: Schematic of the tested short sample of porcelain cylindrical insulator.

The experimental results of leakage current as function of applied voltage, for various ESDD of polluted layer and

polarity of the applied voltage are shown on Fig. 3. It is noticed that the leakage current varies exponentially for all the level of applied voltage and for both polarities. In the same way, Fig. 4 shows that the arc length is not linear with voltage magnitude for both polarities.

To build the statistical models of the leakage current, the data of (Fig. 3) and (Fig. 4) were used. The negative polarity data was selected since it gives the weakest flashover voltage. To account for the measured non-linearity, logarithmic values of ESDD and exponential values of arc length were used as the regressor variables and leakage current was used as a response.

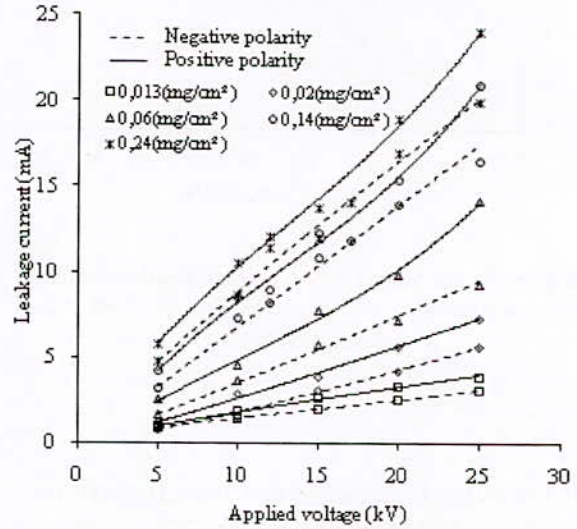


Figure 3: Leakage current for cylindrical insulator and for different pollution severity degree as a function of the applied voltage.

The regression equation is:

$$\ln(I)(mA) = -21,064 + 2,994V - 6,547L_{arc}$$

Predictor	Coef	SE Coef	T	P
Constant	-21.06	7.48	-2.81	0.106
V (kV)	2.99	1.00	2.98	0.097
L <sub>arc</sub> (cm)	-6.55	2.24	-2.92	0.100

S = 0.009      R<sup>2</sup> = 99.98 %      R<sup>2</sup> (adj) = 99.97 %

Analysis of variance

Source	DF	SS	MS	F	P
Regression	2	1.26	0.63	7617	0.000
Residual	2	0.0002	0.00008		
Error					

Table 1: Statistical results of applied voltage and arc length based model for an ESDD of 0.24 mg/cm<sup>2</sup>.

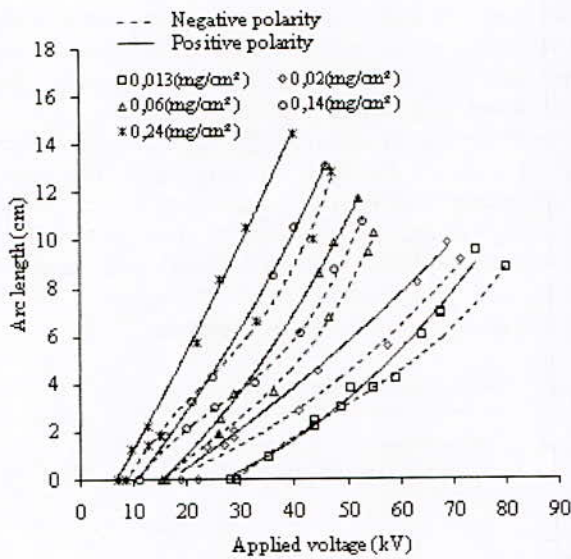


Figure 4: Arc length for cylindrical insulator and for different pollution severity degree as a function of the applied voltage.

IV.1 LEAKAGE CURRENT MODEL BASED ON APPLIED VOLTAGE AND ARC LENGTH

Figure 5 shows the leakage current prediction at 95 % prediction interval. The experimental data are from applied voltage in the range of 14.1 – 33 kV and arc length in the range of 3 – 11.8cm for an ESDD of 0.24 mg/cm<sup>2</sup>. In order to validate the model in the region of extrapolation a data point-arc length of 14.58cm and applied voltage of 40 kV were considered and the leakage current was determined experimentally. The values arc length of 14.58 cm and applied voltage of 40 kV correspond to the values of critical arc and critical voltage, any increase in these two values causes the total flashover of the insulator. The predicted value was in the range of 23.27 – 27.01 mA. The experimentally determined value of leakage current was 25.6 mA, which is within the range of 95 % prediction limits.

Means of upper limit and lower limit represent the Leakage current predicted by the detailed statistical model in following table:

Where,

I – Leakage current (mA)

V – Applied voltage (kV)

L<sub>arc</sub> – Arc length

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<sup>2</sup> – Residual sum of squares

R<sup>2</sup> (adj) – Adjusted residual sum of squares

DF – Degrees of freedom

SS – Sum of squares

MS – Mean sum of squares

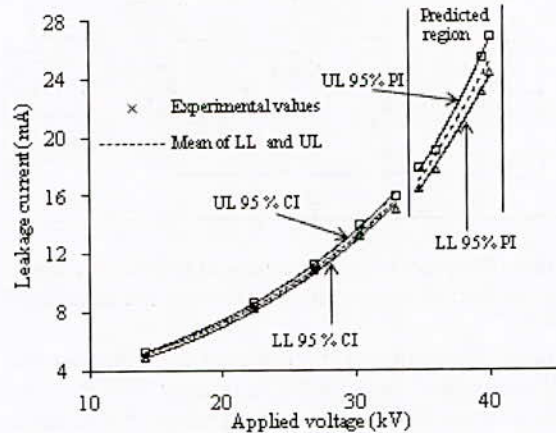


Figure 5: Leakage current prediction curve at 95 % prediction interval. UL- Upper Limit, LL- Lower Limit, CI- Confidence Interval.

A high value of R<sup>2</sup> (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.

IV.2 LEAKAGE CURRENT MODEL BASED ON POLLUTION SEVERITY DEGREE AND ARC LENGTH

Figure 6 shows the leakage current prediction at 95 % prediction interval. The experimental data are obtained for an applied voltage of 25kV, from pollution severity degree of 0.013 – 0.24 mg/cm<sup>2</sup> and from arc length of 0.2 – 7.4 cm. All the predicted values are within the range of 95 % prediction limits.

The regression equation is :

$$I(mA) = -13,64 + 3,77Ln(ESDD) + 0,33(2,14L_{arc}^{0,52})$$

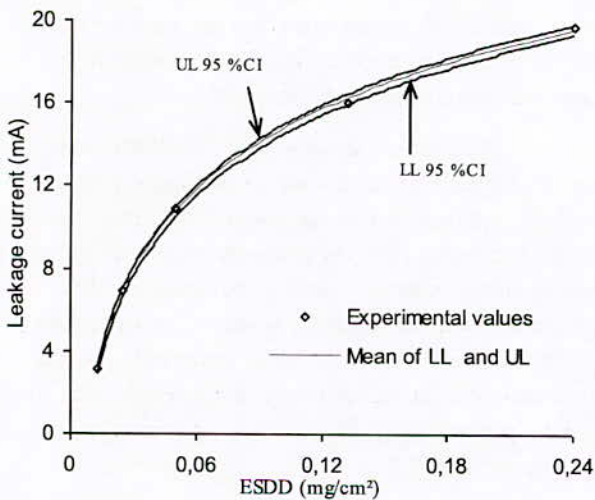
Predictor	Coef	SE Coef	T	P
Constant	-	1.63	-8.39	0.014
	13.64			
Ln (ESDD) (mg/cm <sup>2</sup> )	3.77	0.45	8.34	0.014
(2,14L <sub>arc</sub> <sup>0,52</sup> ) (mm)	0.33	0.08	4.13	0.053

S = 0.069      R<sup>2</sup> = 99.99 %      R<sup>2</sup> (adj) = 99.98 %

Analysis of variance

Source	DF	SS	MS	F	P
Regression	2	178.618	89.309	18761	0.000
Residual Error	2	0.009	0.005		

**Table 2:** Statistical results of pollution severity degree and arc length based model for an applied voltage of 25kV.



**Figure 6:** Leakage current prediction curve at 95 % prediction interval. UL- Upper Limit, LL- Lower Limit, CI- Confidence Interval.

V. CONCLUSION

Multiple regression technique has been used to extend the validity of theoretical models for evaluating of the dimensioning sizes of insulators under contaminated condition. Statistical models have been developed to determine leakage current based on applied voltage, surface conductivity and arc length. It has been demonstrated that by measuring the leakage current it is possible to predict the flashover current of non uniform polluted insulators.

VI. REFERENCES

[1] Z. Sahli, et al., "Prediction parameters of dimensioning of insulators under non-uniform contaminated conditions by multiple regression analysis", *Electr. Power Syst. Res.* (2010), doi:10.1016/j.epsr.2010.11.017.

[2] L.L. Alston, S. Zoledziowski, "Growth of discharges on polluted insulation", *Proc. IEE* 110 (7) (1963) 1260-1266.

[3] R. Wilkins, A. Al-Baghdadi, "Arc propagation along and electrolyte surface", *Proc. IEE* 118 (12) (1971) 1886-1892.

[4] A.M. Rahal, C. Huraux, "Flashover mechanism of high voltage insulators", *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.* 98 (6) (1979) 2223-2231.

[5] P.S. Ghosh, N. Chatterjee, "Arc propagation over electrolytic surfaces under power frequency voltage", *IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul.* 4 (3) (1996) 529-536.

[6] S. Venkataraman, R. S. Gorur, "Extending the Applicability of Insulator Flashover Models by Regression Analysis", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul*, Vol.14, pp.368-374, 2007.

[7] S. Venkataraman, R. S. Gorur, "Prediction of flashover voltage of non ceramic insulators under contaminated conditions", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul*, Vol.13, pp. 862-869, 2006.

[8] D. C. Montgomery, E. A. Peck and G. G. Vining, "Introduction to linear regression analysis", 3<sup>rd</sup> edition, New York, John Wiley and Sons, 2001.

[9] D. C. Montgomery, "Design and analysis of experiments", 6<sup>th</sup> edition, New York, John Wiley and Sons, 2004.

[10] N. Dhahbi-Megrache, A. Beroual, L. Krahenbühl, "A new proposal model for flashover of polluted insulators", *J. Phys. D. Appl. Phys.* 30 (1997) 889-894.

## Etude des décharges parallèles et du déphasage entre le courant de fuite et la tension appliquée sur un modèle d'isolateur sous tension alternative.

H. Rahali ; A. Mekhaldi

Laboratoire de Recherche en Electrotechnique, Laboratoire de Haute Tension,  
Département de Génie Electrique  
Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (ENP), Algeria  
10 Avenue Hassen Badi, B.P. 182, El-Harrach, Alger, Algeria  
[Hilal\\_lami@yahoo.fr](mailto:Hilal_lami@yahoo.fr) ; [abdelouahab.mekhaldi@enp.edu.dz](mailto:abdelouahab.mekhaldi@enp.edu.dz)

### ABSTRACT

In this paper, we present results dealing with the non-uniform pollution carried out under 50 Hz applied voltage on a plane model simulating the 1512 L outdoor insulator largely used by the Algerian Company of Gas and Electric Power (SONELGAZ). Many configurations in non-uniform pollution are studied in the ENP's (Ecole Nationale Polytechnique d'Alger) High Voltage Laboratory in order to analyze the impact of polluted layer distribution on the insulator dielectric performances. In this paper, we deliberated the phase angle measurements indicate that the equivalent impedance of the insulator behaves like RC circuit with a high capacitive effect engendered by the pre-established clean band. This effect decreases when electric discharges occur at a particular voltage level.

### RESUME

Nous présentons dans ce rapport certains résultats de recherche dans le domaine de la conduction superficielle sur un modèle d'isolateur uniformément et non uniformément pollué, faisant apparaître ainsi des couches propres et des couches polluées. Les essais ont été réalisés afin de déterminer la longueur critique de l'arc juste avant le contournement ainsi que le nombre de ces décharges électriques en fonction de la tension appliquée. Deux configurations de pollution ont été considérées, une fois la pollution est du côté haute tension et une fois du côté terre. Par ailleurs, nous déterminons pour chaque niveau de tension, le déphasage entre le courant de fuite et la tension appliquée pour comprendre l'attitude adoptée par le circuit équivalent de l'isolateur.

**Mots clés :** modèle d'isolateur, longueur critique, nombre d'arcs, déphasage.

### 1 INTRODUCTION

Les isolateurs des lignes et de postes de transport d'énergie électrique sont le siège de plusieurs contraintes. Entre autres, la pollution des isolateurs constitue l'un des facteurs de première importance dans la qualité et la fiabilité du transport d'énergie.

Des observations sur sites ont montré que la répartition de la pollution le long des isolateurs est très peu uniforme [1, 2, 3]. Cette répartition de la pollution dépend principalement du profil de

l'isolateur, de la nature ainsi que du niveau de la tension appliquée et de la position de l'isolateur par rapport au conducteur haute tension [2, 3].

En raison de la complexité des phénomènes des décharges électriques sur les surfaces isolantes polluées, plusieurs travaux aussi bien théoriques qu'expérimentaux, ont été entrepris en vue d'étudier leur comportement sous pollution. Divers paramètres ont été adoptés, à savoir, la nature du dépôt polluant [1,4], la non uniformité de la pollution [5], la conductivité superficielle de la couche polluante [6], le profil ainsi que le diamètre de l'isolateur [6, 7,8].

Dans ce travail nous nous intéressons à la détermination de la longueur critique de l'arc juste avant le contournement ainsi qu'au nombre de décharges électriques en fonction de la tension appliquée. Pour cela, nous appliquons au modèle une largeur sèche donnée, soit du côté de l'électrode terre ou du côté de l'électrode haute tension. Plusieurs conductivités de l'agent polluant ont été utilisées: 10, 190, 710, 1200 et 10100  $\mu\text{S}/\text{cm}$ . Au cours de nos différents essais, pour chaque niveau de tension appliqué nous déterminons le déphasage entre le courant de fuite et la tension appliquée.

### 2 TECHNIQUE EXPERIMENTALE

L'équipement de la station d'essai en tension continue et alternative comprend essentiellement :



Un transformateur d'essai : 500V/300 kV, 50 kVA;  
Un diviseur capacitif de tension ; Un pupitre de commande ; Un oscilloscope numérique et des appareils annexes de mesure et de protection.

Le modèle plan simule l'isolateur 1512 L. Le modèle est constitué par une plaque en verre de 50 cm x 50 cm et de 5 mm d'épaisseur sur laquelle sont posées deux électrodes, l'une de terre et l'autre de haute tension, Ces électrodes sont réalisées avec du papier aluminium. Les dimensions des électrodes et la distance inter-électrodes L (29.2 cm) sont gardées constantes durant tous les essais (figure 1).

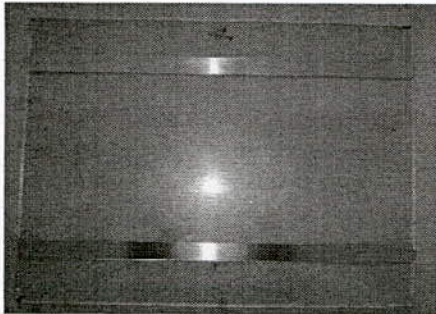


Figure 1 : Modèle plan étudié.

### 3 ETUDE DES DECHARGES PARALLELES

Pour le cas uniforme, la mesure de la longueur des décharges parallèles qui se développent sur la surface du modèle plan pollué est réalisée à l'aide d'un caméscope numérique qui permet de les visualiser en fonction de la tension appliquée. La détermination du nombre de décharges parallèles a été effectuée pour les deux cas de répartition de la pollution, pollution du côté de l'électrode de terre et pollution du côté de l'électrode sous tension. La mesure de la longueur critique de la décharge est faite pour chaque conductivité de l'agent polluant. Le traitement des séquences filmées est assuré par le logiciel de traitement d'image KM Player qui nous permet de suivre l'évolution des décharges parallèles en fonction de la tension appliquée sur le plan pollué.

#### 3.1 RELATION LONGUEUR CRITIQUE – CONDUCTIVITE

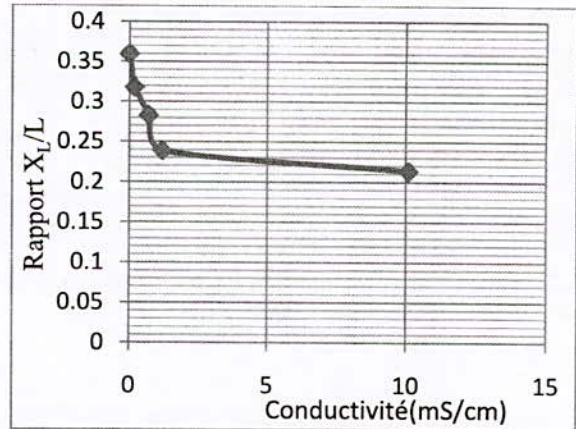


Figure 2 : Longueur critique de la décharge parallèle pour chaque conductivité.

D'après la figure 2, nous remarquons que la longueur critique maximale de la décharge parallèle est de 36 % de la longueur de fuite totale pour la plus faible conductivité 0,01mS/cm et de 31,8 % pour la conductivité 0,19 mS/cm. Pour les grandes conductivités, la longueur critique de la décharge parallèle est de 23,9% pour 1,2 mS/cm et 21,4% pour 10,1 mS/cm de la longueur de fuite totale.

Ceci nous amène à dire que la longueur critique de la décharge diminue de manière non-linéaire avec l'augmentation de la conductivité de la couche polluante qui est due à la diminution de l'effet résistif de la résistance de l'isolateur. Cette diminution est causée par l'apparition d'arcs sur toute la surface polluée qui favorise pour les faibles tensions, la création d'un canal ionisé le long duquel progressera la décharge finale. L'apparition des arcs peut être interprétée par une baisse considérable de l'impédance équivalente de l'isolateur polluée qui favorise la création des zones sèches.

#### 3.2 RELATION LONGUEUR D'ARC – TENSION APPLIQUEE

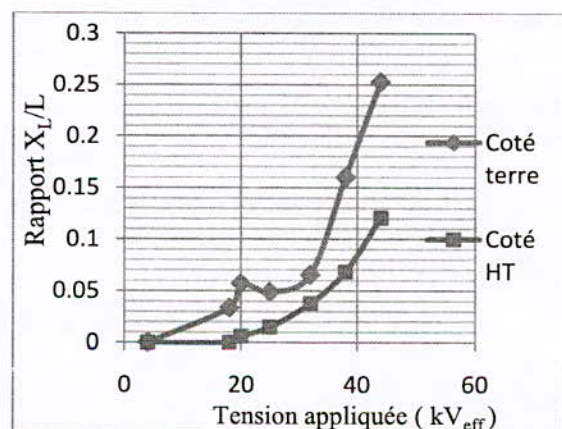


Figure 3 : Rapport de la longueur maximale de la décharge parallèle sur la longueur de fuite totale en

fonction de la tension appliquée, pour côté HT et terre ( $\sigma=10\mu\text{S/cm}$ ).

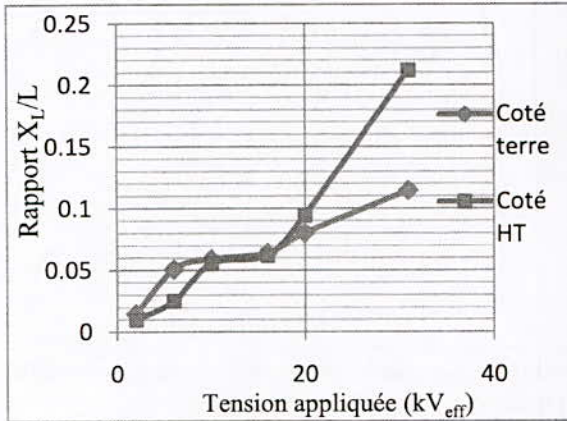


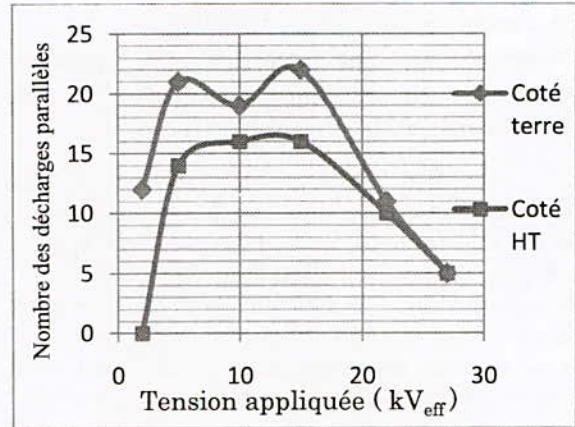
Figure 4 : Rapport de la longueur maximale de la décharge parallèle sur la longueur de fuite totale en fonction de la tension appliquée, pour côté HT et terre ( $\sigma=1200\mu\text{S/cm}$ ).

Les figures 3 et 4 illustrent la variation du rapport de la longueur maximale de la décharge parallèle en fonction de la tension pour les deux conductivités.

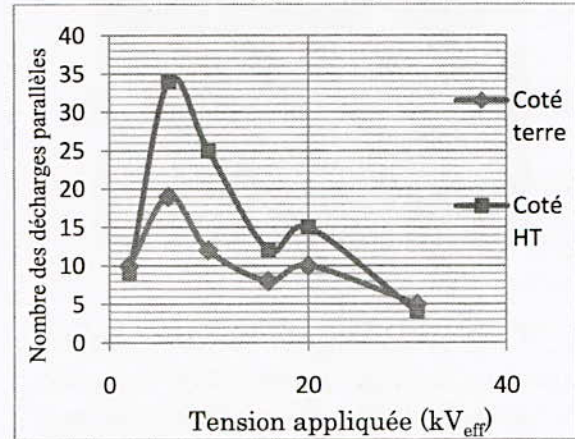
Nous constatons que l'application d'une tension de quelques kilovolts entre les électrodes pour une couche de pollution uniforme, provoque l'apparition des décharges parallèles. D'après les figures (3 et 4), nous observons une augmentation régulière de la longueur d'arc en fonction de la tension appliquée. Ce résultat était prévisible puisque lorsqu'on augmente la tension on obtient un assèchement important de la couche polluée, la tension reportée sur la zone sèche doit être suffisamment élevée et les arcs s'éteignent pour alimenter l'arc principal qui croit jusqu'à provoquer le court-circuit total. En effet, l'augmentation de la tension engendre la croissance de l'énergie électrique apparaissant dans l'arc, ce qui provoque son allongement [2].

Nous constatons la même allure pour les deux configurations (côté terre et côté haute tension).

### 3.3 RELATION NOMBRE D'ARCS – TENSION APPLIQUEE



Figures 5: Nombre des décharges parallèles en fonction de la tension appliquée ( $\sigma=710\mu\text{S/cm}$ ).



Figures 6: Nombre des décharges parallèles en fonction de la tension appliquée ( $\sigma=1200\mu\text{S/cm}$ ).

Le nombre de décharges progressant sur la surface isolante augmente avec l'augmentation de la tension appliquée. Leur nombre diminue petit à petit par la suite et les arcs s'éteignent pour alimenter l'arc principal. Celui-ci devient de plus en plus épais avec l'augmentation du champ électrique et s'allonge jusqu'à atteindre sa longueur critique qui provoque la décharge de contournement total de l'isolateur.

### 4 DEPHASAGE ENTRE LE COURANT DE FUITE ET LA TENSION APPLIQUEE

La mesure du déphasage courant de fuite-tension appliquée est déterminée à l'aide de la transformée de Fourier discrète basée sur la FFT, grâce à un programme MATLAB qui permet de calculer le déphasage entre le fondamental du courant de fuite et celui de la tension appliquée.

Cette mesure est effectuée pour le cas de la pollution uniforme et pour les différentes configurations concernant la pollution non-uniforme. Le calcul a pour objectif de déterminer l'état de

surface de l'isolateur et de comprendre l'effet des phénomènes physiques (assèchement et évaporation) qui sont engendrés par l'occurrence des décharges parallèles à la surface du modèle plan. Cette mesure peut être considérée comme un outil de diagnostic des changements apportés à l'état de surface en variant les conductivités ainsi que les niveaux de tension sur le modèle plan de l'isolateur 1512 L.

#### CAS SEC

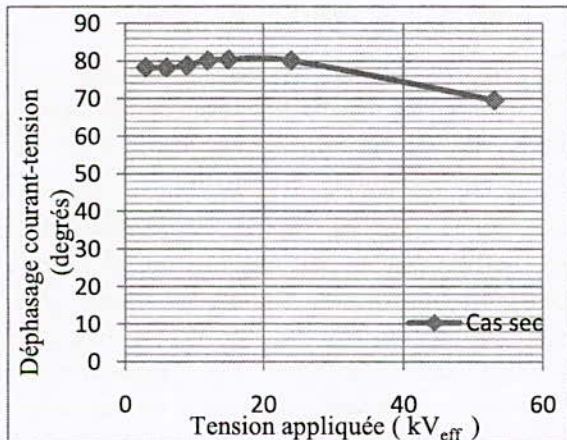


Figure 7 : Evolution du déphasage courant-tension en fonction de la tension appliquée pour le cas sec.

Nous remarquons que le déphasage courant-tension augmente légèrement pour les faibles niveaux de tensions (< 24 kV<sub>eff</sub>) indiquant que le comportement de l'isolateur est pratiquement capacitif avec un léger effet résistif. Cependant, la valeur du déphasage diminue pour un niveau de tension de 53 kV<sub>eff</sub> qui nous montre que, pour les grands niveaux de tension, l'effet résistif a tendance à augmenter par rapport à l'effet capacitif. Cela est peut être dû à l'augmentation de la température de la plaque qui favorise l'agitation thermique des électrons à la surface du plan et par suite fait augmenter l'effet résistif de l'isolateur plan.

#### 4.1 POLLUTION UNIFORME

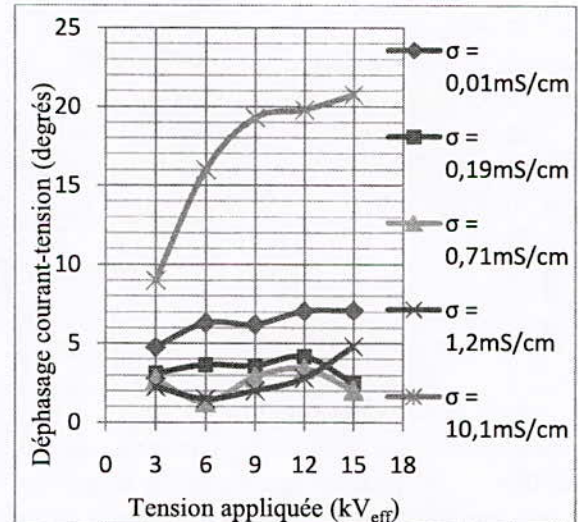


Figure 8 : Variation du déphasage courant-tension en fonction de la tension appliquée pour différentes conductivités.

D'après la figure 8, nous remarquons que le déphasage courant tension a tendance à diminuer avec l'augmentation de la conductivité du milieu et cela pour 0,01 mS/cm, 0,19 mS/cm et 0,71 mS/cm quelle que soit la tension appliquée. Ceci nous indique que le comportement de l'isolateur est en grande partie résistif avec un très léger effet capacitif. Pour la conductivité 1,2 mS/cm, nous constatons qu'il y a une augmentation du déphasage courant-tension à partir de la tension 9 kV<sub>eff</sub> mais qui reste inférieure à celui obtenu pour la conductivité 0,01  $\mu\text{S/cm}$ .

Cette augmentation du déphasage est justifiée par l'assèchement de certaines zones du plan qui ont pour effet d'augmenter l'effet capacitif de l'isolateur.

Pour la conductivité 10,1 mS/cm, nous constatons que la valeur du déphasage courant-tension est plus importante par rapport aux autres conductivités. Ceci montre qu'à partir de la tension 3 kV<sub>eff</sub>, l'activité des décharges est déjà importante, causant l'augmentation des zones sèches sous l'effet de l'augmentation de la température. Cette activité prend de l'ampleur avec l'augmentation de la tension appliquée créant d'avantage de zones sèches qui font augmenter l'effet capacitif et donc diminuer l'effet résistif de la couche polluée.

#### 4.3 POLLUTION NON-UNIFORME

##### 4.3.1 COUCHE POLLUEE DU COTE HAUTE TENSION

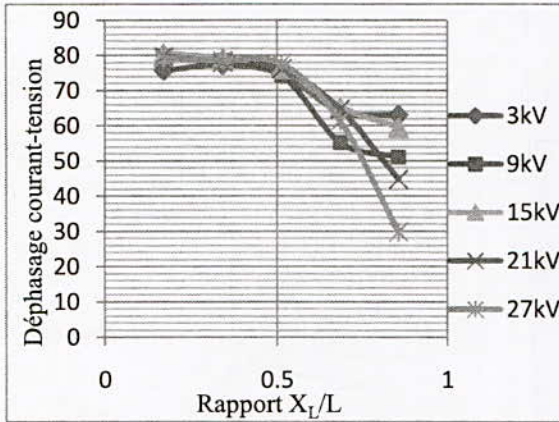


Figure 9 : Variation du déphasage courant-tension en fonction du rapport de la largeur de la couche polluée sur la longueur de fuite totale, pour la pollution coté haute tension ( $\sigma = 1,2 \text{ mS/cm}$ ).

Nous remarquons que pour tous les niveaux de tension appliqués, le déphasage diminue avec l'augmentation de la largeur de la couche polluée ; ceci montre que le comportement de l'isolateur est d'avantage résistif que capacitif avec l'augmentation de cette largeur.

Pour les couches polluées 5, 10 et 15 cm, la tension appliquée n'a aucune influence sur le déphasage courant-tension qui a une valeur comprise entre  $76^\circ$  et  $80^\circ$ , ce qui indique que l'isolateur se comporte de façon hautement capacitive avec un léger effet résistif.

Pour une largeur de la couche polluée supérieure à 15 cm, le déphasage courant-tension a tendance à diminuer en fonction de l'augmentation de la tension appliquée ce qui donne un comportement plus résistif de l'isolateur.

Nous constatons aussi que le déphasage courant-tension est le plus faible pour les couches 20 et 25 cm et les tensions 21 et 27 kVeff, ce qui indique un comportement hautement résistif justifié par l'apparition des décharges parallèles qui ont tendance à court-circuiter les intervalles d'air provoquant la diminution de l'effet capacitif de l'isolateur, ce qui n'est pas le cas pour la pollution uniforme.

**4.3.2 COUCHE POLLUEE DU COTE TERRE**

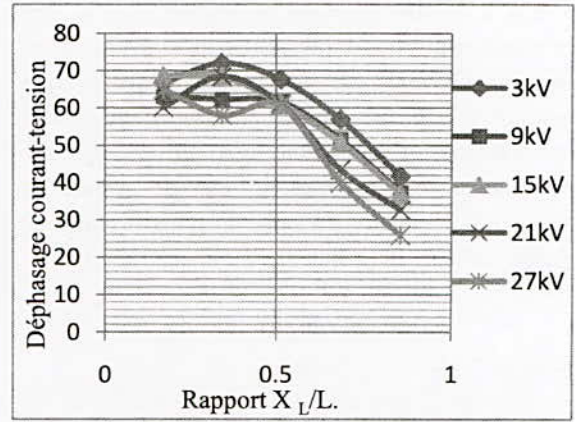


Figure 10 : Variation du déphasage courant-tension en fonction du rapport de la largeur de la couche polluée sur la longueur de fuite totale, pour la pollution du côté terre ( $\sigma = 1,2 \text{ mS/cm}$ ).

Les résultats obtenus pour cette configuration montrent de la même manière, que le déphasage courant-tension diminue en fonction de l'augmentation de la largeur de la couche polluée ; le déphasage diminue également avec l'augmentation de la tension appliquée qui apparaît clairement à partir de la couche 15 cm. Toutefois, cette valeur du déphasage reste inférieure par rapport à la pollution du côté HT, ce qui signifie que l'isolateur est beaucoup plus résistif dans le cas où la pollution est du côté terre.

L'occurrence des décharges parallèles pour la couche 25 cm et un niveau de tension de 27 kVeff cause une baisse remarquable du déphasage qui montre encore une fois que les décharges augmentent l'effet résistif de l'isolateur et diminuent son effet capacitif.

**4.3.3 COUCHE CENTRALE POLLUEE**

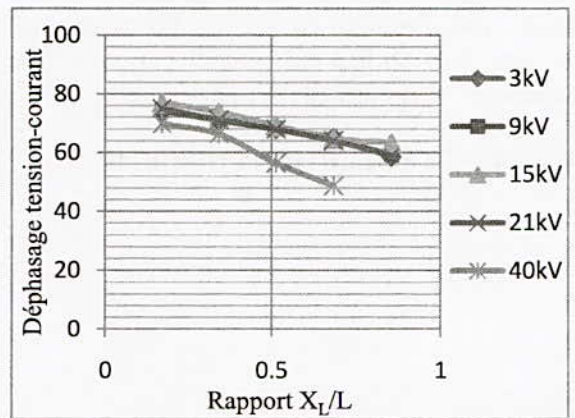


Figure 11 : Variation du déphasage courant-tension en fonction du rapport de la largeur de la couche polluée sur la longueur de fuite totale, pour la pollution centrale ( $\sigma = 1,2 \text{ mS/cm}$ ).

Pour ce cas, le déphasage courant-tension diminue avec l'augmentation de la largeur de la couche centrale polluée qui nous indique une augmentation de l'effet résistif par rapport à l'effet capacitif.

Pour des niveaux de tensions inférieures ou égales à 21 kVeff, l'augmentation de la tension appliquée n'a pratiquement pas d'effet sur le déphasage courant-tension.

Pour le niveau de tension 40 kVeff, la valeur du déphasage diminue considérablement à cause de l'agitation thermique qui augmente l'effet résistif par rapport à l'effet capacitif du modèle plan.

## 5 CONCLUSION

nous concluons d'après notre étude que :

nous observons une augmentation de la longueur d'arc en fonction de la tension appliquée, cette augmentation est due à la diminution du nombre d'arcs qui alimentent l'arc principale.

l'étude du déphasage courant de fuite-tension appliquée montre pour le cas sec que le modèle plan est caractérisé par un effet capacitif dominant et un faible effet résistif pour des tensions inférieures à 24 kVeff.

pour la pollution uniforme, la valeur du déphasage diminue avec l'augmentation de la conductivité du milieu qui indique que l'isolateur a un comportement de plus en plus résistif. Pour les grandes conductivités (1,2 et 10,1 ms/cm), l'occurrence des décharges parallèles crée des zones sèches qui augmentent l'effet capacitif de l'isolateur. cette augmentation est plus remarquable avec l'accroissement du niveau de la tension appliquée.

Dans le cas de la pollution non-uniforme, l'augmentation de la largeur de la couche polluée, et quelque soit son emplacement, réduit l'effet capacitif et augmente l'effet résistif de l'isolateur.

la diminution du déphasage courant-tension est moins accentuée dans le cas d'une pollution au centre du plan, ce qui montre un comportement hautement capacitif du modèle et donc une rigidité diélectrique plus grande comparativement aux pollutions coté HT et coté terre. le cas de la pollution du coté terre représente un cas critique car ce modèle est le moins rigide compte tenu de la faible valeur de son impédance totale équivalente.

## REFERENCES

- [1] A. MEKHALDI, «Etude du développement d'un arc électrique sur des surfaces isolantes contaminées par la pollution désertique», Thèse de magister, ENP, Juin 1990.
- [2] J. KELLER-JACOBSEN, AA. PEDERSEN, JK. RASMUSSEN, A. HENRIKSEN C. LINDQVIST, S. SMEDSFELT, «Essais au laboratoire et en plein air pour dimensionner correctement les isolateurs exposés à la pollution saline », CIGRE, Rapport 33-11, 1978.
- [3] A. EL-ARABATY, A. NOSSEIR, S. EL-DEBEIKY, E. NASSER, A. EL-SARKY, «Choix d'isolateurs utilisables dans des ambiances polluées et notamment dans les régions désertiques», CIGRE, Rapport 33-11, 1980.
- [4] H. ZHANG AND R. HACHAM, «Electrical surface resistance hydrophobicity and diffusion phenomena in PVC», IEEE, Trans. on elect. insul., Vol.6, N°1, pp. 73-83, February 1999.
- [5] L.L. ALSTON, S. ZOLEDZIEWSKI, «Growth of discharges on polluted insulators», IEEE, Trans. PAS, Vol. 110 N°7, July 1963.
- [6] L.E. ZAFFANELLA, H.M. SCNEIDER, J.H. DUNLAP. «Performance des isolateurs pollués pour lignes CCHT», CIGRE, rapport 33-05, 1986.
- [7] R. SUNDARARAJAN, R. S. GORUR, « Role of non soluble contaminants on the flashover voltage of porcelain insulator», IEEE, Trans. on diel. and elect. Insul, Vol. 3 N°2, pp.121-127, April 1997.
- [8] R. MATSUOKA, S. ITO, K. SOKANISHI, K. NAITO, «Flashover on contaminated insulators with different diameters», IEEE, Trans. On elect. Insul., Vol. 26 N°6, December 1991.

# Etude de l'évolution de la performance d'un système à écrans sous tension alternative dans une atmosphère propre et ou polluée

R. Boudissa\*, N. Harid\*\*, R. Baersch\*\*\*

\*Laboratoire de Génie Electrique, U. A. M. Bejaia, Algérie

\*\*Cardiff University, Cardiff School of Engineering, Cardiff, Wales UK

\*\*\*Hochschule Zittau/Görlitz, FG Hochspannungstechnik, Germany

Email: [raboudissa@yahoo.fr](mailto:raboudissa@yahoo.fr)

**Abstract:** Significant theoretical and experimental work on the performance of high-voltage equipment and installations by insertion of a barrier in the air gap separating their live and earthed parts under dry clean conditions has been reported in the literature. However, the use of multiple barriers to improve their performance has had limited or no investigation, particularly under wet polluted conditions.

This paper presents the results of an investigation aimed at optimising the AC dielectric strength of a point-point electrode air gap by insertion of multiple barriers under both clean and polluted environment. During the investigation, we examine the influence of some important parameters such as number of barriers, their positions relative to the electrodes, their width, the distribution and degree of pollution severity on their performance.

The results show that under dry clean conditions, a two-barrier system is approximately twice as efficient as a single-barrier system. The efficiency remains quasi constant when more than two barriers are inserted.

However, there exists a limit value of the barriers' surface conductance beyond which the two-barrier system efficiency becomes very close to that of a single barrier tested under the same conditions. This drop in efficiency is due to the surface discharges not slipping on the barrier sides opposite to the electrodes. The breakdown voltage of the electrode gap is reduced to the breakdown voltage of the air gap between the two barriers' borders. Nevertheless, the efficiency of such a system is always higher than that obtained without insertion of barriers.

**Résumé:** Dans le cas d'une atmosphère propre et sèche, beaucoup de travaux théoriques et expérimentaux ont été réalisés afin d'améliorer la performance de certains équipements ou installations électriques au moyen d'insertion d'un écran dans l'intervalle d'air séparant leurs parties actives de celles mises à la terre. Par contre l'utilisation de plusieurs écrans, pour une éventuelle optimisation de leur performance, surtout en atmosphère polluée et humide, n'a fait l'objet pratiquement d'aucune ou de très peu d'investigations.

L'objectif essentiel recherché dans cet article consiste justement en la contribution à l'optimisation de la rigidité diélectrique de l'intervalle d'air d'un système d'électrodes pointe-pointe mis sous tension alternative dans une atmosphère propre et/ou polluée et dans

lequel est intercalé un nombre d'écrans isolants approprié. Lors de cette investigation, l'influence des paramètres importants tels que le nombre d'écrans, leur position par rapport aux pointes, leur largeur, le mode de distribution et le degré de leur contamination sur l'évolution de la performance du système a été mise en évidence.

Les résultats émanant de cette analyse montrent qu'en atmosphère propre et sèche le système à deux écrans est environ deux fois plus efficace qu'avec un seul. Au delà de ce nombre, l'efficacité du système demeure quasiment constante.

Par contre, il existe une valeur limite de la conductivité superficielle des écrans au delà de laquelle l'efficacité du système à deux écrans est très proche de celle obtenue au moyen d'un seul essayé dans les mêmes conditions. Cette chute de tenue du système est due à l'absence de glissement des décharges sur les faces opposées aux électrodes sous tension et à la terre. La tension disruptive de l'espace d'air du système est réduite à celle résultant de l'amorçage de l'intervalle d'air entre les bords des deux écrans. Malgré la chute de l'efficacité d'un tel système, celle-ci reste toujours supérieure à celle obtenue en absence de celui-ci.

**Mots clés:** configuration pointe-écrans-pointe, pollution uniforme et non uniforme, efficacité des écrans, écran isolant et conducteur, décharge par streamers et leader.

## I. INTRODUCTION

Les principales applications industrielles des écrans isolants concernent leur insertion entre les contacts des disjoncteurs à gaz, les interrupteurs haute tension, les bornes de traversées, dans les transformateurs et les postes électriques.

Cependant, lorsque de telles barrières sont installées dans des sites où règne une importante pollution atmosphérique, leur surface peut devenir le siège de dépôts composés d'un mélange de poussières diverses et de sels minéraux. Par temps sec, ces rejets atmosphériques n'entraînent ni la diminution de la tenue électrique des systèmes utilisés ni l'altération de l'isolation des écrans utilisés [1-7]. 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 contaminées. Il en résulte une modification de la répartition du potentiel dans l'intervalle d'air de tels systèmes, par conséquent, entraîner, de nouveau, une diminution très importante de leur tenue électrique [1, 2, 6 et 7]. Ceci peut aussi favoriser la formation et le développement de décharges électriques glissantes sur les surfaces de ces écrans pollués, pouvant progresser aisément jusqu'à rupture de l'intervalle d'air de ces systèmes [6, 7].

Dans le cas d'une atmosphère propre et sèche, beaucoup de travaux ont été réalisés dans le but d'une amélioration de la tenue de ces intervalles d'air par insertion d'un seul écran dans l'espace d'air de tels systèmes. Par contre l'utilisation de plusieurs écrans, pour la perfection de sa performance en atmosphère polluée et humide où sa rigidité diélectrique s'avère être de très faible valeur, n'a fait l'objet d'aucune ou de très peu d'investigations [3]. Ces multiples raisons justifient finalement l'objectif essentiel recherché dans ce travail et consistant en l'étude de l'évolution de la performance d'un système en fonction du nombre d'écrans y insérés sous atmosphère propre et/ou contaminée et lorsque celui-ci est soumis à la tension alternative.

## II. TECHNIQUE EXPERIMENTALE

Le modèle expérimental, illustré par la figure 1, est composé de deux tiges pointues et d'une barrière carrée plane.

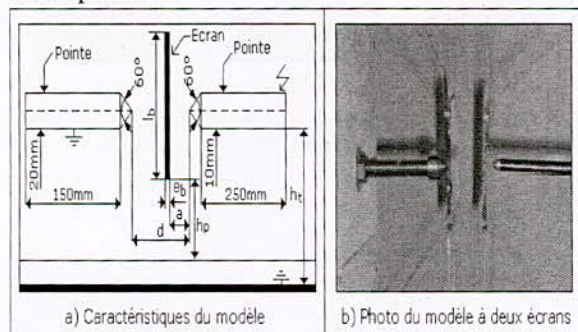


Fig. 1. Caractéristiques et photo du modèle expérimental

L'électrode haute tension est constituée d'une tige cylindrique en bronze de 10mm de diamètre et de 250mm de longueur. Celle-ci est terminée par une pointe conique en bronze ayant un angle de  $60^\circ$  et de 1.06mm de rayon de courbure. L'électrode à la terre est constituée d'une tige cylindrique en acier de 20 mm de diamètre et de 150mm de longueur. Sur son extrémité est vissée une pointe conique en acier ayant un angle de  $60^\circ$  et de 0.57mm de rayon de courbure. Les deux électrodes sont fixées sur deux faces opposées d'un cadre cubique en bois de 60cm de côté. Les déplacements horizontaux des écrans sont assurés par deux guides en bois. Ceux-ci sont calés sur le support cubique, lequel est déposé, à 1m du sol, sur une table en bois métallisée. Les écrans utilisés sont

en verre, de forme carrée de 6mm d'épaisseur et de largeurs différentes (10cm, 20cm et 30cm). La taille de l'écran dans ce cas est caractérisée par la largeur " $l_b$ ". La hauteur de son bord par rapport à la paroi du cube est égale à  $h_p$  (Fig.1a). L'isolement et le maintien en parallèle des différents écrans ont été réalisés au moyen de fils en nylon attachés au support en bois (Fig.1b). La caractérisation de la performance du système avec écran et la visualisation du phénomène électrique évoluant dans l'espace interélectrode de celui-ci ont été effectuées à l'aide du schéma illustré par la figure 2.

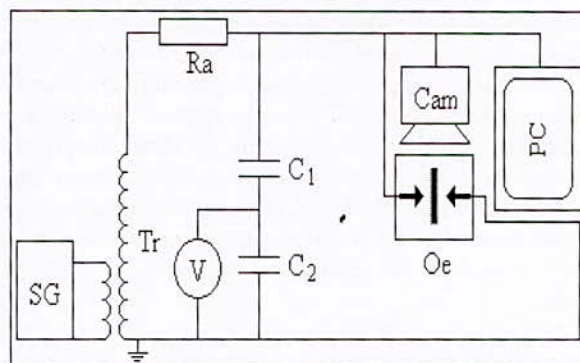


Fig. 2. Schéma de mesure et de visualisation

SG: Appareil de Commande manuelle ou automatique du transformateur; Tr: Transformateur BT/HT; Cam: Caméscope numérique; PC: Ecran de PC; Oe: Objet d'essai

Le circuit de mesure de la tension disruptive du système est composé d'un transformateur Tr qui peut délivrer à son secondaire une tension alternative maximale de 135 kV, dont la variation temporelle de sa rampe peut être obtenue automatiquement à l'aide de l'appareil de commande manuelle ou automatique SG, un voltmètre de crête V à affichage numérique, une résistance de protection R et un diviseur de tension capacitif  $C_1/C_2$  auquel est connecté l'objet d'essai Oe.

Le circuit de visualisation est constitué d'un Caméscope Cam 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.

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. La mesure de la conductivité superficielle de la barrière isolante contaminée est effectuée au moyen du conductimètre à sonde mobile [8].

Deux modes de distribution de pollution sur la surface de la barrière isolante, à savoir les répartitions uniforme (toutes les faces) et non uniforme (une seule face) de dépôts polluants, ont été utilisés. L'application de la couche de pollution sur la barrière est réalisée à l'aide d'une éponge maintenue toujours propre au préalable 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 des 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, l'écran est nettoyé et rincé à l'eau puis séché à l'aide du papier mouchoir.

Pour chaque degré de sévérité de pollution 25 tests d'amorçage 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 largeur et la position des écrans propres correspondant à une tension disruptive maximale de l'intervalle d'air du système considéré ensuite il a été étudié le mode de distribution de pollution et l'effet du degré de contamination de ces écrans pris dans cette position sur la tension de rupture de l'espace d'air de la configuration suscitée.

### III. RESULTATS ET DISCUSSIONS

#### A. Ecran isolant propre et sec

##### A1. Un seul écran

Un écran est dit propre lorsque aucune couche de pollution ne repose sur sa surface. Il est obtenu en le lavant puis le rinçant à l'eau distillée et enfin en le séchant avec du papier mouchoir. L'efficacité du système ( $\zeta_b = \hat{U}_{ab}/\hat{U}_{sb}$ ) est définie comme étant le rapport des tensions disruptives de l'espace d'air de celui-ci avec ( $\hat{U}_{ab}$ ) et sans écran ( $\hat{U}_{sb}$ ).

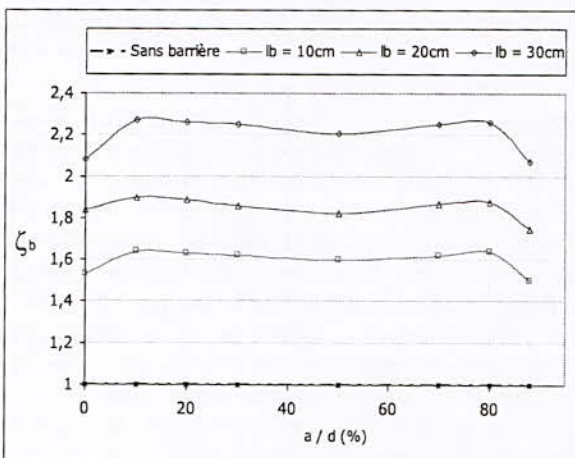


Fig.3. Efficacité d'un système à écran propre et sec en fonction de la position relative ( $a/d$ ) et la largeur de la barrière ( $l_b$ )

L'allure de l'efficacité du système en fonction de la largeur  $l_b$  et la position  $a/d$  relative de l'écran par rapport à l'électrode sous haute tension est illustrée par la figure 3.

Il en résulte que le système avec barrière est de loin le plus rigide que celui sans celle-ci, quelle que soit la largeur de l'écran. Il est à remarquer essentiellement

que l'efficacité de la barrière dans l'intervalle d'air du système pointe-écran-pointe est maximale soit à l'approche de la barrière de l'électrode haute tension ( $a/d = 10 - 20\%$ ) ou de l'électrode terre ( $a/d = 70 - 90\%$ ). Il découle aussi de la même figure que l'efficacité du système croît avec l'élévation de la largeur de l'écran isolant. Ces résultats sont en très bonne conformité avec ceux obtenus dans le cas d'un système avec barrière en papier dur et/ou en PVC de 100cm de largeur, d'épaisseur variant entre 1 et 15mm, insérée dans un intervalle d'air égal à 15cm et mise sous tension alternative 50Hz [9].

Il ressort de la visualisation de l'évolution de la décharge électrique dans l'intervalle d'air du système (Fig.4) que l'augmentation de la tension d'amorçage du système est liée surtout à l'allongement du chemin de glissement très résistant, empreinté respectivement par les streamers positifs et négatifs sur les faces HT et terre de l'écran. En effet, le canal de rupture de l'espace d'air du système est régi par deux décharges de types streamers positifs et négatifs issus respectivement des pointes sous tension et terre et se propageant en sens contraire, d'abord dans l'air, ensuite glissant sur les deux grandes faces opposées de l'écran. La jonction de ces deux décharges s'effectue fréquemment sur la face terre de la barrière. Donc les streamers positifs sont plus rapides et plus longs que les négatifs. Ces divers chemins sont mis en évidence par les différentes phases résumées sur la figure 4.

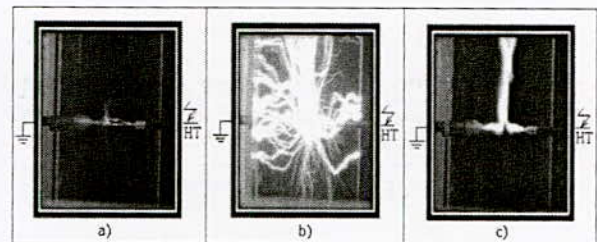


Fig.4. Phases de développement de la décharge jusqu'à disruption de l'espace d'air d'un système pointe - un seul écran propre et sec - pointe

##### A.2. Deux écrans

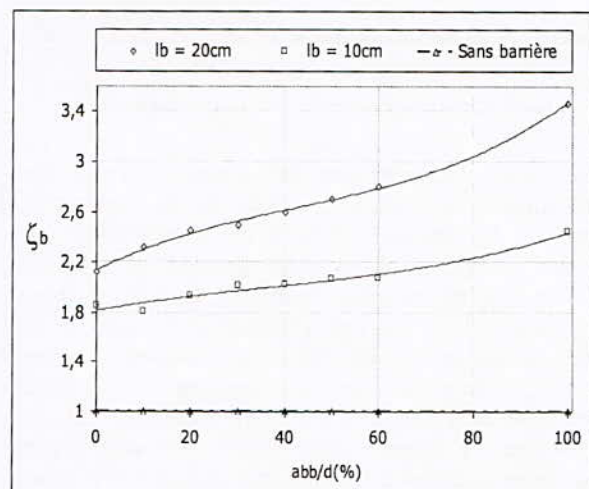


Fig.5. Efficacité du système à deux écrans propres et secs dont l'un est en contact avec la pointe sous tension en fonction de la position entre les deux barrières et leur largeur



L'allure de l'efficacité du système avec deux écrans de même largeur variable, dont l'un est mis en contact avec la pointe sous tension et l'autre distant de  $a_{bb}$  du premier est illustrée par la figure 5. Il en résulte que l'efficacité d'un tel système croît avec la largeur de l'écran. Sa valeur maximale est atteinte lorsque le deuxième écran est en contact avec l'électrode mise à la terre. Elle est de 2,4 pour une largeur de la barrière égale à 10cm. Celle-ci prend la valeur de 3,5 pour une largeur de l'écran égale à 20cm. Des résultats similaires ont été obtenus dans le cas où les deux écrans, positionnés au préalable au milieu de l'intervalle d'air interélectrode ensuite les faisant déplacer tous les deux en sens contraire vers les électrodes de base. Il ressort de la comparaison des figures 3 et 5 que l'efficacité du système à deux écrans de 20cm de largeur est pratiquement deux fois plus grande que celle du même système mais à un seul écran de mêmes dimensions. L'élévation de l'efficacité du système à deux écrans peut être expliquée par l'uniformisation du champ électrique entre les deux barrières de polarités différentes et le système est composé de trois intervalles d'air: 2 pointes-plans et 1 plan-plan qui sont placés en série. La disruption de l'espace d'air du système est régie toujours par deux décharges électriques de type streamers positifs et négatifs se propageant l'une vers l'autre. La première évolue de la pointe sous tension vers le milieu de la surface de l'écran situé en face de celle-ci, puis de cet endroit vers le bord du même écran et de son bord vers celui du deuxième écran. Les streamers négatifs, moins rapides et de courte taille, partent de la pointe mise à la terre et progressent vers le centre de la surface de l'écran en regard de celle-ci et de son milieu en direction de son bord. Le point de jonction des deux décharges s'effectue fréquemment au niveau de l'écran situé au voisinage de l'électrode mise à la terre.

## B. Ecran isolant pollué

### B.1. Un seul écran

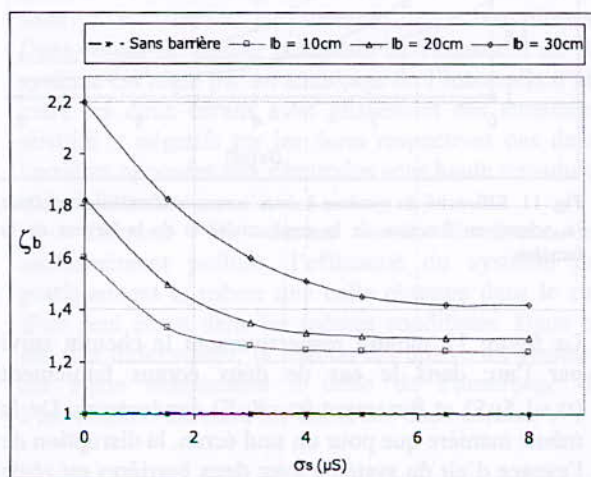


Fig. 6. Efficacité du système à écran uniformément pollué ( $a/d = 50\%$ ) en fonction de la conductivité superficielle et la largeur de la barrière

L'étude de l'effet de la sévérité de pollution sur la disruption de l'intervalle d'air du système a été réalisée pour une barrière de largeur variant entre 10 et 30cm et un niveau de pollution allant de 0 à  $8\mu S$ . Les résultats de mesure de la tension disruptive du système en fonction du mode de distribution et du degré de pollution de l'écran sont illustrés par les figures 6, 7 et 8. Il ressort de la figure 6 que l'efficacité du système à barrière uniformément polluée, diminue très rapidement en fonction de la conductivité électrique superficielle de celle-ci jusqu'à atteindre une valeur limite, fonction de la largeur de la barrière et au-delà de laquelle la valeur de l'efficacité demeure constante quel que soit le degré de sévérité de pollution de celle-ci. Cette limite correspond au cas où les décharges émanant des électrodes de base se développent l'une vers l'autre dans l'espace interélectrode sans glissement de celles-ci sur les deux faces de l'écran. Il est à souligner que cette valeur minimale de tenue électrique du système avec écran contaminé reste toujours supérieure à celle obtenue en absence de celui-ci (Fig.6).

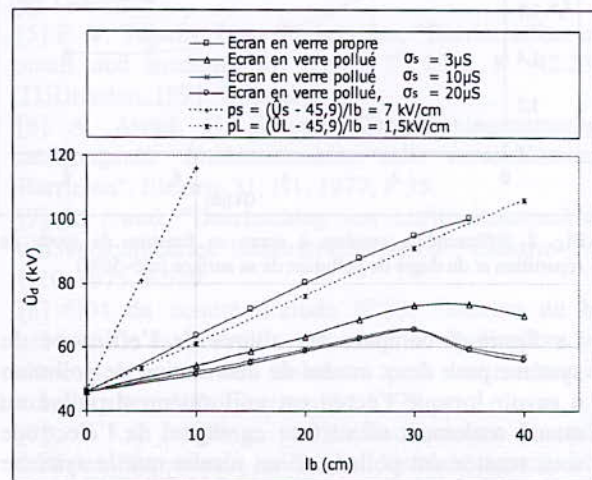


Fig. 7: Tension disruptive de l'intervalle d'air d'un système à un écran en fonction de sa largeur et du degré de pollution de sa surface

La figure 7 nous illustre l'évolution de la caractéristique de la tension d'amorçage de l'espace d'air du système pointe-écran-pointe en fonction de la largeur de la barrière et de son état de surface. Il en découle que l'allure des courbes résultant de la disruption de l'intervalle d'air du système au moyen de deux décharges positive et négative se propageant l'une vers l'autre, est similaire à celles établies par Lemke dans de longs intervalles d'air [10, 11]. En effet, la caractéristique  $\hat{U}_d = f(d)$  résultant des ses investigations présente deux zones distinctes dont la première (zone des streamers), est caractérisée par une pente de raideur égale à  $4,5$  kV/cm et la deuxième (zone du leader), a pour tension linéique de l'ordre de  $1$  kV/cm. Ces valeurs ont été confirmées ensuite par d'autres chercheurs en donnant des intervalles de pentes oscillant respectivement entre  $4,5$  et  $7$  kV/cm dans le cas de décharges de type streamers positifs et entre  $10$  et  $15$  kV/cm pour les streamers négatifs. Concernant les tensions linéiques correspondant aux décharges de type leader positif, elles varient entre  $1,5$

## Modèle de l'isolateur 1512L partiellement pollué sous tension de choc de foudre

B.M'hamdi<sup>1,2</sup>, T.Guia<sup>1,3</sup>, M.Teguar<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ecole Nationale Polytechnique, 10 Avenue Hassen Badi, B.P. 182, El-Harrach, 16200, Alger, Algérie.

<sup>2</sup>Université Ziane Achour, Djelfa, 17000, Algérie.

<sup>3</sup>Centre Universitaire d'El-Oued, El-Oued, 39000, Algérie.

**Résumé:** En se basant sur un circuit électrique équivalent et utilisant des lois physiques, nous présentons, dans cette étude, un modèle statique permettant de prédire le comportement d'un isolateur naturellement pollué, soumis à une tension de choc de foudre. Ce modèle permet d'évaluer le courant de fuite en fonction de divers paramètres, à savoir, la largeur de la pollution, la polarité de l'électrode active et l'amplitude de la tension appliquée. Les résultats de simulation obtenus sont comparés à ceux obtenus expérimentalement. Une bonne concordance a été obtenue.

**Mots clés:** isolateur, pollution, modèle statique, courant de fuite, polarité, tension de choc de foudre.

**Abstract:** Based on an equivalent electrical circuit and using physical laws, we present, in this study a static model to predict the behavior of a naturally polluted insulator, under lightning impulse voltage. This model allows to evaluate the leakage current according to various parameters, namely, the width of the pollution, the polarity of the active electrode and the amplitude of the applied voltage. The simulation results are compared with those obtained experimentally. A good accordance has been obtained.

**Key Words:** insulator, pollution, static model, leakage current, polarity, lightning impulse voltage.

### I. INTRODUCTION

Placés dans leur environnement naturel, les isolateurs ne tardent pas à se recouvrir de différents types de pollution. A l'état sec, la pollution n'engendre pratiquement pas de dégradation de la rigidité diélectrique des isolateurs. Cependant, l'humidification provoque la dissolution des sels et la formation d'une couche électrolytique à la surface de ces mêmes isolateurs. Des courants de fuite prennent alors naissance et des arcs partiels peuvent apparaître et évoluer jusqu'au contournement total des isolateurs.

En raison de la complexité des phénomènes de décharges électriques se développant sur les

surfaces isolantes polluées, plusieurs travaux aussi bien théoriques [1-4] qu'expérimentaux [5-7], ont été entrepris depuis plusieurs décennies, en vue d'étudier le comportement de ces surfaces sous pollution. Ces travaux de recherche ont permis de développer des modèles statiques et dynamiques, établissant ainsi, les caractéristiques des décharges évoluant sur les surfaces polluées des isolateurs, et ce, jusqu'au contournement. Néanmoins, ces mécanismes restent insuffisamment compris, à cause d'un grand nombre de facteurs difficiles à cerner, qui interviennent simultanément dans la génération et la propagation des décharges électriques.

Une étude expérimentale [8] a été effectuée au niveau du Laboratoire de Haute Tension de l'Ecole Nationale Polytechnique pour examiner le comportement d'un modèle d'isolateur 1512L naturellement pollué. Le même état de surface que celui d'un isolateur 1512L, exploité pendant une dizaine d'années dans la zone SONELGAZ de Hassi R'mel au Sahara Algérien, a été reproduit sur une plaque en verre (Fig. 1,  $r=25$  mm). La distance inter électrodes ( $L=292$  mm) du modèle expérimental correspond à la longueur de fuite de l'isolateur réel. Afin de simuler une pollution parfaitement conductrice, les couches polluantes ont été remplacées par du papier aluminium de 2.5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Les dimensions longitudinales des différentes zones propres et polluées sont présentées dans le tableau 1. L'auteur s'est intéressé à la variation de la tension  $U_{50\%}$  et du courant de fuite sous tension de choc de foudre. Le modèle de laboratoire a été soumis à différents paramètres à savoir, l'amplitude de la tension appliquée, la largeur de la couche polluante, le temps entre deux impulsions successives, la polarité de l'électrode active et le niveau de tension appliqué.

Afin d'apporter un complément valable à cette étude expérimentale, nous avons développé un modèle théorique basé sur des circuits électriques équivalents. Notre modèle permet de déterminer le courant de fuite circulant sur la surface du même modèle d'isolateur en fonction de la largeur de la pollution en papier aluminium, de la polarité de l'électrode active et le niveau de tension appliqué.

Les résultats de simulation sont comparés à ceux obtenus expérimentalement par T.Guia [8].

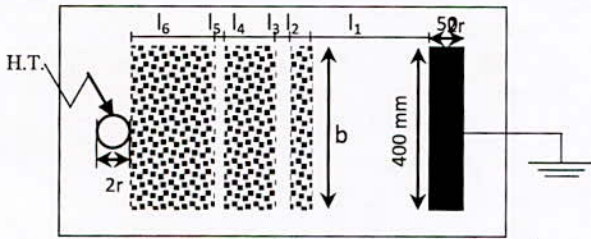


Fig. 1. Modèle expérimental plan équivalent

	Bande i	Longueur li (mm)	Pourcentage par rapport à la longueur de fuite (%)	
Bande propre équivalent	1	106	36.30	42.12
	3	13	4.45	
	5	04	1.37	
Bande polluée équivalente	2	30	10.27	57.88
	4	52	17.81	
	6	87	29.80	

Tableau 1. Dimensions longitudinales des zones propres et polluées

II. MODELE MATHÉMATIQUE

Dans le circuit électrique équivalent au modèle de (Fig. 2) laboratoire que nous proposons, chaque zone polluée est représentée par une résistance pure  $R_{pi}$ , alors que les zones propres sont représentées chacune par une résistance  $R_{oi}$  en parallèle avec un condensateur  $C_{oi}$  et d'une capacité  $C_i$  liée à l'électrode de masse qui peut être déterminée en faisant une approximation sphérique [9,10].

Lorsque nous appliquons une tension de quelques kilos volts entre les deux électrodes, une première décharge de type couronne peut avoir lieu. Cette décharge peut être simulée par une résistance  $R_o$ , correspondant à la chute de tension cumulée aux électrodes (quelques centaines de Volts) sur le courant de fuite [11], en parallèle avec un condensateur  $C_o$  dont la valeur peut également être déterminée en faisant une approximation sphérique.

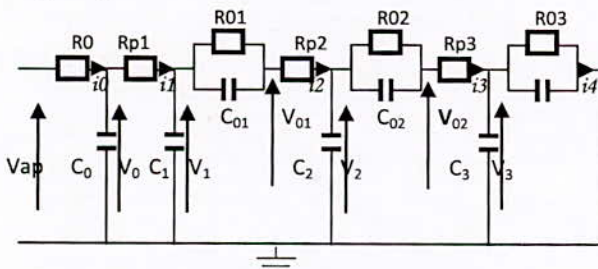


Fig. 2. Circuit électrique équivalent

Avec l'hypothèse d'une conductivité  $\gamma_p$  de la couche polluante constante, les résistances  $R_{pi}$  s'expriment comme suit [6]:

$$R_{pi} = R_{sp} \int_0^l \frac{dx}{b} = \frac{1}{e\gamma_p} \frac{l_i}{b} \quad (1)$$

où

- $\gamma_p$  : est la conductivité volumique de la pollution ;
- $e$  : l'épaisseur de la couche de la pollution ;
- $l_i$  : la longueur de la bande polluée  $i = 2, 4, 6$ ;
- $b$  : la largeur de la bande polluée.

De même, les résistances  $R_{oi}$  des zones propres sont données par [6]:

$$R_{oi} = \frac{1}{e\gamma} \frac{l_i}{b} \quad (2)$$

où

- $\gamma$  : est la conductivité de la zone propre ;
- $l_i$  : la longueur de la bande propre  $i = 1, 3, 5$ ;
- $b$  : la largeur de la bande propre.

Comme pour la résistance, la capacité superficielle  $C_{oi}$  peut être formulée par [6]:

$$C_{oi} = \epsilon e \frac{b}{l_i} \quad (3)$$

$l_i$  : la longueur de la bande propre et  $b$  sa largeur.

$\epsilon$  : la permittivité de l'interface air-verre.

Les capacités  $C_i$  peuvent être obtenues en faisant une approximation sphérique simple [9]. Pour cela, nous supposons que chaque  $C_i$  est un condensateur formé par deux demi sphères concentriques. La demi sphère intérieure est de rayon  $d_i$ , et la demi sphère extérieure de rayon  $L$  (Fig.3). Dans ces conditions, la capacité est [12] :

$$C_i = 2\pi\epsilon_0 \left( \frac{1}{\frac{1}{d_i} - \frac{1}{L}} \right) \quad (4)$$

$d_i$  : le rayon de la demi sphère intérieure  
 $L$  : le rayon de la demi sphère extérieure (longueur de fuite)

Le condensateur  $C_i$  est en réalité formé par une portion plus petite et délimitée par un angle solide  $\Gamma$  donné comme suit [9]:

$$\Gamma = 2\pi(1 - \cos\theta) \quad (5)$$

La capacité  $C_i$  devient alors :

$$C_i = \Gamma\epsilon_0 \left( \frac{d_i L}{L - d_i} \right) \quad (6)$$

La capacité  $C_o$  des électrodes peut être obtenue également en faisant une approximation sphérique [13,14]. Pour cela, nous supposons que les deux électrodes (de haute tension et de terre) sont deux sphères concentriques de rayon  $R$  ( $R$ : rayon de l'électrode haute tension) pour la sphère intérieure, et  $R+L$  pour la sphère extérieure;  $L$  étant la longueur de fuite de l'isolateur. En se basant sur l'hypothèse de Beroual [12], la capacité  $C_o$  que nous

avons prise correspond à la moitié de celle calculée à partir des deux sphères concentriques. Dans ces conditions, cette capacité peut s'écrire [15] sous la forme suivante:

$$C_0 = \Gamma_0 \epsilon_0 \left( \frac{RL}{L-R} \right) \quad (7)$$

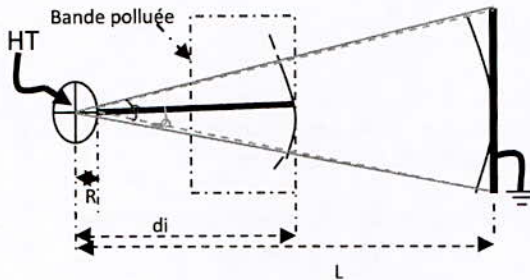


Fig. 3. Approximation sphérique de Ci

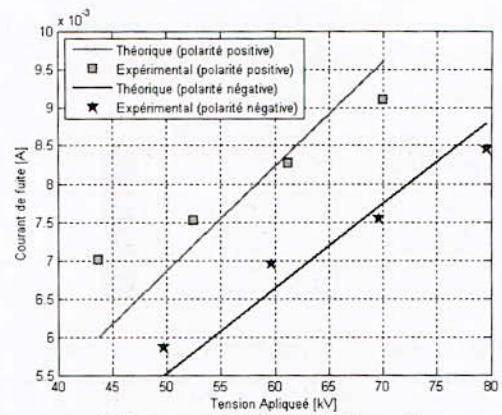
### III. RESULTATS ET INTERPRETATIONS

Pour la simulation, nous avons pris les valeurs suivantes :

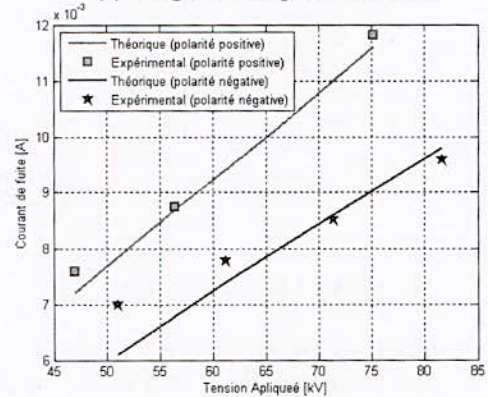
- L'épaisseur de la pollution en papier aluminium  $e = 2.5 \mu\text{m}$ ;
- La permittivité  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ ;
- La conductivité de la bande propre  $\gamma = 30 \text{ nS}$  [6].
- Les largeurs de la pollution choisies sont: 2, 4, 6, 8, 16, 32 et 40 cm [8].
- Les différents niveaux de tension appliquée adoptés sont:  $0.5U_{0\%}$ ,  $0.6U_{0\%}$ ,  $0.7U_{0\%}$  et  $0.8U_{0\%}$  ( $U_{0\%}$  c'est la tension pour laquelle on est sûr qu'il n'y a pas une disruption entre les deux électrodes du chaque configuration à étudier) [8].

#### III.1. Influence de la tension appliquée et de la polarité

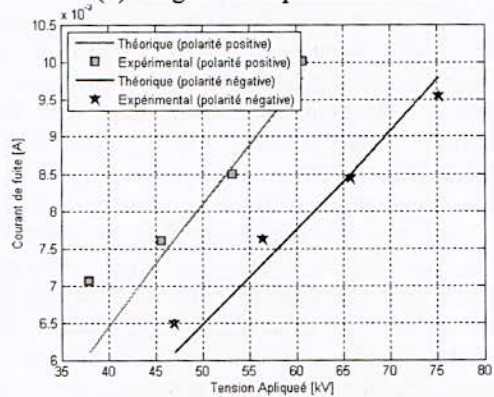
Sur la figure (4), nous traçons illustre la variation du courant de fuite en fonction de la tension appliquée pour les deux polarités. Afin d'éviter la redondance, deux largeurs de la pollution (4 et 8 cm) ont été choisies. Ces caractéristiques obtenues montrent que, pour les différentes largeurs de pollution, le courant de fuite augmente quasi-linéairement avec la tension appliquée. Notons que cette augmentation est relativement faible pour les petites largeurs de la pollution (inférieur à 8cm). Par ailleurs, le courant de fuite est plus important en polarité positive qu'en polarité négative.



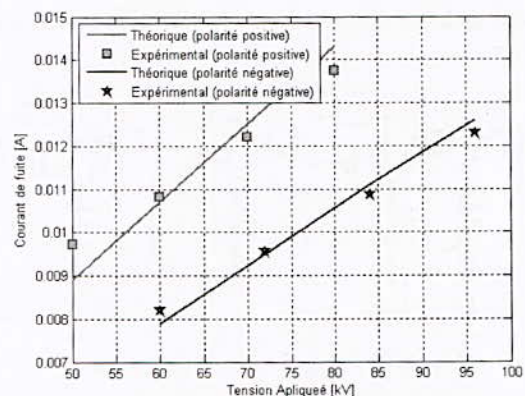
(a) largeur de la pollution : 2cm



(b) largeur de la pollution : 4cm



(c) largeur de la pollution : 6cm

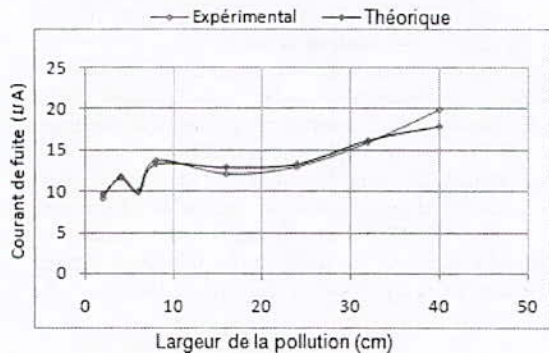


(d) largeur de la pollution : 8cm

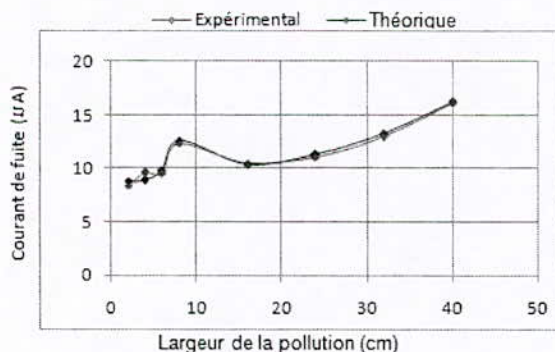
Fig. 4. Courant de fuite en fonction de la tension appliqué pour les deux polarités

### III.2. Influence de la Largeur de la Pollution

La figure (5) illustre l'évolution du courant de fuite en fonction de la largeur de la pollution, pour une tension de  $0.8U_0\%$  et pour les deux polarités. Avec l'augmentation de la largeur de la pollution, le courant de fuite augmente dans un premier lieu, diminue pour atteindre un minimum (pour une largeur de 6 cm), puis augmente de nouveau. Cette augmentation s'accroît pour les largeurs de pollution élevées (à partir de 24 cm). Ceci s'expliquerait par l'affaiblissement de l'impédance totale entre électrodes.



(a) Polarité positive



(b) Polarité négative

Fig. 5. Courant de fuite en fonction de la largeur de pollution pour  $0.8U_0\%$

### III.3. Rapport tension/courant

Pour une largeur de la pollution donnée, le rapport tension/courant représente l'inverse de la pente de la caractéristique courant de fuite-tension appliquée. Pour une polarité donnée, nous constatons que l'augmentation de la largeur de la pollution engendre une diminution du rapport tension/courant. Pour les largeurs supérieures à 8 cm, ce rapport est plus important en polarité négative qu'en polarité positive. Toutefois, pour les largeurs inférieures à 8 cm, les rapports obtenus pour les deux polarités sont très proches.

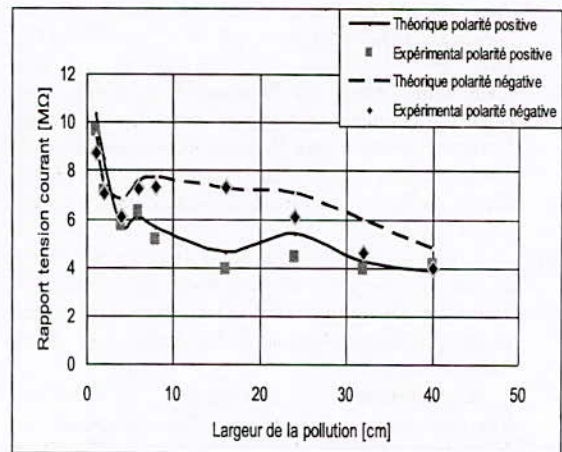


Fig. 6. Rapport tension courant en fonction de la largeur de pollution pour les deux polarités

## VI. CONCLUSION

Il ressort de notre étude les conclusions suivantes :

- ▲ L'amplitude du courant de fuite croît d'une manière quasi-linéaire avec la tension appliquée.
- ▲ L'amplitude du courant de fuite est plus importante dans le cas d'une polarité positive qu'en polarité négative.
- ▲ Avec l'augmentation de la largeur de la pollution, le courant de fuite augmente dans un premier lieu, diminue pour atteindre un minimum, puis augmente de nouveau. Il existe une largeur limite (24 cm) de pollution à partir de laquelle le courant de fuite croît rapidement.
- ▲ La largeur de la couche polluante joue un rôle très important dans le rapport tension/courant. L'augmentation de la largeur engendre une diminution du rapport. Ce dernier est plus important en polarité négative, notamment pour les grandes largeurs de pollution.
- ▲ L'analyse des courbes obtenues montre bien que le modèle statique proposée reflète bien le comportement de modèle expérimental de l'isolateur 1512L naturellement pollué.

## REFERENCES

- [1] M.Teguar, "Etude Mathématique des Mécanismes de Développement des Décharges Electrique sur des Isolateurs Installé en Régions Polluées", Thèse de Magister Département de Génie Electrique, Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie, Juillet 1993.
- [2] J.L.Rafnoumanana, "Modélisation par la Méthode des Equations Intégrales de Frontière de Phénomènes de Conduction Surfiques sur les Isolateurs Pollués", Thèse de Doctorat d'état, Ecole Centrale de Lyon, Mai 1992.
- [3] F.Rizk, "Mathematical Models for Pollution Flashover", Electra, Vol. 78, pp. 71 - 103, 1981.
- [4] A.S.A.Farag, F.M.Zedan, T.Cheng, "Analytical Studies of HV Insulators in Saudi Arabia

- Theoretical Aspects*", IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 28 N°3, pp. 379-392, June 1993.
- [5] A.Mekhaldi, "*Etude des Phénomènes de Conduction et de Décharge Electrique sur des Surfaces Isolantes Polluées sous Tension Alternative 50 Hz*", Thèse de Doctorat d'Etat, Département de Génie Electrique Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Décembre 1999.
- [6] M.Teguar, "*Modélisations d'Isolateurs Pollués Soumis à Divers Paramètres électro géométriques*", Thèse de Doctorat d'Etat, Département de Génie Electrique Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie, Avril 2003.
- [7] A.K.Mujundar, N.Vasudev, K.N.Ravi Channakeshava, "*Pollution Test Method of Insulators Under DC Voltage Using Dust Chamber*", Ninth international symposium on high voltage engineering, 28 Aout -1 September 1995.
- [8] T.Guia, "*Comportement d'un Modèle d'Isolateur sous Tension Impulsionnelle*", Mémoire de Magister, Département de Génie Electrique, Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie, Juillet 2006.
- [9] A.Beroual, "*An Universal Dynamic Model of Discharge Propagation in Air, Liquid, Solid/Liquid Interface and Polluted Insulator*", XIII International Symposium on High Voltage Engineering, pp. 1- 4, Netherlands 2003.
- [10] A.Beroual, J.H Rakotonandrasana I.Fofana, "*Modeling of the negative Lightning discharge with an equivalente electrical network*" IX international Symposium on Lightning Protection, pp. 26-30, Foz do Iguacu, Brazil , November 2007.
- [11] X.Chen, "*Modeling of Electrical Arc on Polluted Ice Surfaces*", Thèse Ph.D, Ecole Polytechnique de Montréal, Février 2000.
- [12] Y.Guehrar, "*Elaboration d'un Modèle Dynamique de Contournement d'un Isolateur Pollué sous Tension Alternative ou Pulsionnelle*", Mémoire de Magister, Département de Génie Electrique Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie, Décembre 2004.
- [13] A.Beroual, N.Dhahbi, "*Dynamic Model of Discharge Propagation on Polluted Surfaces under Impulse Voltag*", 12<sup>th</sup> IEE Pro.Gener. Transm. Vol 147 No. 5, pp. 279-284, September 2000.
- [14] N.Dhahbi, A.Beroual, "*Flashover Dynamic Model of Polluted Insulators under ac Voltage*", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 7 N° 2, pp. 283-290, April 2000.
- [15] A.Beroual, I.Fofana, "*Modeling of the Streamers in Dielectric Liquid with an Equivalent Electrical Network*", 12<sup>th</sup> International conference on conduction and breakdown in dielectric liquid, Roma, Italy, pp. 214 -217, July 15-19,1996.

# Influence du Vieillissement Electrique sur la Conductivité Electrique du PolyMethyl Metacrylate

M. Moudoud<sup>1</sup>, O. Lamrous<sup>2</sup>, M. Megherbi<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire des Technologies Avancées du Génie Electrique (LATAGE)

m\_moudoud@yahoo.fr

megherbi\_mhemed@yahoo.fr

<sup>2</sup>Laboratoire de Physique et Chimie Quantique (LPCQ)

omarlamrous@yahoo.fr

Université de Tizi-Ouzou BP 17 RP, Algerie

**Résumé** — Bien qu'ils soient de bons isolants électriques, les matériaux polymères soumis à des champs électriques même faibles peuvent présenter une conduction électrique. Cette propriété est utilisée comme indicateur de vieillissement et dans ce contexte, il est montré que le vieillissement électrique en laboratoire du polyméthyl metacrylate (PMMA) entraîne une augmentation de la conductivité qui est d'autant plus importante que le temps de vieillissement est grand. Ainsi, sera présentée l'analyse des enregistrements des courants de charge obtenus suite à une tension continue de 1000 V appliquée à des échantillons non vieillis et vieillis.

**Abstract** - Although they are good electrical insulating, the polymeric materials subjected to even weak electric fields can present an electric conduction. This property was used as indicator of ageing and in this context we have shown that electric ageing of the polymethyl metacrylate (PMMA) induces an increase in the electrical conductivity when we increase the time of ageing. Thus, the analysis of the charging currents of virgin and aged samples submitted to a dc voltage of 1000 V is presented.

**Mots clés** — Vieillissement électrique, conductivité électrique, PMMA.

## I. INTRODUCTION

Les isolants organiques solides ou polymères présentent d'excellentes propriétés isolantes, une grande résistance aux attaques chimiques et de bonnes caractéristiques mécaniques [1-3]. Ainsi, le génie électrique leur accorde de plus en plus d'investigation en matière de vieillissement, facteur conditionnant la fiabilité des systèmes électriques. Dans ce contexte, la compréhension des microprocessus physico-chimiques de dégradation sous contraintes électrique et thermique est nécessaire [4-6]. A l'échelle macroscopique, il est

montré que la mesure de la conductivité électrique peut être un bon indicateur du vieillissement.

Il est important de signaler que les matériaux isolants soumis à une contrainte thermique ou électrique vieillissent lentement et donc étudier leur vieillissement in situ nécessite plusieurs années [7]. Pour analyser ce comportement au laboratoire, on est amené à accélérer le vieillissement tout en choisissant des paramètres expérimentaux compatibles aux conditions de service auxquelles l'isolant sera exposé [5-7].

Dans ce cadre, le présent travail traite de l'influence du vieillissement électrique sur la conduction électrique dans le polyméthyl méthacrylate (PMMA). Il consiste en la mesure du courant de conduction dans les échantillons non vieillis d'une part, et dans les échantillons vieillis électriquement d'autre part. Il est aussi question de vérifier la réversibilité des dégradations dues au vieillissement électrique en observant l'évolution des courants de charge en fonction du temps de repos.

## II. MATERIAUX ET MONTAGE EXPERIMENTAL

Les échantillons utilisés sont découpés d'une plaque commerciale. La forme des échantillons est circulaire de 85 mm de diamètre et 2,8 mm d'épaisseur.

Le PMMA est un polymère thermoplastique amorphe et homogène comprenant un groupe ester ( $\text{COOCH}_3$ ) et un groupe méthyl ( $\text{CH}_3$ ) comme le montre le figure 1. La présence du groupement ester le rend très polaire et son dipôle est la chaîne latérale flexible [3, 8].

Le montage expérimental utilisé pour la mesure du courant de charge comprend un électromètre Keithley 6517 ( $10^{-15}$  –  $20 \cdot 10^{-3}$  A) et une chambre test Keithley

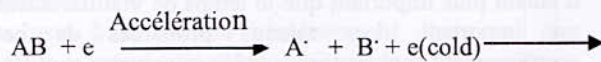
impuretés présentes dans le polymère tel que les anti-oxydants, catalyseurs, résidus de réactions etc... [17].

Les réactions chimiques entraînant la rupture de bandes et la formation d'autres peuvent être dues à l'oxydation accélérée par le champ électrique et à l'injection à partir des électrodes. En effet, les charges injectées peuvent agir comme espèces agressives vis-à-vis de la structure moléculaire et peuvent entraîner les réactions d'oxydation de certains groupements et la rupture de chaînes [17, 18].

Le phénomène de piégeage joue aussi un rôle dans les réactions chimiques. En effet, un électron (ou trou) piégé développe une énergie de l'ordre de 2 à 5 eV selon le niveau énergétique du piège. Cette énergie est transmise selon deux processus :

- directement à la région au voisinage du piège provoquant ainsi la rupture de la bande C-C ou C-H ;
- à un autre électron (hot électron) qui à son tour transmettra son énergie après piégeage [19, 20].

Ce processus de piégeage et de transmission d'énergie se poursuit en provoquant des réactions chimiques. Ces réactions ont lieu suivant le schéma ci-contre [19] :



$A' + B' + e(\text{piégé}) + \text{énergie transmise}$

### 2) Effet de la charge d'espace résiduelle

Comme nous l'avons signalé précédemment, une charge d'espace se forme durant le vieillissement électrique sous champ alternatif. Une partie de cette charge d'espace persiste dans l'échantillon après la mise hors champ de l'échantillon pendant environ 2 heures [17]. Comme l'échantillon est placé dans l'enceinte d'essai juste à la fin du vieillissement pour les tests, la conductivité électrique du polymère est alors influencée par cette charge d'espace résiduelle.

### 3) Effets électromécaniques

Parmi les effets induits par le champ électrique appliqué à un polymère isolant jouant un rôle dans le processus de dégradation on cite l'effet électromécanique. Cet effet est mis en évidence par plusieurs chercheurs [21, 22]. En effet, c'est à travers l'effet électromécanique que le champ électrique initie la dégradation de la structure [22]. L'effet électromécanique est entraîné par les forces électromécaniques, induites par le champ, qui agissent sur la structure en exerçant une pression. Cette pression est à l'origine de la déformation mécanique du matériau. Les forces électromécaniques déforment les liaisons physiques et/ou chimiques par étirement,

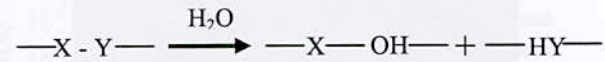
distorsion ou changement de distance entre chaînes [21]. Ces déformations favorisent le transport de charges et par conséquent, contribuent à l'élévation de la conductivité électrique.

### 4) Effet de l'eau sur la conductivité

Les molécules d'eau ont un grand effet sur les caractéristiques des polymères [23-25]. En effet, la présence d'eau dans le polymère favorise les réactions chimiques entraînant la dégradation du polymère et contribuant à la mobilité des porteurs de charges.

La présence de molécules d'eau sur la surface du polymère serait l'une des raisons de l'accroissement de la conductivité électrique des polymères par l'effet du vieillissement. Les molécules d'eau peuvent être adsorbées, absorbées ou déposées sur la surface. Les molécules d'eau sont liées au polymère par des liaisons hydrogène. Les molécules sont liées à deux sites hydrophiles par l'intermédiaire de leurs deux hydrogènes formant ainsi des ponts. Ces ponts se forment et se détruisent en permanence.

Selon J. Verdu [24], l'absorption de l'eau est un effet physique réversible. Par contre, la réaction des molécules d'eau avec le polymère est un effet chimique irréversible. La réaction de l'eau avec le polymère peut avoir lieu suivant le schéma ci-dessous :



où le groupement -X-Y- peut être latéral [24].

Les molécules d'eau peuvent aussi se dissocier par elles mêmes en formant les ions hydronium ( $\text{H}_3\text{O}^+$ ) et hydroxyle ( $\text{OH}^-$ ) qui sont des porteurs de charges [23].

### B. Raisons probables du recouvrement partiel des caractéristiques isolantes

Les principales raisons du recouvrement partiel des caractéristiques isolantes du PMMA sont l'évaporation de l'eau ou son absorption par le silicagel après un certain temps de repos et la disparition de la charge d'espace résiduelle.

## V. CONCLUSION

Le courant de polarisation ou de charge décroît rapidement juste après l'application de la tension puis continue de décroître lentement jusqu'à la stabilisation. La phase transitoire correspondant au courant d'absorption s'achève au bout de 900 s environ et laisse place à la phase stable correspondant au courant de conduction.

Le vieillissement électrique entraîne un accroissement de la conductivité électrique. Cet



accroissement est d'autant plus important que le temps de vieillissement est grand.

Les échantillons du PMMA reprennent partiellement leurs caractéristiques diélectriques au bout de 24 à 48 heures de repos dans un environnement sec.

#### REFERENCES

- [1] D.K. Das-Gupta and K. Doughty "Environmental Dependence of Dielectric and Electrical Process in Insulating Polymers" IEEE Trans. on Elect. Insul. , Vol. 23 N° 1, 1988, pp 47-50.
- [2] P.Pinings, A.Rimeika and V.Lupeikaa " DC conduction in polymers under high electric fields. " .Phys. D: Appl. Phys.37 (2004), pp 828-831.
- [3] F.Namouchi, H.Smaoui, N.Fourati, C.Zerrouki, H.Gurmazi and J.J.bonnet "Investigation on electrical properties of thermally aged PMMA by combined use of FTIR and impedance spectroscopies. " Journal of alloys and compounds (Elsevier) Vol.469, issues 1- 2,197-202 (Feb.2009).
- [4] J.P. Mercier, E. Maréchal "Chimie des polymères : "Chimie des polymères : synthèse, réaction, dégradation" Ed. Presse Polytechniques et universitaires Romandes. Ed.1999.
- [5] M.C.Lança and al "Comparative study if dielectric relaxation spectra of electrically and thermally aged low density polyethylene" 2003 Annual Report Conf. on Elect. Insul. and Dielectric Phenomena, pp 161-164.
- [6] J.Verdu, N.Burlion, Y.Brechet, Y.Mouton et G.Pijaudier-Cabot "Vieillessement et durabilité des matériaux" Série Arago 28 Ed. Tec et doc Juin 2003.
- [7] H.Sarma "Accelerated Aging of TRXLPE Insulated Cables Using Water Filled Tanks" Transmission and Distribution Conf. IEEE 1999 Vol.1, pp 40-45.
- [8] N. Vella, A. Jomha , A. Toureille "Influence of Residual Mechanical Constraint on the Polarization in PMMA" Elect. Insul. and Diel. Phenomena, 1995. Annual Report, Conf. On 22-25 Oct. 1995, pp.516-519.
- [9] M.A. Handala, O. Lamrous "Surface degradation of styrene acrylonitrile exposed to corona discharge" European Transactions on Electrical Power Volume 18, Issue 5, 2008, pp 494-505.
- [10] Y. Xiong, S.M.Rowland, J.Robertson and R.J. Day "Surface Analysis of Asymmetrically Aged 400 kV Silicone Rubber Composite Insulators" IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul. Vol. 15 N° 3, June 2008, pp 763-770
- [11] V. Rajini and K. Udaya Kumar "Discrimination of surface tracking patterns of gamma irradiated polymers using fractals" Bull. Mater. Sci. Vol. 29, N° 3, June 2006, pp 265-270;
- [12] J.Martinez-Vega "Matériaux diélectriques pour le génie électrique 1 : propriétés, vieillissement et modélisation" Ed. Lavoisier 2007.
- [13] L. Boudou and J. Guastavino "Influence of temperature treatment on the electrical properties of low-density polyethylene" J. Phys. D: Appl. Phys. 33 N° 21 , 7 Nov. 2000, pp 129-131.
- [14] F.Boufayed "Simulation de transport électrique dans le PE pour câble d'énergie par modèle de conduction bipolaire avec distribution exponentielle de pièges". Thèse de doctorat UPS Toulouse 2006.
- [15] L.Dissado, G.Mazzanti, G.C.Mantanari "The Incorporation of Space Charge Degradation in the Life Model for Electrical Insulating Materials" IEEE trans. on Diel. and Elect. Insul. Vol. 2, N° 6, Dec.1995, pp 1147-1158.
- [16] J.M.Reboul, F.Mady and M.Rouff "A new technique for a complete study of space charge. " 7<sup>th</sup> Int.Conf. on Properties and Appli. of Diel. Materials, june1-5,2003 Nagoa, pp 514-517;
- [17] C.Guillermin "Vieillessement électrique et thermique d'un composite résine époxy-silice : étude de la charge d'espace et de la conduction ". Thèse de doctorat université Joseph Fournier Grenoble I, 2004.
- [18] M. Fu, G.Chen, L.A. Dissado and J.C. Fothergill "Influence of Thermal Treatment and Residues on Space Charge Accumulation in XLPE for DC Power Cable Application" IEEE Trans. on Diel. and Elect. Insul. N°1, February 2007, pp 53-64.
- [19] V.A.Zakrevskii, N.T.Sudar, A.Zaopo and Y.A.Dubitsky "Mechanism of electrical degradation and breakdown of insulating polymers" Journal of applied Physics Vol.93, N° 4, Feb.2003, pp 2135-2139.
- [20] K.Theodosiou, I.Vitellas, I.Gialas and D.P.Agoris "Polymer films degradation and breakdown in High Voltage AC fields". Journal of Electrical Engineering (JEE), Vol.55 N° 9-10, 2004, pp 225-231.
- [21] N.Lahoud "Modélisation du vieillissement des isolants organiques sous contrainte électrique : Application à la fiabilité des matériaux ". Thèse de doctorat UPS Toulouse 2009.
- [22] J.P.Jones, J.P.Liewellyn and T.J.Lewis "The contribution of field-induced morphological change to the electrical aging and breakdown of polyethylene" IEEE Trans. on Electrical Insulating Vol.12 N° 5, Oct.2005, pp 951-966.
- [23] V.Albrecht, A.Janke, E.Németh, S.Spange, G.Schubert and F.Simon "Some aspects of the polymers electrostatic charging effects." Journal of Electrostatics 67 (2009) pp7-11.
- [24] J.Verdu " Action de l'eau sur les plastiques" Technique de l'ingénieur, A 3165.
- [25] A.E.Davies and D.A.Hodgson "Electrical ageing effects in polyethylene. " 5<sup>th</sup> Int. Con. Diel. Mat., Meas. and Appl. 27-30 June 1988, pp 254-257.

# The Effect of Multiple Cavities on the Electrical Field Distribution in XLPE HV Insulation Cables: an Analysis with the Finite Volume Numerical Method (FVM)

L. Boukezzi<sup>1</sup>, A.C. Lahrach<sup>1</sup>, A. Boubakeur<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Materials Science and Informatics Laboratory, MSIL, University of Djelfa, BP 3117 Road of Moudjbara, Djelfa, Algeria.

<sup>2</sup>L.R.E./High Voltage Lab., National Polytechnic School, B.P182,EL-Harrach, Algiers, Algeria.

**Abstract-** This paper presents the result of study on Potential and electrical field distribution of XLPE insulation cables containing cavities. From the obtained results we can say that the simulation of electrical behavior of region with a strong cavities concentration is done with success by tow cavity model. The obtained results of calculation show that the electrical field within each cavity increases as much as in one cavity alone. The two cavities will enter in interaction and a mutual effect has been remarked. According to the Paschen's law, Partial discharges can be initiated in the cavity and present a harmful effect on the insulation degradation.

**Key words** – XLPE insulation, FVM, Electrical field, cavity.

## I. INTRODUCTION

Cross-linked polyethylene (XLPE) is widely used as an electrical insulating material in underground distribution and transmission cables for almost four decades, because of its excellent dielectric strength, low dielectric permittivity and loss factor, good dimensional stability, solvent resistance and thermo-mechanical behavior. During the process of Crosslinking some defaults can be created within the insulation. Theses defaults have a different shape and nature. The carried out investigations by a lot of researchers [1-4] and based on the observations made by electronic scanning microscope reveal the presence of gaseous cavities in the XLPE material. These cavities are the direct result of water steam penetration in the insulator during the cross-linking process and also due to the incorrect extrusion and cross-linking operations. These observations show also that the size of the cavities situated between 1  $\mu\text{m}$  and 20  $\mu\text{m}$  and their distribution presents a bell shape with a maximum situated at the three quarters of the insulator going from the core of the cable [5].

The noticeable effect of these cavities is to make heterogeneous the insulation in the area where they

happened and cause a distortion in the electric field distribution. The amplitude of the distortions in the gaseous cavities depends essentially on the permittivity of the retained gas, on the cavity shape and its position with respect to the core. Due to this fact, the electric field constitutes the most important stress. Indeed, when the electric field intensity inside the cavity reaches the limit value of the gas dielectric rigidity, and accordingly to Paschen Law, partial discharges occur.

The considered cable consists of two especial components, that is: isolator and conductor. Beside that, still equipped with a few other components, that is: Semiconductor layers which keep the electric field homogenous in the cable and constitute the radial boundaries of our studied domain, and a metallic layer which is considered as the earth conductor and an external insulating layer which covering the cable and protects it.

In real cases, it is impossible to find only one cavity in the cable insulation but they can be found as regions of great concentrations. We have simulated this region to an insulator, which contains two cavities in mutual interactions.

The studied problem based on the theorem of Gauss as an analytical model and the potential distribution within the cavity is estimated by Poisson's equation. As numerical methods of simulation we have opted to the Finite Volume Numerical Method (FVM)

## II. FINITE VOLUME FORMULATION OF POTENTIAL DISTRIBUTION

The potential perturbation caused by the presence of cavities is introduced by the variation in the permittivity when we pass from the homogenous insulation to the cavity [6].

The potential in the cavity and in the insulator obeys Poisson's equation and given by:

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

If we admit that the free charges density in the insulator is too weak and may be neglected, then equation (1) can be considered as a Laplace equation:

$$\Delta V = 0 \quad (2)$$

The cylindrical cable has an axial symmetry; thus, the electric field lines are radial. The cavities size is small enough compared to the insulator thickness. If we consider a spherical cavity, the potential in this case presents turn symmetry around the radial axe of the cable. Equation (2) takes the form:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (3)$$

The finite volume surrounds each node of meshing and it has been surrounded also by four neighbouring points: North point (N), South point (S), East point (E) and West point (W).

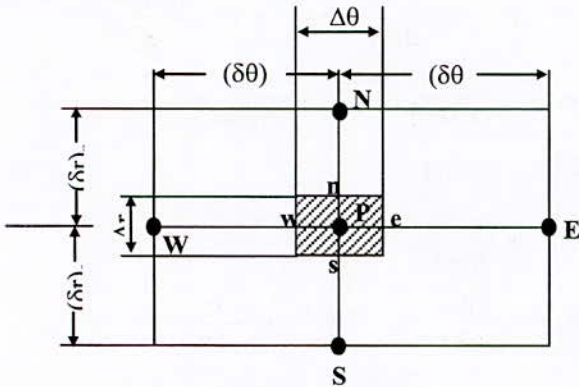


Fig. 1 : Description of the finite

Firstly we will mesh all the insulating part of the cable in the homogenous case (without defects), and in the case of the presence of cavities we will limited only at the influence area of the cavity in order to optimize the time of computing and the space memory allocated to the application. We define the boundary of the influence area by a level of the potential disruption  $\Delta V \leq 10^{-3}$  kV. This condition allows us to limit the influence area at 10 times the cavity radius.

In the meshing step we must respect three rules:

- We use the polar coordinates.
- We mesh only the area wish presents the electrical field perturbation.
- The common surface between the two middles that have different permittivities must coincide with meshing lines.

### III. NUMERICAL MODEL

All the electrical magnitudes are calculated very easy after the computational of the electrical potential at each nod of the insulation. To solve this problem we must research an approach solution of the Laplace equation wish written in the polar coordinates at each nod P by:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \right) = 0 \quad (4)$$

The integration of the equation (4) leads to write:

$$\iint_{r \theta} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \right) \right] r dr d\theta = 0 \quad (5)$$

The equality (5) can be integrated on the finite volume limited by (n, s, e, w) and gives the following equation:

$$\int_{s_w}^n \int_{e_w}^e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V}{\partial r} \right) r dr d\theta + \int_{s_w}^n \int_{e_w}^e \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \right) r dr d\theta = 0 \quad (6)$$

After integration we get:

$$\left[ \left( r \frac{\partial V}{\partial r} \right)_n - \left( r \frac{\partial V}{\partial r} \right)_s \right] \Delta \theta + \left[ \left( \frac{\partial V}{\partial \theta} \right)_e - \left( \frac{\partial V}{\partial \theta} \right)_w \right] \log \left( \frac{r_n}{r_s} \right) = 0 \quad (7)$$

To give the variation of the potential V in each neighbouring nod, we choose a linear profile.

$$\left[ \frac{r_n(V_N - V_P)}{(\Delta r)_n} - \frac{r_s(V_P - V_S)}{(\Delta r)_s} \right] \Delta \theta + \left[ \frac{(V_E - V_P)}{(\Delta \theta)_e} - \frac{(V_P - V_W)}{(\Delta \theta)_w} \right] \frac{\Delta r}{r_P} = 0 \quad (8)$$

So the final algebraic equation is written by:

$$a_P V_P = a_N V_N + a_S V_S + a_E V_E + a_W V_W \quad (9)$$

With:

$$a_N = \frac{r_n \Delta \theta}{(\Delta r)_n}; \quad a_S = \frac{r_s \Delta \theta}{(\Delta r)_s}; \quad a_E = \frac{\Delta r}{r_P (\Delta \theta)_e};$$

$$a_W = \frac{\Delta r}{r_P (\Delta \theta)_w} \text{ and } a_P = a_N + a_S + a_E + a_W$$

All the NEUMANN and DIRICHLET limit conditions to solve this problem are presented in figure 2.

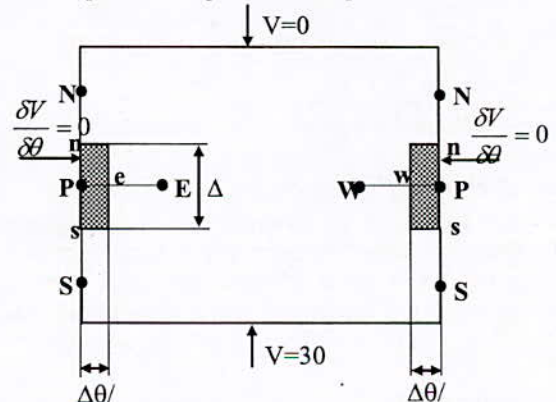


Fig. 2 : limit

IV. CAVITY DISCRETIZATION

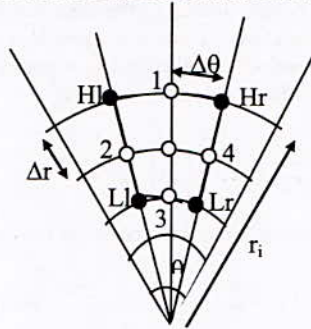


Fig. 3 : Discretization of the cavity.

For the separation limit between the two middles (insulation-cavity), we apply the Cauchy condition concerning the continuity of the displacement vector  $\vec{D}$  which is represented as following:

$$\varepsilon_1 \left( \frac{\partial V}{\partial r} \right)_1 = \varepsilon_2 \left( \frac{\partial V}{\partial r} \right)_2 \quad (\text{Variation according to } r)$$

$$\varepsilon_1 \left( \frac{\partial V}{\partial \theta} \right)_1 = \varepsilon_2 \left( \frac{\partial V}{\partial \theta} \right)_2 \quad (\text{Variation according to } \theta)$$

Two kinds of nodes can be distinguished (figure 3): those have corners (HI, Hr, Ll and Lr) and those have not corners (1, 2, 3 and 4). The constants of the algebraic equation (9) at these particular nodes have the following forms:

- For the nod Hr:

$$a_N = \varepsilon_1 \frac{r_n \Delta \theta}{2(\delta r)_n}; a_S = \varepsilon_2 \frac{r_s \Delta \theta}{2(\delta r)_s}; a_E = \varepsilon_1 \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_e};$$

$$a_W = \varepsilon_2 \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_w}.$$

- For the nod HI:

$$a_N = \varepsilon_1 \frac{r_n \Delta \theta}{2(\delta r)_n}; a_S = \varepsilon_2 \frac{r_s \Delta \theta}{2(\delta r)_s}; a_E = \varepsilon_2 \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_e};$$

$$a_W = \varepsilon_1 \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_w}.$$

- For the nod Lr:

$$a_N = \varepsilon_2 \frac{r_n \Delta \theta}{2(\delta r)_n}; a_S = \varepsilon_1 \frac{r_s \Delta \theta}{2(\delta r)_s}; a_E = \varepsilon_1 \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_e};$$

$$a_W = \varepsilon_2 \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_w}.$$

- For the nod Ll:

$$a_N = \varepsilon_2 \frac{r_n \Delta \theta}{2(\delta r)_n}; a_S = \varepsilon_1 \frac{r_s \Delta \theta}{2(\delta r)_s}; a_E = \varepsilon_2 \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_e};$$

$$a_W = \varepsilon_1 \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_w}.$$

- For the nod 1:

$$a_N = \varepsilon_1 \frac{r_n \Delta \theta}{2(\delta r)_n};$$

$$a_S = \varepsilon_2 \frac{r_s \Delta \theta}{2(\delta r)_s}; a_E = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_e};$$

$$a_W = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_w}.$$

- For the nod 2:

$$a_N = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{r_n \Delta \theta}{2(\delta r)_n}; a_S = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{r_s \Delta \theta}{2(\delta r)_s};$$

$$a_E = \varepsilon_2 \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_e}; a_W = \varepsilon_1 \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_w}.$$

- For the nod 3:

$$a_N = \varepsilon_2 \frac{r_n \Delta \theta}{2(\delta r)_n};$$

$$a_S = \varepsilon_1 \frac{r_s \Delta \theta}{2(\delta r)_s}; a_E = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_e};$$

$$a_W = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_w}.$$

- For the nod 4:

$$a_N = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{r_n \Delta \theta}{2(\delta r)_n}; a_S = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{r_s \Delta \theta}{2(\delta r)_s};$$

$$a_E = \varepsilon_1 \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_e}; a_W = \varepsilon_2 \frac{\Delta r}{2r_p(\delta \theta)_w}.$$

Radial  $E_r$  and tangential  $E_\theta$  components of the electrical field can be deduced from the potential in each node by the following relationship:

$$\begin{cases} E_r(i, j) = \frac{1}{2\Delta r} [V_N - V_S] \\ E_\theta(i, j) = \frac{1}{2\Delta \theta_i} [V_E - V_W] \end{cases} \quad (10)$$

The modulus of the electrical field is given in each nod as follow:

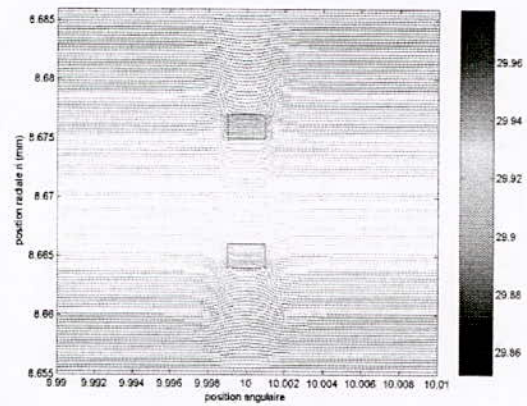
$$E(i, j) = \sqrt{E_r^2(i, j) + E_\theta^2(i, j)} \quad (11)$$

V. RESULTS AND DISCUSSIONS

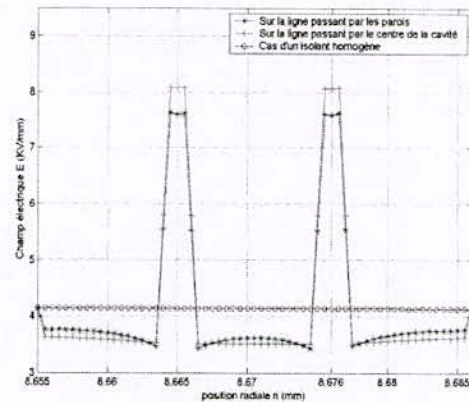
In a first step we have verified the validation of our computation program using FVM and it has been ascertained that in absence of any default, the logarithmic decrease of the electric field along the insulating part, predicted by the analytical model, is similar to the one calculated using the numerical simulation. As we have noticed previously, the concentration of the cavities is situated at the three quarters of the insulator going from the core of the cable. We proposed in this paper to study the influence of two cavities on the cable behaviour under service conditions.

In a first stage we determine the effect of two cavities which have the same size and same permittivity on the radial distribution of the potential and the electric field. In the second part we choose the same size of cavities and with different permittivities.

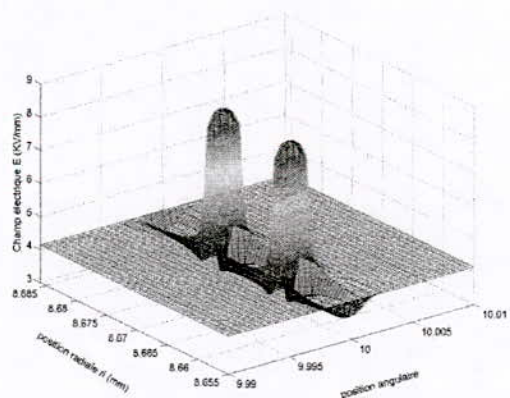
Figures 4 (a, b and c) show potential lines and radial distribution of electrical field for two cavities situated in the same axe, and figures 5 (a, b and c) present the result of calculation for two cavities with angular shifting. It can be taken from figures 4 (a, b and c) that electric field inside a cavity situated at the core side present a significant incremental increase in its values compared to those of a single cavity [7]. This behaviour is due to the mutual interaction between the two cavities and can be explained as follow: the disruption of the electric field in each cavity leads to the formation of the partial discharges. This later behaves as a supplementary source of polarisation and leads to the important increase of the electric field in the adjacent cavity. On the other hand, it will be created on the inner and external walls of the cavity some negative and positive polarization charges leading to the diminution of the electrical field at the neighbouring zone of the cavity.



(a)



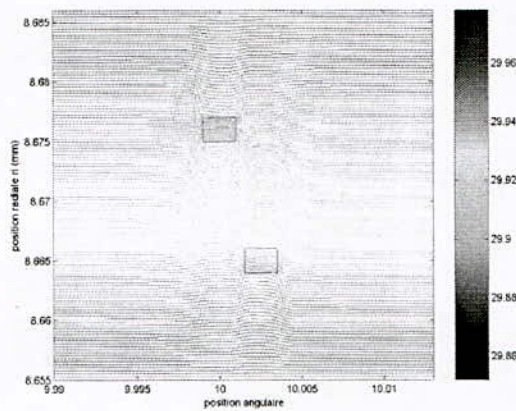
(b)



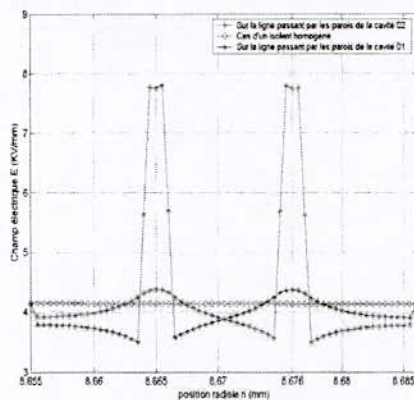
(c)

Fig. 4 : Potential and electrical field distribution in two same cavities.

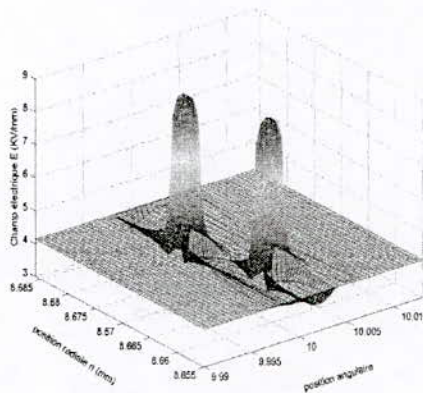
By angular shifting of cavities (figure 5), a less increase of the electric field at the walls of each cavity has been noticed.



(a)



(b)



(c)

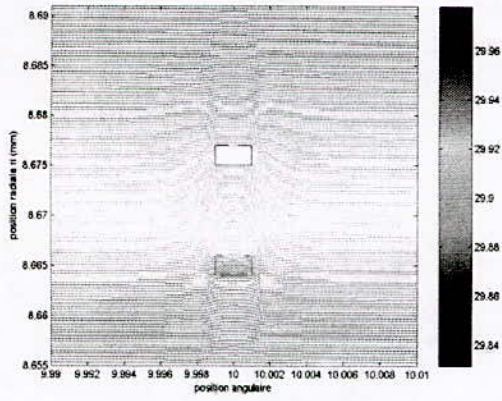
Fig. 5 : Potential and electrical field distribution in two same cavities (angular shifting).

According to the Paschen's plot using an approached expression [6], the critical field  $E_c$  of partial discharges ignition in the cavity can be deduced:

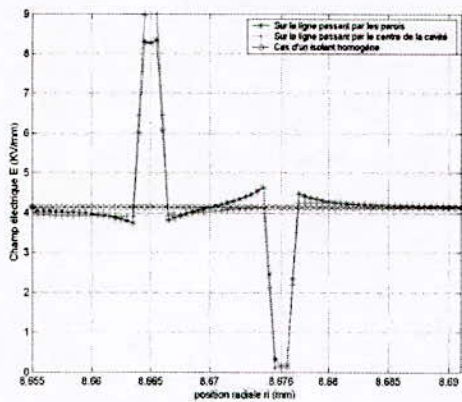
$$E_c = KP^{0.7}d^{-0.3} \quad (12)$$

Where:  $K=8 \times 10^{-3}$  for the air;  $p$  : the pressure in the cavity taken equal to 1 atm;  $d$ : the cavity diameter. The equation (12) gives with the used conditions a value equals to 6.57 kV/mm. It can be deduced that the field inside the cavity leads to the initiation of the partial discharges.

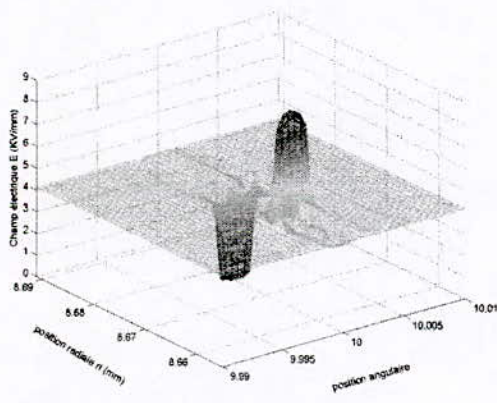
The mutual effect of two cavities with different permittivities is presented in figures 6 (a, b and c). The cavity situated outside contains water ( $\epsilon_r= 80$ ). The presence of water in the outside cavity leads to the important increase of the electrical field in the first cavity situated nearly to the conductor and reaches practically 9 kV/mm at the center and 8.4 kV/mm on the wall of the cavity. As the insulation degradation is in proportionality with the concentration of the cavities and their harmfulness, so the obtained result ascertains that the presence of water in the cable has a dangerous effect than the presence of air. Contrary to the case of same cavities, the angular shifting of cavities in the presence of water (figures 7) leads to less diminution of the electrical field at the walls of the inner cavity and without any effect on the second cavity.



(a)

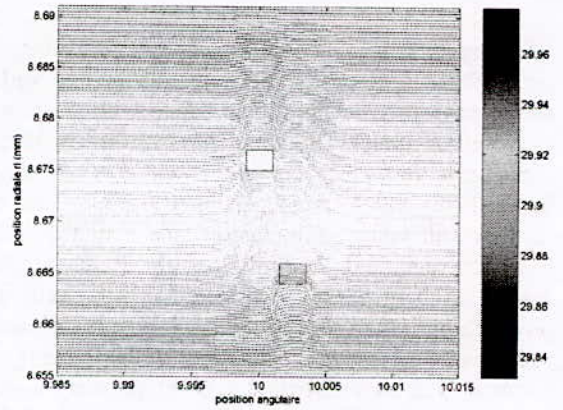


(b)

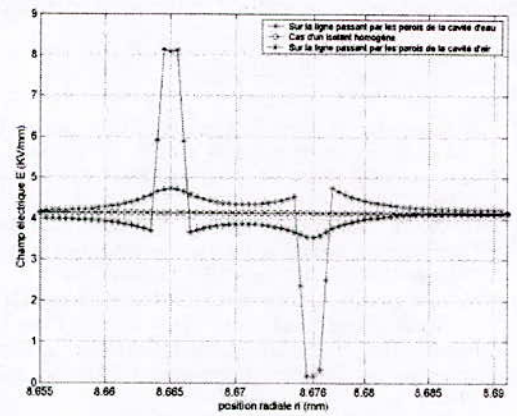


(c)

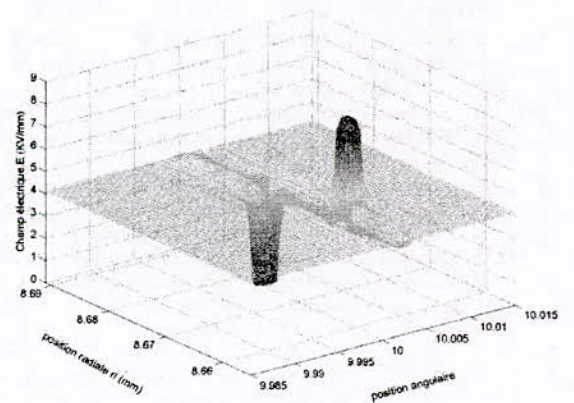
Fig. 6 : Potential and electrical field distribution in two cavities with different permittivities.



(a)



(b)



(c)

Fig. 7 : Potential and electrical field distribution in two cavities with different permittivities (angular shifting).

## VI. CONCLUSION

From the present work we can say that the simulation of electrical behavior of region with a strong cavities concentration is done with success by tow cavities model. The obtained results of calculation show that the electrical field within each cavity increases as much as in one cavity alone. The two cavities will enter in interaction and a mutual effect has been remarked. According to the Paschen's law, Partial discharges can be initiated in the cavity and present a harmful effect on the insulation degradation.

In point of view the applied method, the Finite Volume Numerical Method (FVM) presents a good tool to calculate the discontinuity of electrical field problem in high voltage cables because of its simplicity in the formulation of the problem and implementation of the method in the used software.

## REFERENCES

- [1] S. Kageyama, M. Ono, S. Chabata, "Microvoids in Cross-Linked Polyethylene insulated cables", *IEEE Trans. Pow. App. Sys.* Vol. PAS 94, N°4, pp.1258-1263, July/August 1975.
- [2] G. Garcia, "Sur le comportement du Polyéthylène Réticulé Chimiquement soumis à l'action des décharges partielles", Thèse de Doctorat, 3<sup>ème</sup> cycle UPS Toulouse, 1980.
- [3] N. Yoshimura, S.A.A. Hammam, "Effect of microvoids on V-t characteristics and tree growth in Cross-Linked Polyethylene", IEEE, Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, CEIDP, pp. 342-351, 1978.
- [4] A. Nezar, S. Nagu, "Extruded insulated cable deterioration mechanism and PD", IEEE, Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, CEIDP, pp. 744-747, 2002.
- [5] B. Yoda, K. Muraki, "Development of EHV Cross-Linked Polyethylene insulated power cables", Hitachi cable, pp. 506-512, Ltd Tokyo, Japim, 1972.
- [6] R. Fournier, "Les isolants en électrotechnique, essais, mécanismes de dégradation, et application industrielles» Edition Eyrolles, Paris, 1990.
- [7] L. Boukezzi, I.K. Lemlouma, A. Otmani, A. Rouini, "Influence des microcavités d'air sur la distribution du champ électrique, de la pression électromécanique et des pertes diélectriques dans l'isolation des câbles de haute tension", 4<sup>th</sup> International Conference in Electrotechnic, ICEL'09, Oran, Algeria, 10-11 Novembre 2009.



# Phénomènes de Charge de l'EPDM Soumis à une Irradiation Electronique Permanente : Etude du Vieillissement Thermique

D. Bouguedad, A. Mekhaldi et O. Jbara

**Résumé**— Dans cet article, nous présentons les phénomènes de charge de l'Éthylène-Propylène-Diène Monomère (EPDM) utilisé dans l'isolation des câbles électriques de moyenne et de basse tension soumis à une irradiation électronique dans un microscope électronique à balayage (MEB) pour des échantillons non pollués et pollués par une solution NaCl ayant une conductivité de 1 mS/cm. Nous avons étudié l'influence du temps de vieillissement à la température de 90°C sur le courant de fuite et sur la charge piégée par l'isolant au cours de son irradiation. Les résultats obtenus ont montré que ces deux paramètres sont très affectés pour des temps de vieillissement plus longs. Cette dégradation des propriétés diélectriques de l'isolant est due essentiellement à l'augmentation des porteurs de charge et plus particulièrement pour les échantillons pollués.

**Mots clés**—le courant de fuite, la charge piégée, bande interdite, échantillons pollués, échantillons non pollués.

**Abstract** — In this article, we present the charge phenomena of Ethylene-Propylene-Diene Monomer (EPDM) used in the medium and low voltage cables under electron beam irradiation of low energy in a scanning electron microscope (MEB) for samples not polluted and polluted by a NaCl solution having a conductivity of 1 mS/cm. We studied the influence of aging time at the temperature of 90°C on the leakage current and the load trapped by insulator during its irradiation. The results obtained showed that these two parameters are very affected for longer times of ageing. This degradation of the dielectric properties of insulator is due primarily to the increase in the charge carriers and more particularly polluted sample.

**Key words** —the leakage current, the trapped load, forbidden band, polluted samples, not polluted samples.

D. Bouguedad est à la Faculté de Génie Electrique et Informatique, Université Mouloud Mammeri, BP 17 RP, Tizi-Ouzou, Algérie (e-mail : [dbouguedad@yahoo.fr](mailto:dbouguedad@yahoo.fr)).

A. Mekhaldi est au Laboratoire de Recherche en Electrotechnique, Laboratoire de Haute Tension, Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie.

O. Jbara est au Groupe de Recherche En Sciences pour l'Ingénieur, Matériaux Fonctionnels, Moulin de la Housse, Université de Reims, France.

## I. INTRODUCTION

L'utilisation sans cesse croissante des matériaux diélectriques dans les domaines notamment de l'isolation électrique de forte puissance a suscité ces dernières années un grand intérêt à la caractérisation aussi bien microscopique que macroscopique de ces matériaux. L'importance de cette caractérisation a conduit alors la communauté scientifique à faire preuve d'une grande imagination et d'innovation pour proposer toute une panoplie de techniques à la mesure du problème à résoudre.

Le choix de la technique adéquate est souvent conditionné par le fait que le matériau doit être placé dans des conditions proches de celles de son régime de fonctionnement de manière à déterminer le domaine d'utilisation dans lequel on minimise le risque de comportement catastrophique. Bien que la gamme des techniques disponibles soit riche et que les résultats des études qui en découlent soient nombreux, les utilisateurs de matériaux diélectriques sont toujours confrontés à des comportements non prévus lorsque ces matériaux sont soumis à des contraintes de natures différentes.

Dans le cas d'une irradiation électronique, les isolants sont le siège de phénomènes très complexes appelés effets de charge qui résultent de la localisation de charges et d'énergie à l'interface vide-isolant. Dans ce contexte, diverses méthodes permettant notamment l'évaluation de l'aptitude d'un isolant à charger ont été mises au point et mises en œuvre au sein d'un MEB (microscope électronique à balayage). Elles sont basées sur la mesure de la charge piégée dans l'isolant et son évolution au cours de l'irradiation. Un travail considérable a été accompli pour extraire de ces mesures des informations concernant les caractéristiques structurelle, chimique et électrique de l'isolant [1-6].

Ainsi, dans cet article nous étudierons le vieillissement thermique de l'EPDM (Éthylène Propylène Diène Monomère) destiné à l'isolation des câbles de moyenne

et de haute tension en observant son comportement électrique face à une irradiation électronique dans un (MEB) associé à une technique basée sur le phénomène d'influence électrostatique.

II. PRINCIPES DE BASE

A. Introduction

Dans cet article il s'agit de mesurer les courants d'influence et de fuite pour en déduire la charge piégée dans un isolant soumis à une irradiation électronique à l'aide d'une technique qui a été mise au point par O. Jbara et son équipe [7]. Cette technique basée sur le phénomène d'influence électrostatique offre la possibilité non seulement de déterminer l'évolution de la charge piégée au cours de l'irradiation mais également d'observer l'évolution de cette charge après interruption du faisceau primaire.

B. Mesure de la charge piégée à partir du courant d'influence

Le principe de la mesure par influence électrostatique d'une charge négative  $Q_p$  contenue dans un matériau quelconque est fondée sur la loi établie par Faraday, à savoir qu'une charge  $Q_p$  placée au voisinage d'un conducteur relié à la masse, induit sur la paroi en face de celle-ci une charge d'influence  $Q_{inf}$  souvent improprement appelée charge image. Donc le conducteur relié à la masse peut être simulé par une cage de Faraday (figure1).

Plaçons un picoampèremètre entre la masse et le conducteur, lorsque les charges d'influence de signe opposé à  $Q_p$  viennent s'accumuler sur la paroi du conducteur en face de  $Q_p$ , les charges négatives de l'autre face du conducteur sont neutralisées en partant vers la terre, c'est ainsi qu'un courant dit d'influence est généré.

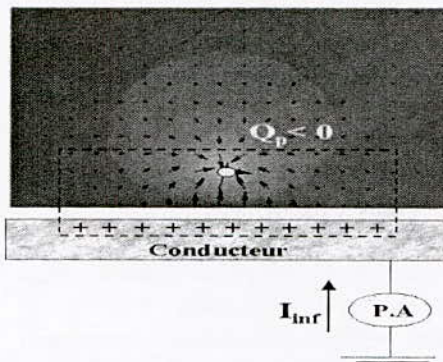


Fig. 1. Mesure d'une charge piégée par la méthode d'influence dans cas expérimental (influence partielle).

Dans le cas d'une influence partielle l'intégrale dans le temps de ce courant est égale à  $-Q_p$  à une constante K près. Cette constante appelée coefficient d'influence est donnée par :

$$K Q_p = \int_0^t I_{inf} . dt = Q_{im} \tag{1}$$

La charge image  $Q_{im}$  étant toujours inférieure à la charge piégée  $Q_p$  puisqu' il s'agit d'un phénomène d'influence partielle (K toujours inférieur à l'unité).

Dans le cas d'une influence totale  $K = 1$  et on a :

$$Q_p = \int_0^t I_{inf} . dt = Q_{im} \tag{2}$$

Ce dernier cas n'est pas réalisable expérimentalement car l'échantillon doit être complètement enveloppé par le métal et en même temps doit être dénudé pour permettre l'injection des charges.

Dans ce travail nous utilisons l'influence partielle. Le facteur d'influence dépend aussi bien de la nature de l'échantillon (via sa constante diélectrique relative) que de son épaisseur. K devrait donc être évalué expérimentalement pour chaque échantillon qui diffère soit par sa composition chimique soit par ses dimensions.

C. Loi de conservation du courant

D'un point de vue macroscopique (la mesure), il est possible d'accéder à la charge totale piégée dans l'isolant. Cette charge résulte de la compétition entre l'émission électronique, la localisation et le transport de charges. Si  $I_0$  et  $I_L$  sont respectivement le courant primaire et le courant de fuite résultant du transport de quelques charges excédentaires vers la masse, la loi de conservation de courant s'écrit alors :

$$I_0 = \sigma . I_0 + I_L + \frac{dQ_p}{dt} = I_\sigma + I_L + \frac{dQ_p}{dt} \tag{3}$$

avec  $\sigma$  et  $dQ_p/dt$  le coefficient d'émission électronique total et le taux de variation au cours du temps de la charge piégée respectivement.

La charge piégée négative induit une charge image positive  $Q_{im}$  sur la plaque destinée à la mesure du courant d'influence  $I_{inf}$  de sorte que :

$$Q_{im} = K Q_p \tag{4}$$

La charge piégée dans l'échantillon ne dépend pas uniquement de l'émission électronique totale mais aussi du courant de fuite :

$$\frac{dQ_p}{dt} = I_0 (1 - \sigma) - I_L \tag{5}$$

Le courant d'influence  $I_{inf}$  est alors le résultat de la variation au cours du temps de la charge piégée.

$$I_{inf} = K \frac{dQ_p}{dt} \tag{6}$$

*D. Dispositif expérimental*

Ce dispositif (figure 2), installé dans le MEB, consiste en une enceinte cylindrique en métal (fabriquée en laiton) munie d'un trou circulaire de diamètre 3.8 mm sur sa surface supérieure. Cette enceinte liée à la masse à travers un pico-ampermètre (Keithley 610 C) a pour rôle d'éliminer toute source d'électrons parasites (électrons secondaires et rétrodiffusés émis par les parois de la chambre objet du MEB) qui peuvent être collectés par les électrodes (B) et (C) et entraînent par conséquent une perturbation de la mesure des courants.

La plaque en cuivre (C), jouant le rôle d'une électrode destinée à la mesure de la charge image  $Q_{im}$  (mesure du courant d'influence  $I_{inf}$ ), est placée au milieu de l'enceinte métallique (A) sur un disque isolant en téflon permettant d'éviter tout contact électrique entre (C) et (A).

L'électrode (B), destinée à la mesure du courant de fuite  $I_L$ , est une plaque également en cuivre d'épaisseur 0.5 mm, de dimensions latérales (1cm x1cm) et d'une ouverture carrée de 0.9 cm x 0.9 cm (ou circulaire de diamètre 0.9 cm). Cette plaque (B) est placée au-dessus de (C) sur une feuille de Téflon d'épaisseur 0.3 mm possédant la même ouverture carrée que celle de (B) (voir figure 2). La feuille de téflon assure l'isolation électrique entre (B) et (C).

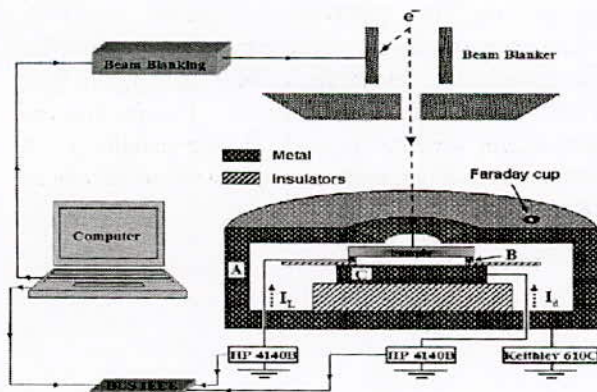


Fig. 2. Schéma descriptif du dispositif expérimental pour la mesure des courants d'influence et de fuite. Notons que les flèches ne discontinuent définissent le sens positif du courant.

L'échantillon qui repose sur la plaque (B) avec un contact électrique intime assuré par la métallisation de la périphérie de sa surface inférieure (film d'argent de 0.5

mm de large et d'épaisseur 15 nm) est placé en dessous de l'ouverture circulaire de l'enceinte métallique (A). La surface de l'échantillon n'est pas en contact avec l'enceinte métallique (A), une distance de 0.5 mm les sépare. La surface de contact (métallisée) de l'échantillon correspond exactement à la surface de l'électrode (B). La partie non métallisée de la surface inférieure de l'échantillon est séparée de la plaque (C) par un espace vide de 0.8 mm. Les électrodes (B) et (C) connectées chacune à un pico-ampermètre (HP 4140 B) interfacé à un micro-ordinateur (P.C) permettent de mesurer respectivement le courant de fuite  $I_L$  et le courant d'influence  $I_{inf}$ .

Afin d'éviter toute charge résiduelle, qui peut résulter d'une pré-irradiation, le faisceau d'électrons incidents est déclenché automatiquement à l'aide du dispositif « beam blanking » une fois que l'échantillon est centrée sur le support de l'échantillon en utilisant une caméra infrarouge.

*E. Détermination du facteur d'influence*

Pour déterminer le facteur d'influence K nous utilisons les courants d'influence et de fuite mesurés simultanément au cours de la décharge (interruption du faisceau d'électrons primaires) quand celle-ci se produit. Cette approche expérimentale est basée sur l'utilisation de l'équation de conservation du courant (équation 3). En effet, quand l'irradiation est arrêtée,  $I_0$  et  $I_\sigma$  étant nuls, la neutralisation de la charge est due uniquement au courant de fuite  $I_L$  soit :

$$I_L = - \frac{dQ_p}{dt} \tag{7}$$

avec  $\frac{dQ_p}{dt}$  le taux de variation de la charge piégée après l'interruption du faisceau primaire. Cette équation combinée avec l'équation (6) donne le facteur d'influence électrostatique:

$$K = - \frac{I_{inf}}{I_L} \tag{8}$$

Bien que la décharge obtenue dans le cas de l'EPDM soit faible, les valeurs acquises des courants restent exploitables pour calculer le facteur d'influence. L'évolution de ce facteur au cours du temps lors de l'irradiation de l'EPDM avec une énergie primaire de 15 keV et un courant de 1 nA est représentée sur la figure 3. Une valeur moyenne de l'ordre de 0.4 a été obtenue.

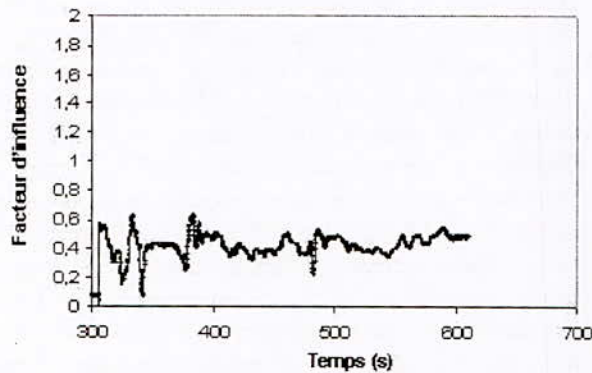


Fig. 3. Evolution temporelle du facteur d'influence électrostatique K.

#### F. Conditions expérimentales

Les expériences sont effectuées dans un MEB (JEOL JSM 6460 LA) à la température ambiante et à une pression de  $10^{-5}$  à  $10^{-6}$  torr. La tension d'accélération du faisceau du MEB est de 15 kV. Le courant primaire est de 1 nA, mesuré à l'aide d'une cage de Faraday placée sur l'enceinte (A) qui est connectée à un picoampèremètre Keithley 610C (figure 2). Ce courant est maintenu constant durant la manipulation.

Les échantillons utilisés sont fabriqués par CABEL (Câblerie d'Alger sis à Gué de Constantine). Ils sont de forme carrée de 1 cm de côté et de 1 mm d'épaisseur environ préalablement vieillis dans une étuve à la température de  $90^{\circ}\text{C}$ . Nous avons effectué des prélèvements périodiques chaque 500 h environ. Les échantillons sont par la suite conditionnés dans un dessiccateur pour qu'ils soient à l'abri de l'humidité. Les différents temps de vieillissement sont donnés dans le tableau ci-après et exprimés en heures (h).

Pour chaque temps de vieillissement les mesures ont été effectuées sur cinq échantillons et la valeur moyenne des résultats a été retenue.

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à l'étude du vieillissement thermique à l'aide des phénomènes de charge de l'EPDM non pollué et pollué par une solution NaCl ayant une conductivité de 1 mS/cm.

TABLEAU  
DIFFERENTS TEMPS DE VIEILLISSEMENT DES  
ECHANTILLONS

Echantillon	Temps de vieillissement (h)
T0	0
T1	500
T2	1500
T3	2025
T4	2530
T5	3055
T6	3560
T7	4400
T8	4900
T9	6600

### III. RÉSULTATS ET DISCUSSION

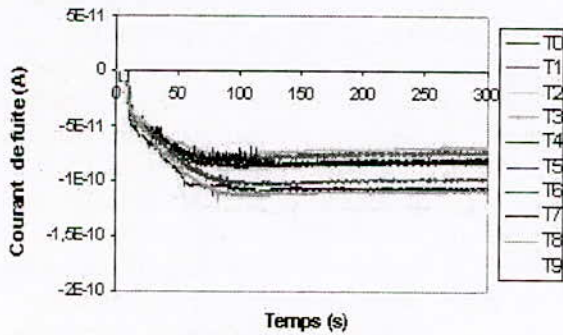
#### A. Influence du temps de vieillissement sur les phénomènes de charge

##### a. Variation du courant de fuite

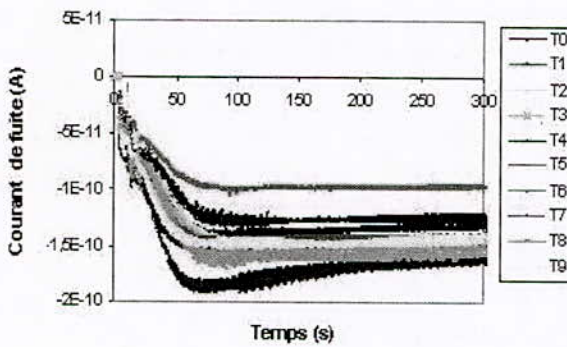
Les figure 4 a et b montrent respectivement l'évolution temporelle des courants de fuite pour différents temps de vieillissement thermique de l'EPDM non pollué et pollué.

Indépendamment du temps de vieillissement on constate que les allures de courbes restent identiques alors que l'effet du vieillissement thermique apparaît clairement dans la modification de leurs intensités. Cet effet étant plus accentué dans le cas des échantillons non pollués. En effet, en comparant les courants de fuite à l'équilibre (saturation) en fonction du temps de vieillissement des deux échantillons non pollué et pollué de l'EPDM (figure 5), on observe, à la fin d'un temps de vieillissement de 6600 h, des augmentations de 50 % et 20 % respectivement par rapport au matériau non vieilli. Pour les échantillons pollués les valeurs du courant de fuite sont supérieures à celles des échantillons non pollués car la couche créée par la solution saline à la surface des échantillons est responsable de l'augmentation de la conductivité de cette dernière. Dans le cas de l'EPDM non pollué on constate que l'intensité du courant de fuite diminue au début du vieillissement et à partir d'un temps de service de 1000 h environ il augmente. Dans le cas de l'EPDM pollué à la solution saline on observe une augmentation régulière suivie d'une saturation.

On note également que la courbe du courant de fuite dans le cas de l'EPDM non pollué et celle correspondante de la résistivité transversale en fonction du temps de vieillissement représentée sur la figure 6 [8] ont des comportements opposés. Ce résultat est physiquement cohérent puisqu'une augmentation de la résistivité entraîne logiquement une baisse du courant de fuite et vice-versa.



a- Echantillons non pollués



b- Echantillons pollués par une solution NaCl de conductivité de 1 mS/cm

Fig. 4. Variation du courant de fuite en fonction du temps de charge pour différents temps de vieillissement.

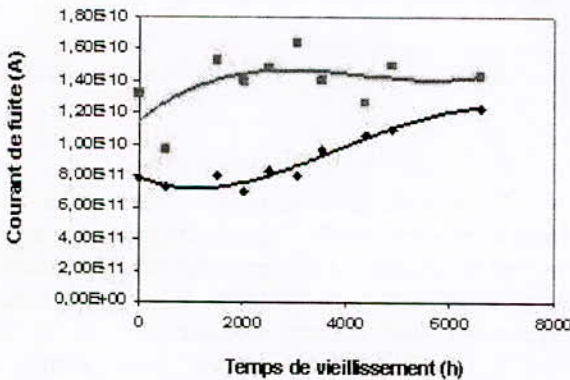


Fig. 5. Variation du courant de fuite à la saturation en fonction du temps de vieillissement.

— échantillons non pollués  
 — échantillons pollués par une solution NaCl de conductivité de 1 mS/cm.

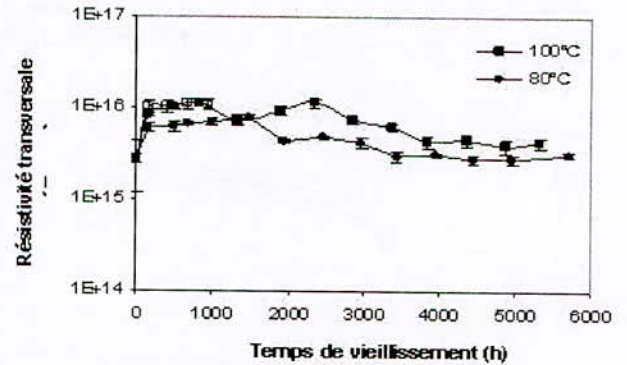


Fig. 6. Variation de la résistivité transversale en fonction du temps de vieillissement.

L'explication d'un point de vue de la physique du solide peut faire appel à la structure de bandes d'énergie et plus particulièrement à la modification de bande interdite (BI). En règle générale, le vieillissement thermique peut causer des changements dans les propriétés physico-chimiques des matériaux. En effet, en plus de la réticulation on assiste à la scission de chaînes ce qui se traduit par conséquent par une réduction du degré de liberté de l'ensemble des macromolécules du polymère. Le degré de cristallinité final peut alors être affecté par le niveau de réticulation du polymère. En d'autres termes, cela pourrait accentuer le désordre dans le matériau, ce qui entraîne une plus grande densité de défauts conduisant à un nombre accru de niveaux localisés dans la BI normale de l'isolant [9]. La bande interdite du matériau se trouve réduite et les porteurs de charge peuvent facilement sous l'effet d'une contrainte (thermique, électrique, etc.) passer facilement dans la bande de conduction (BC).

*b. Variation de la charge piégée*

Les figures 7 a et b représentent respectivement l'évolution de la charge piégée au cours de la période d'irradiation électronique pour différents temps de vieillissement thermique de l'EPDM non pollué et pollué.

Indépendamment de l'échantillon et du temps de vieillissement, pendant la période d'irradiation, la charge piégée obéit approximativement à une cinétique de premier ordre [4, 5, 10, 11] telle que:

$$Q = Q_s (1 - e^{-t/\tau}) \tag{9}$$

$Q_s$  est la quantité de charge piégée à l'état d'équilibre et  $\tau$  la constante de temps de charge.

La charge piégée augmente au début de l'irradiation pour atteindre ensuite un palier de saturation au bout de

quelques dizaines de secondes. On constate que ce palier ainsi que la constante de temps de charge dépendent de la nature de l'échantillon et de son état de vieillissement.

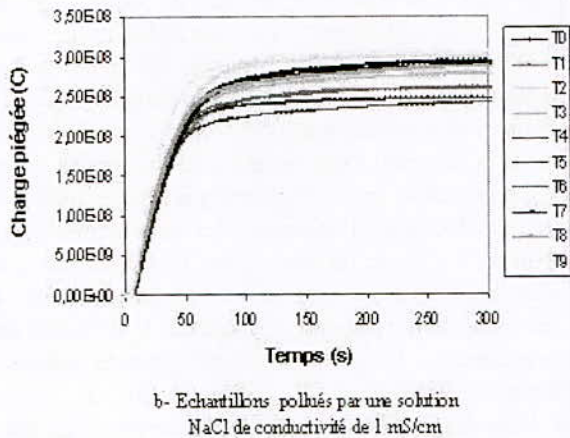
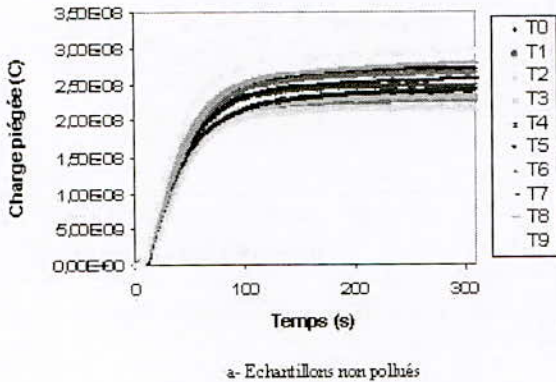


Fig. 7. Variation de la charge piégée en fonction du temps d'irradiation pour différents temps de vieillissement.

En l'occurrence, la figure 8 donne la variation de la charge piégée,  $Q_s$ , à l'équilibre en fonction du temps de vieillissement.

Pour les échantillons non pollués, nous constatons, comme pour le courant de fuite, que la charge piégée diminue au début du vieillissement jusqu'à environ 1500 h, puis commence à augmenter au delà.

La diminution de la charge piégée au début du vieillissement ne peut s'expliquer que par une augmentation de l'émission électronique secondaire pendant cette période. En effet, l'échantillon devient plus isolant en perdant son humidité et le rendement d'émission secondaire augmente.

Dans le cas de l'EPDM vieilli et pollué par une solution NaCl de conductivité de 1mS/cm, l'évolution de la charge piégée en fonction du temps de vieillissement présente la même allure par rapport au cas non pollué mais la charge reste cependant plus élevée. L'écart doit

probablement reposer sur le phénomène de désorption d'espèces stimulées par les électrons (ESD) [12, 13] qui entraîne naturellement une modification chimique de la surface irradiée. En effet, les ions négatifs ( $Cl^-$ ) sont expulsés de leur site initial par un mécanisme microscopique dû à une transition Auger Cl (LMM) générée par le bombardement électronique et qui conduirait par perte de deux électrons à changer le signe des ions négatifs en ions positifs ( $Cl^+$ ) [14, 15]. Ainsi le chlore quitte l'échantillon alors que les ions sodium, en piégeant des électrons, se transforme en une couche métallique nanométrique flottante (électriquement) recouvrant la surface de l'EPDM. L'émission secondaire est principalement limité à cette couche métallique et n'influe pas sur la charge piégée dans le volume et dont la valeur est par conséquent plus élevée.

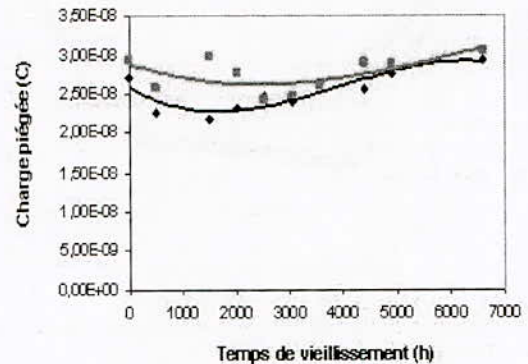


Fig. 8. Variation de la charge piégée en fonction du temps de vieillissement.

— échantillons non pollués.  
— échantillons pollués par une solution NaCl de conductivité de 1 mS/cm.

#### IV. CONCLUSION

La diminution du courant de fuite pour les échantillons non pollués correspond à l'amélioration de la qualité de l'isolant qui est due à l'augmentation de la compacité du réseau. D'un point de vue de la physique du solide, quand le temps de vieillissement augmente ( $t > t_i$ ), la bande interdite se rétrécit et les porteurs de charge augmentent, ce qui induit une augmentation du courant de fuite. La charge piégée a également la même allure que le courant de fuite mais l'explication est liée à la modification de l'émission secondaire au cours de l'irradiation.

Pour les échantillons pollués, comme on peut s'y attendre, les valeurs du courant de fuite sont supérieures à celles des échantillons non pollués car la solution saline forme à la surface des échantillons une couche conductrice.

## REFERENCES

- [1] M. Brunner and E. Menzel, "Surface potential measurements on floating argets with a parallel beam technique", *J. Vac. Sci. Technol. B1*, pp. 1344-1347, 1983.
- [2] B. Valayer, G. Blaise and D. Tréheux, "Space charge measurement in dielectric material after irradiation with a 30 kV electron beam: Application to single-crystals oxide trapping properties", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 70, pp. 3102-3112, 1999.
- [3] C. K. Ong, Z. G. Song, K. H. Oh, H. Gong and C. Le Gressus, "variation of the relative permittivity of charged dielectrics", *Appl. Phys. Let.*, Vol. 72, pp. 317-319, 1998.
- [4] Z. G. Song, C. K. Ong and H. Gong, "A time-resolved current method for the investigation of the charging ability of insulators under electron beam irradiation", *J. Appl. Phys. Vol. 79*, pp. 7123-7128, 1996.
- [5] M. Belhaj, S. Odof, K. Msellak and O. Jbara, "Time dependent measurement of trapped charge in electron irradiated insulators: Application of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-sapphire", *J. Appl. Phys.*, Vol. 88, pp. 2289-2294, 2000.
- [6] J. Bigarré, S. Fayeule, O. Paulhe O and D. Tréheux, "Characterisation of the trapping of charges in polystyrene", *IEEE Tran. Dielectr Electr Insul Annual Report-Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, pp. 101-104, 1997.
- [7] O. Jbara, S. Fakhfakh, M. Belhaj, J. Cazaux, E. I. Rau, M. Filippov and M. V. Andrianov, "A new experimental approach for characterizing the internal trapped charge and electric field build up in ground-coated insulators during their irradiation", *Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res B*, Vol. 194, pp. 302-310, 2002.
- [8] D. Bouguedad, "Influence du vieillissement thermique sur les propriétés de l'éthylène propylène diène monomère (EPDM)", *Thèse de Doctorat, Université de Tizi-Ouzou*, 2010.
- [9] B. G. Streetman, "Solid state electronic devices", 3rd edition, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey,.....
- [10] O. Jbara, M. Belhaj, S. Odof, K. Msellak, E. Rau and M. Andrianov, "Surface potential measurements of electron-irradiated insulators using back-scattered and secondary electron spectra from an electrostatic toroidal spectrometer adapted for SEM applications", *Rev. Sci. Instr.*, Vol. 72, pp.1788-1795, 2001.
- [11] S. Fakhfakh, O. Jbara, M. Belhaj, Z. Fakhfakh, A. Kallel and E. I. Rau, "An experimental approach for dynamic investigation of the trapping properties of glass-ceramic under electron beam irradiation from a scanning electron microscope", *Eur. Phys. J. A. P*, Vol. 21, pp. 137-146, 2003.
- [12] C. G. Pantano, A. S. D'Souza and A. M. Then, "Electron beam damage at solid surfaces in beam effects, surface topography and depth profiling in surface analysis", Edited par A. W. Czanderna, T. E. Madey and C. J. Powel, Plenum Press NY, pp. 39-96, 1998.
- [13] N. Itoh and A. M. Stoneham, "In materials modification by electronic excitation", Cambridge University Press, Cambridge UK, 2000.
- [14] O. Jbara, J. Cazaux, G. Remond and C. Gilles, "Halogen ion electric field assisted diffusion in fluorite and polyvinyl chloride during electron irradiation". *J. Appl. Phys. Vol.79*, pp. 2309-2313, 1996.
- [15] J. Cazaux, "The role of the Auger mechanism in the radiation damage of insulators", *Microsc. Microanal. Microstruct. Vol. 6*, pp. 345-352, 1995.

# Simulation of the Temperature Effect on the Space Charge Behaviour in Polymeric Materials

Beldjilali Abdeslem\*, Saidi-Amroun Nadia, Saidi Mohamed

\* Laboratoire de Physique des Matériaux, Faculté de Physique, USTHB BP 32 El-Alia, Bab-Ezzouar, Alger. Fax : 213 021 24 73 44

E-mail : abdeslembeldjilali@gmail.com

**Abstract**— The purpose of the work is to describe with a numerical model of simulation, the space charge behaviour in the polymeric material under high voltage. A particular intent is accorded in the present paper to the effect of space charge on the polymeric electrical behaviour under various temperatures. Using the simulation model, we can follow the temporal evolution of spatial distributions of the charge carriers and the local electric field profiles in the dielectric bulk. We showed in a former works that the space charge accumulation in polymeric insulators for high voltage cables and power equipments is accentuated at high voltages. For the microelectronics components, it's clear that they are always submitted at high voltages because their very lower dimensions.

In this work, we have chosen to describe the space charge behaviour at various temperatures to knowing: lower temperature, room and high ones. We show that the effect of the applied field can't appear at very low temperatures. But, the space charge behaviour, thus the internal electrical field and the conduction current are widely governed by this parameter, at very high temperatures; we observe the formation of the so called charge packets giving place to the electroluminescent phenomenon.

**Key words**— conduction, polyethylene naphthalate, simulation, space charge.

## I. Introduction

Beyond the improvement of the performances in terms of output and reliability in the microelectronic and photovoltaic domains, the real issue is to reduce to a significant degree the cost of the devices manufacturing, thus the materials at lower cost present some economic interest. The organic plastic materials or polymeric, plentiful and easy to implement, are widely used like high voltage insulator. Also, they are used more and more in the

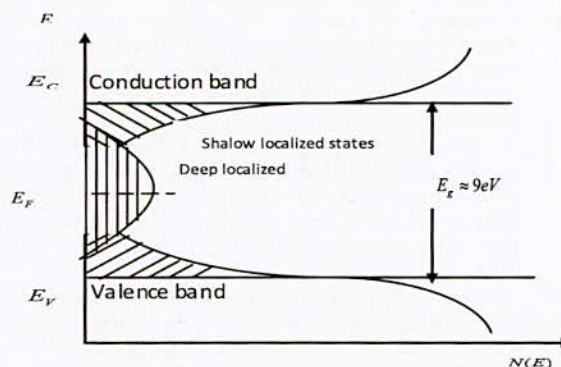


Fig. 1: Schematic representation of localized states in polymeric (case of PEN)

manufacturing of the microelectronic devices (condenser, flexible display,...). In the last years, they are one the way to impose itself beside silicon for the solar cells manufacturing [1], even if technological constraints remain to solve. Already, the organic photovoltaic cells often employ films of polyethylene naphthalate (PEN) like the protective coatings on the surface, whose essential role is to prevent the oxidation of their components [2].

Polymers are amorphous or semi crystalline materials. Disorder being of chemical or structural nature, forms localised states in the forbidden gap which can be accessible to electrons, holes or ionic carriers [3] (figure 1).

One of the most widespread problems in applications such as high voltage insulation, microelectronics as well as the photovoltaic one, is the proportion of polymers to be accumulated, in the bulk, by the charge carriers which come from the injection at the interfaces metal/insulator, or from internal generation processes [4].

The presence of this space charge leads inevitably to distortions of the internal electric field, which can strongly damage material subjected to the effect of a continuous or alternative voltage [5]. The study of space charge accumulation and its link with the external stresses like temperature is necessary to the



# Courants Isothermes de Charge pour la Caractérisation des Mélanges d'Huiles de Transformateur de Puissance

A. Beldjilali<sup>1</sup>, T. Toudja<sup>2</sup>, N. Saidi<sup>1</sup>, M. Saidi<sup>1</sup>, H Moulai<sup>2</sup>, R. Hamiteche<sup>2</sup>, K Nait Dahmane<sup>2</sup>

Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene;

(1) Laboratoire de Physique des Matériaux,

(2) Laboratoire des Systèmes Electriques et Industriels.

BP 32, Bab Ezzouar, Alger, Algérie.

E-mail: [abdeslembeldjilali@gmail.com](mailto:abdeslembeldjilali@gmail.com)

**Abstract**—The purpose of this work is to experiment a new technique of characterization, based on the measurement of the charging isotherm currents for transformer mineral oil diagnosis. This technique will be applied to characterize mixtures between two compatible oils of different provenances. The obtained results are conclusive and reinforce those gotten by classical physicochemical methods of characterization.

**Key Words**— Insulating characterization; Transformer mineral oils, isotherm currents

**Résumé**— Nous présentons dans ce travail les résultats obtenus par une nouvelle technique basée sur la mesure des courants isothermes de charge pour le diagnostic des huiles minérales utilisées dans l'isolation électrique et le refroidissement des transformateurs de puissance. Cette technique sera appliquée pour caractériser les mélanges entre deux huiles compatibles mais de provenances différentes. Les résultats obtenus sont concluants et viennent conforter ceux obtenus par les méthodes physico chimiques classiques de caractérisation.

**Mots clés**— Isolants, Huiles minérales, transformateurs, Courants isothermes.

## I. INTRODUCTION

La surveillance en service des gros transformateurs de puissance doit être systématique car la moindre défaillance dans l'une de ses parties peut causer de lourdes conséquences sur tous les plans : technique, financier, commercial, humain et aussi environnemental. La plupart de ces transformateurs sont remplis de liquides isolants, il s'agit des huiles minérales qui assurent à la fois l'isolation électrique et l'évacuation de la chaleur. En général, la durée de vie d'un transformateur est égale à celle de l'isolation, et cela dépend nécessairement de la rigidité diélectrique des isolants utilisés, d'où la nécessité de l'étude du comportement électrique des huiles de transformateurs

de puissance. De plus, d'autres contraintes font en sorte que les mélanges d'huiles sont inévitables dans un transformateur de puissance : tout d'abord, il faut noter les fuites dans ces installations qui conduisent à des pertes du liquide qui, à long terme, constituent une entrave au bon fonctionnement, et la compensation du manque n'est pas sans poser le problème de la différence de caractéristiques des deux huiles (celle déjà en service et celle nouvellement ajoutée). Elles ne sont jamais dans le même état, bien qu'elles puissent être de même type. Ensuite, l'option de changer carrément l'huile détériorée par une huile neuve n'est pas vraiment intéressante car elle ne présente pas d'avantages économiques à cause du coût de l'opération. De plus, une vidange totale du transformateur n'est jamais garantie à cause de sa géométrie complexe. Il existe toujours des zones et cavités (bobinage) inaccessibles où peut subsister toujours une partie de l'ancienne huile dégradée et qui va, bien sûr, se mélanger avec la nouvelle huile. Ce sont donc des considérations purement pratiques qui nous ont dicté le choix de l'étude du comportement électrique des mélanges d'huiles minérales.

La technique choisie est un bon outil expérimental complémentaire aux caractérisations physico chimiques déjà utilisées. Elle consiste en la mesure des courants isothermes de charge lorsqu'on soumet ces huiles à un échelon de tension continue entre deux électrodes métalliques à géométrie plane. Elle est utilisée pour l'étude de l'effet de l'humidité sur le comportement des isolants liquides à très basses températures [1]. Elle a donné satisfaction dans le cas des diélectriques solides [2] et peut largement être adaptée aux diélectriques liquides. Les travaux théoriques effectués à ce sujet [3,4] montrent l'existence de similitudes importantes entre les deux cas [5].

## II. MATERIEAU

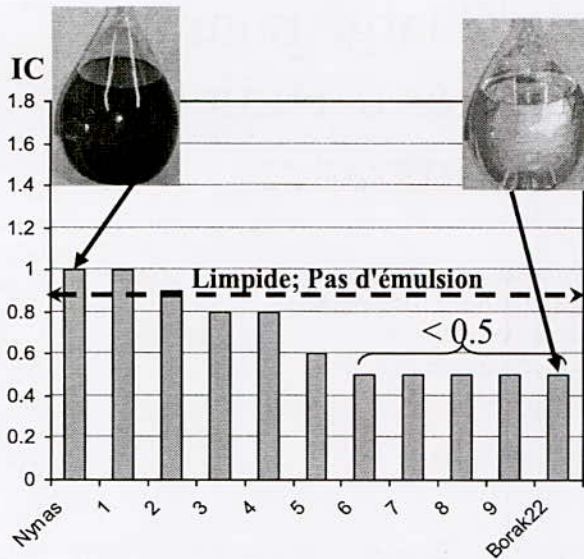


Fig. 1: Valeurs mesurées de l'indice de couleur (IC) pour les différents mélanges

Les mélanges que nous avons caractérisés sont constitués à partir de deux huiles naphthéniques (tableau 1):

La **Borak 22** qui est une huile minérale naphthénique, commercialisée par NAFTAL sous le nom de BORAK22. Elle est utilisée dans la plupart des transformateurs de puissance présents sur le territoire national, notamment dans les centrales de SONELGAZ. La BORAK22, neuve et de couleur claire, a été prélevée telle quelle, sans traitement. La **Nynas** est l'une des huiles minérales aussi utilisées dans les transformateurs SONELGAZ. Elle est commercialisée

Tableau 1

Les différents rapports des mélanges étudiés (9 échantillons et leur composition, en plus des 2 échantillons de base BORAK22(B) et NYNAS (N))

Echantillon	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Composition	10% B 90% N	20% B 80% N	30% B 70% N	40% B 60% N	50% B 50% N	60% B 40% N	70% B 30% N	80% B 20% N	90% B 10% N

Tableau 2

Propriétés initiales de chacune des deux huiles de base (D: Densité; TE: Teneur en eau; IA: Indice d'acidité; Ucl: tension de claquage normalisée; tan δ: Facteur de dissipation; ρ: Résistivité; μ: viscosité cinématique, PE: point éclair.

	D à 22°C	TE(ppm)	IA	Ucl (kV)	tan δ	ρ (GΩm)	μ(cst) 40°C	PE (°C)
Borak 22	0.877	9.6	0.017	58.7	6.5 10 <sup>-3</sup>	42.85	10.94	149.5
Nynas	0.883	50.6	0.062	31.5	29.1 10 <sup>-3</sup>	10.89	09.79	144

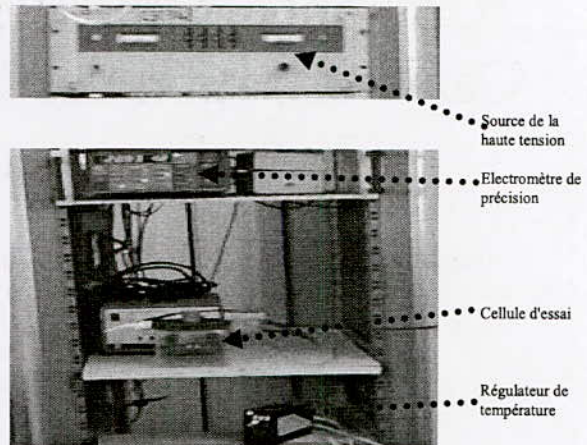


Fig.2 : Dispositif expérimental de mesure des courants de charge.

par un autre fournisseur. Egalement naphthénique, elle est de qualité standard et répond aux critères usuels. Elle est non inhibée, c'est-à-dire qu'elle ne contient pas d'additifs pour l'amélioration de sa tenue à l'oxydation. La Nynas utilisée dans nos mesures est en service depuis plus de 15 ans. Elle est de couleur rouge brique, elle a été prélevée d'un transformateur de poste en Les caractéristiques initiales des deux huiles de base sont données dans le tableau 2. Tous les mélanges obtenus sont limpides et sans émulsion (figure 1). L'indice de couleur varie entre 0.5 (qui est la limite de l'appareil) pour la Borak et 1 pour la Nynas seule.

III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La figure 2 représente les éléments constituant le dispositif expérimental que nous avons utilisé. Il permet la mesure des courants isothermes de charge et de décharge. Il est essentiellement constitué d'une source de tension continue allant jusqu'à 4000 Volts, un électromètre programmable de type Keithley 617 sensible aux très faibles courants (jusqu'à l'ordre de 10<sup>-13</sup> A) et une cellule de mesure où nous faisons émerger

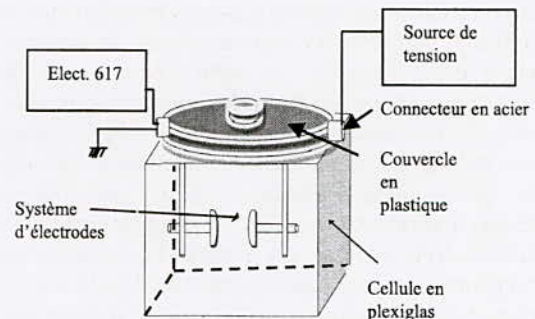


Fig.3 : Schéma de principe de la cellule de mesure.

un système d'électrodes métalliques planes dans un volume d'huile d'un litre. Le schéma de principe de la cellule d'essai est donné sur la figure 3.

IV. RESULTATS ET DISCUSSIONS

On considère le cas d'un échantillon de mélange d'huiles d'épaisseur  $d = 0.2 \text{ mm}$  soumis à l'instant  $t=0$ , à une série de valeurs de tension allant de 2 Volts jusqu'à 10 Volts. Après avoir mesuré un courant de court circuit pendant un temps suffisant à l'équilibre de l'électromètre, nous enclenchons la source pour soumettre l'échantillon à la tension choisie pendant un temps de 3500 s. Ensuite, nous allons supprimer la tension pendant un temps suffisant pour le rétablissement de l'état initial et puis on reproduit

l'opération pour une autre valeur de tension appliquée. Les figures 4 et 5 donnent, respectivement pour les deux huiles de base, les courants isothermes en fonction du temps de charge sous différentes valeurs de la tension appliquée. Un changement de comportement est observé sur la conductivité (voir résistivité) du matériau dans cette gamme de tension. En effet, la conductivité électrique qui a été croissante jusqu'à 6 Volts, change de comportement et devient décroissante à des tensions supérieures. Cela peut être expliqué par le fait qu'à des tensions de polarisation faibles, la conduction est liée uniquement au mouvement des ions libres déjà existants dans le liquide [6]. Par contre, lorsqu'on augmente la tension de polarisation, des phénomènes d'injection de charges aux électrodes métalliques peuvent prendre effet et la conduction se trouve par la suite limitée par la

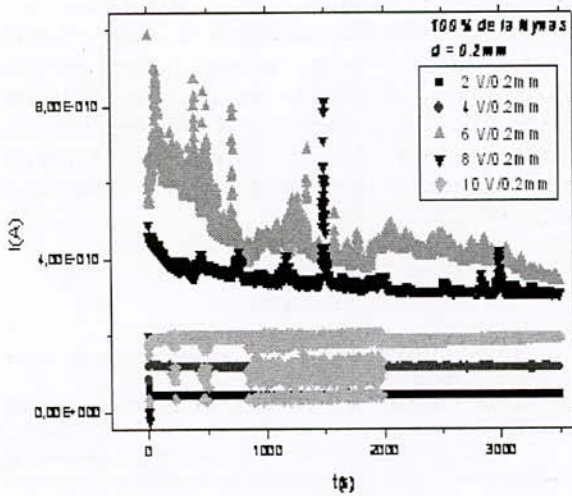


Fig.4 : Courants isothermes de charge mesurés pour un échantillon de Borack 22 pure.

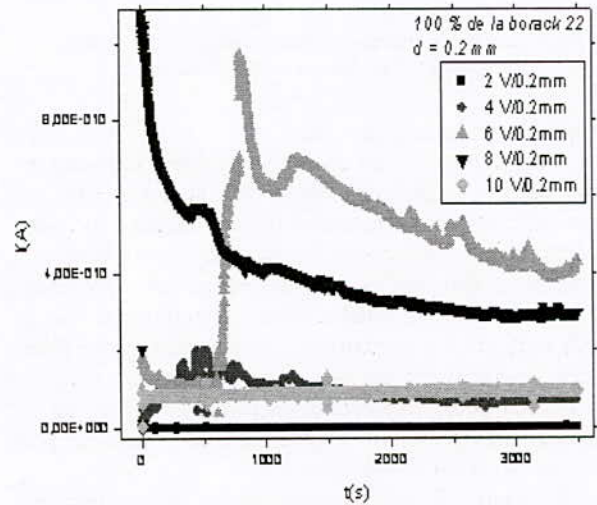


Fig.5: Courants isothermes de charge mesurés pour un échantillon de Nynas seule.

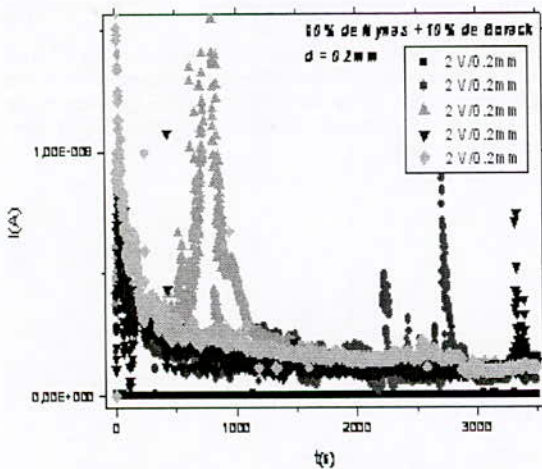


Fig.6: Courants isothermes de charge mesurés pour un mélange contenant 90% de Nynas et 10% de la Borack 22

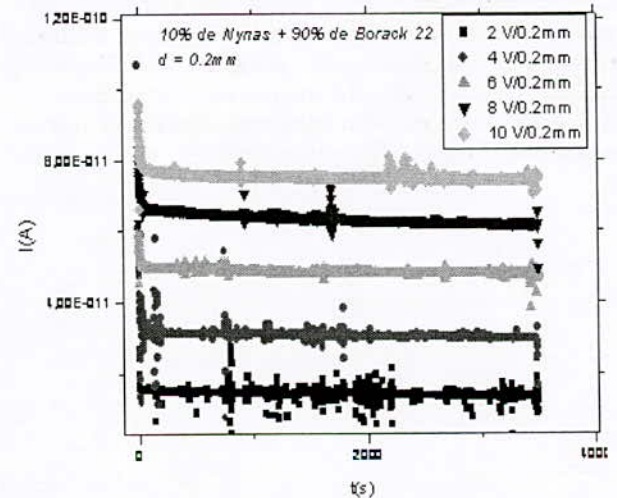


Fig.7: Courants isothermes de charge mesurés pour un mélange contenant 10% de Nynas et 90% de la Borack 22

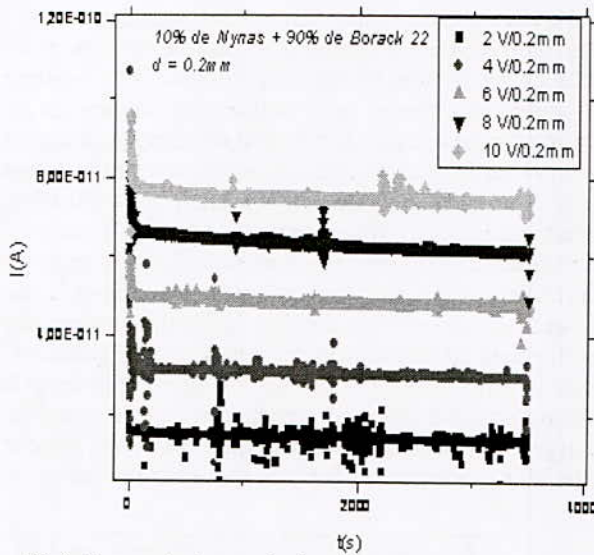


Fig.8: Courants isothermes de charge mesurés pour un mélange contenant 50% de Nynas et 50% de Borack 22

charge d'espace ainsi formée.

Le comportement d'un mélange d'huile contenant un pourcentage volumique de 90% de Nynas et 10% de Borack22 est complètement différent (**figure 6**), Nous observons la présence de deux régimes : transitoire et permanent, dont les variations peuvent être exploitées afin de tirer des informations sur les liquides, à l'image de la mobilité des porteurs de charge susceptibles d'être créés dans chacune des solutions. Un résultat similaire est obtenu pour les tensions de claquage [7] où un tel mélange (mélange No 1) présente la rigidité la plus faible de tous les échantillons testés.

Sur les **figures 7 et 8** sont représentés, respectivement, les courants isothermes de charge pour les mélanges contenant un pourcentage volumique élevé de la borack22 et pour celui ayant des proportions égales. Comme précédemment, les courants de charge mesurés pour ces deux types de mélange présentent les deux régimes de conduction qui permettent de déduire la mobilité des charges électriques dans le volume du liquide. D'autre part, on remarque clairement que la composante du courant permanent est une fonction

croissante de la tension appliquée donc du champ électrique appliqué. De plus, cette variation avec le champ électrique appliqué suit une forme de variation linéaire. On peut donc facilement déduire la conductivité  $\sigma$  ou la résistivité  $\rho$  de ces mélanges grâce à la loi de conduction:  $J = \sigma.E$ .

#### V. CONCLUSION

Il ressort de cette étude que les phénomènes de conduction et de transport de charges dans les liquides, particulièrement, les mélanges d'huiles sont complexes, dépendant de leur état initial, notamment leur contamination en particules et en eau. La conductivité des solutions augmente avec le niveau de tension appliqué, sauf pour les cas de la Borak et de la Nynas seules. Le mélange le plus défavorable pour l'isolation globale est obtenu lorsque de faibles quantités de Borak sont ajoutées à la Nynas. Les particules d'eau présentes en surplus dans la Nynas viennent migrer vers les molécules de Borak dont la miscibilité est nettement inférieure à celle de la Nynas, fait en sorte que des ponts de particules d'eau libre se forment sous l'effet du champ, augmentant ainsi les courants de conduction dans le mélange.

#### REFERENCES

- [1] I. Fofana, H. Hemmatjou, M. Farzaneh. Electric Power Systems Research 80 (2010) 91-97
- [2] R. Coelho et B. Aladenize. Propriétés diélectriques des matériaux isolants, Edition Hermès, Paris (1993).
- [3] R. Tobazeon, Etude des phénomènes d'interface au contact d'un liquide isolant et d'un solide. Thèse de doctorat es sciences. Grondable, (1973)
- [4] P. Atten et R. Moreau. Stabilité électrohydrodynamique des liquides isolants soumis à une injection unipolaire. Jour. Mécanique 11, p. 471-520 (1972)
- [5] A. Many et G. Rakavy. Phys. Rev., 126, p. 1980 (1962)
- [6] Bockris et Reddy. Electrochimie moderne. 1 et 2 Plenum Press, New York, p.1432 (1970).
- [7] H. Moulai, I. Khelfane, A. Yahiat, T. Toudja, A. Nacer, M. M. Zemirli, F. Doussas, " Physico-Chemical Properties of Power Transformer Oil Mixtures", 15<sup>th</sup> IEEE Mediterranean Electrotechnical Conference, MELECON 2010, 26-28 April 2010, Valletta, Malta.

# L'influence de la résistivité de la couche de pollution et ses états sur le contournement des isolateurs HT

M.Talhi<sup>#1</sup>, S.Flazi<sup>#2</sup>

Laboratoire Haute tension et décharges électriques du département génie électrique  
Université des sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf (Usto-MB)

<sup>1</sup>tmami28@gmail.com

<sup>2</sup>Flazis@yahoo.fr

**Abstract** — In this article, we present an experimental study to determine the critical conditions of the evolution of the discharge moves to flashover according to the resistivity of the electrolyte which represents the layer of pollution of a real insulator and its state (wet, melting ice and ice), on an insulating surface. For a maintained constant tension and equal to 13 Kv, in positive and negative polarity, we measured the critical length of flashover between the foot of the discharge and the ground electrode, the critical current corresponds with this length and the time of flashover according to the resistivity of the electrolyte ranging between 1KΩ .cm and 40 KΩ .cm. We also calculated the critical maximum field strength in the vicinity of the foot of the discharge for the two polarities according to the resistivity of the electrolyte. The obtained results show that the critical length decreases with the increase in the resistivity for the two polarities, it is smaller in positive polarity than in negative polarity for all the states of the layer of pollution. We also found that the critical maximum field strength calculated in the vicinity of the foot of the discharge is weaker than the disruptive field strength in the air for all the states of the layer of pollution. This can prove that the evolution of the discharge is not done by a traditional mechanism of rupture, mechanism of Streamer or Townsend

**Keywords**— discharge, flashover, resistivity, ice

**Résumé** — Dans cet article, nous présentons une étude expérimentale pour déterminer les conditions critiques de l'évolution de la décharge électrique jusqu'au contournement en fonction de la résistivité de l'électrolyte qui représente la couche de pollution d'un isolateur réel et ses états (humide, givre mouille et givré), sur une surface isolante. Pour une tension maintenue constante et égale à 13 KV, en polarité positive et négative, nous avons mesuré la longueur critique du contournement entre le pied de la décharge électrique et l'électrode de masse, le courant critique correspond à cette longueur et le temps du contournement en fonction de la résistivité de l'électrolyte comprises entre 1KΩ .cm et 40 KΩ .cm. Nous avons aussi calculé le gradient critique maximum au voisinage du pied de la décharge électrique pour les deux polarités en fonction de la résistivité de l'électrolyte. Les résultats obtenus montrent que la

longueur critique diminue avec l'augmentation de la résistivité pour les deux polarités, elle est plus petite en polarité positive qu'en polarité négative pour tous les états de la couche de pollution. Nous avons trouvé aussi que le gradient critique maximum calculé au voisinage du pied de la décharge électrique est plus faible que le gradient disruptif dans l'air pour tous les états de la couche de pollution. Ceci peut prouver que l'évolution de la décharge électrique ne se fait pas par un mécanisme de rupture classique, mécanisme de Streamer ou de Townsend

## I. INTRODUCTION

Les lignes aériennes du réseau de transport de l'énergie électrique, à courant continu ou alternatif installées dans des régions d'atmosphère notablement polluée, souffrent du phénomène de contournement. Celui-ci provoque le court-circuit des chaînes d'isolateur ou des colonnes isolateur très polluées, par un arc électrique résultant de l'élongation d'une ou de plusieurs petites décharges qui se trouvent sur la surface de l'isolateur. Plusieurs études ont été faites afin de déterminer les conditions critiques [1-4], du phénomène de contournement mais elle n'explique pas le processus physique qui oblige la décharge à s'allonger si les conditions critiques sont satisfaites [1], [5-8]. L'objectif de ce présent travail est d'étudier l'influence de la résistivité de la couche de pollution et ses états sur les conditions critiques du contournement on utilisant le modèle d'Obenaus [9].

## II. DESCRIPTION DE LA CELLULE EXPERIMENTALE

La cellule expérimentale utilisée est une rainure isolante [1],[6],[9],[10] qui représente la longueur de la ligne de fuite de l'isolateur réel de longueur 20 cm et largeur 2.3 cm (Fig. 1) rempli d'un électrolyte (H<sub>2</sub>O+NaCl) qui représente la couche de pollution d'un isolateur réel. La tension appliquée est maintenue constante et égale à 13 kV, la solution électrolytique utilisée possède une épaisseur de 5 mm et des

résistivités de 1, 2.5, 5, 10, 20, 40 kΩ.cm. La longueur de la décharge initiale est égale :  $h=3\text{mm}$ . Nous avons utilisé la cellule décrite précédemment pour étudier l'influence de la résistivité de l'électrolyte et ses états (humide, givre mouillé et givré) et la polarité de la tension appliquée sur les conditions critiques du contournement. L'expérience s'effectue en changeant l'état de l'électrolyte tout en gardant constantes les grandeurs suivantes : la résistivité ( $\rho$ ), l'épaisseur de l'électrolyte ( $e$ ).

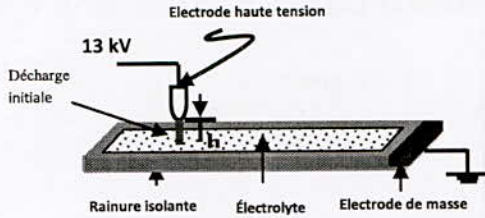


Fig. 1 La cellule expérimentale

III. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Après l'application de la haute tension, une décharge initiale s'amorce entre l'électrode de la haute tension et l'électrolyte (Fig. 1). Si la longueur ( $L1$ ) entre le pied de la décharge et l'électrode de masse est supérieur à la longueur critique du contournement ( $LC$ ), la décharge évolue sur la surface de l'électrolyte jusqu'à une certaine distance puis elle s'éteint. Si  $L1$  est inférieur à  $LC$ , la décharge initiale atteint l'électrode de masse (contournement).

Fig. 2 Montre l'allure du courant pour les trois étapes du contournement : Du point O vers A, l'étape de l'allumage de la décharge où le point A représente la décharge stable initiale et le courant initial de fuite ; De A vers B, l'étape de l'évolution de la décharge sur la surface de l'électrolyte pendant quelques secondes. Au point B la décharge arrive à l'électrode de masse c'est l'étape du court-circuit de l'intervalle entre les deux électrodes. À partir du point B le courant monte très rapidement de ce fait on a le contournement dans notre expérience.

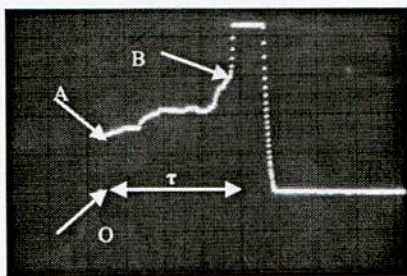


Fig.2 La forme du courant pendant le contournement

A. La Couche de Pollution à l'Etat Humide

Les figures 3 et 4 illustrent la variation du courant ( $Ic$ ) et la longueur ( $Lc$ ) critiques respectivement en

fonction de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte pour les deux polarités.

B. La Couche de Pollution à l'Etat Givre Mouillé

Les figures 5 et 6 montrent la variation du courant ( $Ic$ ) et la longueur ( $Lc$ ) critiques respectivement en fonction de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte pour les deux polarités.

C. La Couche de Pollution à l'Etat Givre

Les figures 7 et 8 montrent la variation du courant ( $Ic$ ) et la longueur ( $Lc$ ) critiques respectivement en fonction de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte pour les deux polarités.

Ces résultats (Fig. 3 à 8) nous montrent que : le courant critique ( $Ic$ ) diminue avec l'augmentation de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte pour les deux polarités de la tension appliquée. En polarité négative, le courant critique ( $Ic$ ) est légèrement inférieur qu'en polarité positive. L'écart entre les deux polarités est élevé pour des résistivités ( $\rho$ ) moins de 10 kΩ.cm pour le cas de l'électrolyte à l'état givre. La longueur critique ( $Lc$ ) diminue avec l'augmentation de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte pour les deux polarités, elle est plus petite en polarité positive (l'écart entre les deux polarités est égale à peu près 1 cm.). Le contournement est plus facile en polarité négative.

Nous appelons temps de contournement ( $\tau$ ) le laps de temps que met la décharge une fois amorcée pour parcourir l'électrolyte jusqu'à l'électrode de masse (fig. 1), il est mesuré à l'aide d'un oscilloscope à mémoire. Les résultats de ces mesures sont présentés par le Tableau I.

TABEAU I  
Le temps du contournement ( $\tau$ ).

Electrolyte à l'état humide $\tau$ (ms)						
$\rho$ (KΩ.cm)	1	2.5	5	10	20	40
Polarité positive	20	32	20	10	20	48
Polarité négative	30	220	35	20	20	140
Electrolyte à l'état givre mouillée $\tau$ (ms)						
$\rho$ (KΩ.cm)	1	2.5	5	10	20	40
Polarité positive	4	5	35	50	140	40
Polarité négative	37.5	> 45	58	100	150	70
Electrolyte à l'état givre $\tau$ (ms)						
$\rho$ (KΩ.cm)	1	2.5	5	10	20	40
Polarité positive	40	54	> 188	81	> 105	> 140
Polarité négative	92	80	240	410	> 410	> 104

Comme le montre Tableau 1, le temps du contournement ( $\tau$ ) est de l'ordre de quelques millisecondes, un temps grand par rapport au temps donné par Townsend et streamer.

Nous avons jugé utile de calculer le gradient de potentiel critique maximum ( $E_{cmax}$ ) au voisinage du pied de la décharge pour différents cas critiques pour le comparer avec le gradient de potentiel disruptif de l'air à la pression atmosphérique, qui est de l'ordre de  $30 \text{ kV.cm}^{-1}$  [11]. Le gradient de potentiel critique maximum est calculé par la formule 1 de Wilkins, reprise par d'autres chercheurs [6], [7], [12], [13]:

$$E_{c \max} = \frac{E_{pc}}{1 - \exp\left(-\frac{2 \cdot \pi \cdot r \cdot d}{a}\right)} \quad (1)$$

a: La largeur de la rainure utilisée.  $E_{pc}$ : le gradient de potentiel critique moyen est calculé par la formule 2 :

$$E_{pc} = (U_{app} - (A \cdot I_c^{-n} \cdot h + U_e)) / L_c \quad (2)$$

$U_{app}$ : Tension appliquée ( $CC \pm 13 \text{ kV}$ ).  $I_c$ : Le courant critique.  $h$ : La longueur de la décharge initiale ( $h = 3 \text{ mm}$ ).  $A = 63$ ,  $n = 0.76$  (King [14], Wilkins [1]).  $U_e$ : La chute de tension aux électrodes, selon [1], [10], [15], elle égale  $840 \text{ V}$ .  $L_c$ : Longueur critique.  $r \cdot d$ : Rayon de la décharge, il est calculé par la relation 3, en fonction du courant de la décharge  $I_d$ :

$$r_d^2 = \frac{I_d}{D \cdot \pi} \quad (3)$$

$D$ : densité du courant ( $\text{A.cm}^{-2}$ ) au pied de la décharge.

Nous avons récapitulé dans le Tableau II les valeurs de la densité du courant déterminées par certains chercheurs. Pour le cas de l'électrolyte à l'état humide et le cas de l'électrolyte à l'état givre mouillé, nous avons pris  $D = 1.45 \text{ A.cm}^{-2}$ .

TABLEAU II  
Les valeurs de la densité du courant  $D$

Solution électrolytique à l'état humide		
Wilkins [1]	Näche [16]	Pissolato [17]
1.45	1.27	1.5
Solution électrolytique à l'état givre		
Polarité positive [18]	Polarité négative [18]	
0.648	0.624	

Les résultats de ces calculs sont présentés par la Fig.9. Sur cette figure nous remarquons que le gradient de potentiel critique maximum ( $E_{cmax}$ ) croît avec l'accroissement de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte pour les deux polarités. Le gradient de potentiel critique maximum ( $E_{cmax}$ ) en polarité positive est légèrement plus grand qu'en polarité négative. Pour toute la gamme de la résistivité utilisée, la valeur du gradient de potentiel critique maximum ( $E_{cmax}$ ) est très faible par rapport au gradient de potentiel disruptif, elle atteint la valeur de  $1 \text{ kV.cm}^{-1}$  pour le cas de l'électrolyte humide,  $1.4 \text{ kV.cm}^{-1}$  pour le cas de l'électrolyte givre mouillé et  $4.4 \text{ kV.cm}^{-1}$  pour le cas de l'électrolyte à l'état givre, pour une résistivité  $\rho = 1 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ .

#### IV. COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS ET DISCUSION

- Le courant critique ( $I_c$ ) pour un électrolyte à l'état humide est grand par rapport aux autres états de l'électrolyte pour les deux polarités de la tension appliquée (Fig. 10), l'écart entre ces courants critiques est très important pour des valeurs de la résistivité moins de  $10 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ . Nous pouvons expliquer ce résultat par la différence de la valeur de la résistivité réel du givre par rapport à la valeur de sa solution, le givre représente un diélectrique dont la résistance est très élevée par rapport à sa solution, elle est  $10^6$  fois plus grande. Pour cette raison que le courant est très petit par rapport aux autres états de l'électrolyte.

- La longueur critique ( $L_c$ ) pour un électrolyte à l'état humide est élevée par rapport aux autres états de l'électrolyte pour les deux polarités de la tension appliquée (Fig. 11). L'écart entre ces longueurs critiques est égal à peu près  $1 \text{ cm}$ , cette différence dans les longueurs est due à la différence de la valeur de la résistance entre le pied de la décharge et l'électrode de masse (la résistance du givre est très élevée par rapport à la résistance de sa solution). Le contournement est plus facile pour un électrolyte à l'état humide qui représente la couche de pollution d'un isolateur réel.

- Le gradient de potentiel critique maximum ( $E_{cmax}$ ) pour un électrolyte à l'état givre est très important par rapport aux autres états de couche de pollution en polarité positive et négative (fig. 12). le givre représente un diélectrique dont la résistance est très élevée par rapport à la résistance de sa solution donc il faut un gradient de potentiel très élevé pour faire contourner la rainure qui représente la longueur de la ligne de fuite de l'isolateur réel. Le temps du contournement ( $\tau$ ) est très important pour l'électrolyte à l'état givre par rapport aux autres états (Tableau I), il est très grand par rapport au temps donné par les mécanismes connus pour le claquage de l'air, à savoir celle de Townsend ( $10^{-5} \text{ S}$ ) ou de streamer ( $10^{-7}$  à  $10^{-8}$

S) [19]. Au point de vue conditions critiques du contournement, le passage de la couche de pollution de l'état humide à l'état givre rend le contournement plus difficile. L'évolution de la décharge se fait même pour des valeurs du gradient de potentiel critique maximum ( $E_{cmax}$ ) au voisinage du pied de la décharge des fois beaucoup plus petites que la valeur du gradient de potentiel disruptive, le contournement est plus facile en polarité négative, Le temps du contournement ( $\tau$ ) est de l'ordre de quelque milliseconde.

- Ces résultats sont inexplicables par le mécanisme de rupture de Townsend ou de Streamer. Pour expliquer le mécanisme du contournement sans faire intervenir l'évolution de la décharge, une étude expérimentale de l'intervalle d'air entre deux électrodes où l'une de ces électrodes est nécessairement une décharge électrique, étant donné que cette évolution n'est qu'une rupture de l'air entre la décharge électrique et la couche de pollution,

V. CONCLUSION

- La résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte qui représente la couche de pollution sur un isolateur réel et son état influent sur les conditions critiques de l'évolution de la décharge du contournement pour les deux polarités de la tension appliquée.

- L'évolution de la décharge se fait même pour des valeurs de gradient de potentiel critique maximum ( $E_{cmax}$ ) au voisinage du pied de la décharge des fois beaucoup plus petites que le gradient de potentiel disruptive. Ces résultats sont inexplicables par le mécanisme de Townsend ou de streamer. Le temps du contournement est de l'ordre de quelque milliseconde un temps très grand par rapport au temps donné par streamer ou Townsend.

VI. REFERENCE

[1] R.Wilkins: "Flashover voltage of high-voltage insulators with uniform surface pollution films"; Proc IEE- Vol 116 n°3- pp.457-65 March 1969.  
 [2] L.L Alston, S.Zoledziowski: "Growth of discharge on polluted insulation"; Proc.IEE, pp.1260-1260,1963.  
 [3] B.F. Hampton; "Flashover mechanism of polluted insulation"; Proc IEE, vol 111, n°5 p9 85-990, May 1964.37-42, Dec. 1972. 0-1266, 1963.  
 [4] S.Hesketh: "General criterion for the prediction of pollution flashover"; IEE proc, vol 114, n°4, pp 140-143, juillet 1984.  
 [5] D.C.Jolly: "Contamination flashover, part I: Theoretical aspects"; IEEE Winter meeting - pp 2437-2451.New- York-february 1972.  
 [6] A.M.Rahal: " Sur les mécanismes physiques du contournement des isolatrices hautes tensions "; thèse de doctorat Es Sciences, Université Paul Sabatier de Toulouse 1979  
 [7] S.Flazi : " Etude du contournement électrique des isolatrices hautes tensions pollués, Critères d'élongation de la décharge et dynamique du phénomène "; thèse de Docteur d'Etat, Université Paul Sabatier de Toulouse 1987.

[8] S. Flazi, H. Hadi, K.L. Rabah, M. Hamouda, A. Boudjella "Dynamic aspect of the direct current flashover on rectangular and new disk models", IEEE/CEIDP'2001, Kitchener, On, Canada, Octobre 14-17, 2001.  
 [9] F. Obenaus " Die uberschlagspannung vrschmutzter isolatoren" ETZ, vol56,pp369-70,1935.  
 [10] J.C. Labadie: "Etude de la validité du modèle électrique du contournement des isolateurs hautes tensions pollués "; Thèse de Maître Es Sciences EEA, Université Paul Sabatier Toulouse 1977.  
 [11] Technique de l'Ingénieur, Génie Electrique D2230, édition décembre 1988.  
 [12] S.flazi,M.Talhi and H.hadi " factors affecting the breakdown of air gap between a discharge and ice-plane or wet -plane surfaces ", IWAIS XI, Montreal ,canada ,p255-258.june 2005.  
 [13] G. Peyréne " Etude en régime dynamique du contournement par décharges des surfaces isolants rendues faiblement conductrices". Thèse de docteur ingénieur, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1981.  
 [14] D.j.King: "Measurements of the properties of arcs near electrolyte surfaces" , B.S.Thesis, E.E.D, M.I.T, June, 1975.  
 [15] T.C.Cheng, Y.C.Wu, H.Nour: "DC interfacial breakdown on contaminated electrolytic surface"; IEEE Transaction on Electrical Insulation, Vol.19, pp.536-542, 1984.  
 [16] H.Näche"Stabilitat der remschichtentladungen und theorie des remschichtentladunges ", Elektrotechnische Zeitschrift-A, Vol.87, pp.577-585, 1966.  
 [17] F. Pissolato "analyse de contournement d'une surface faiblement conductrice par une décharge électrique alimenté en courant continu", thèse de docteur de l'université Paul Sabatier, Toulouse 1986.  
 [18] J.Zhang, M.Farzaneh " propagation of ac and dc arcs on ice surfaces ", IEEE , Transactions on dielectrics /electrical insulation, Vol.7, April 2000, pp.269-276  
 [19] C. Gary, M. Moreu. L'effet de couronne en tension alternative, 1976.

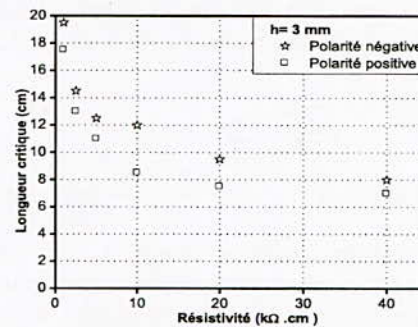


Fig. 3 Longueur critique (Lc) en fonction de la résistivité ( $\rho$ ) de L'électrolyte

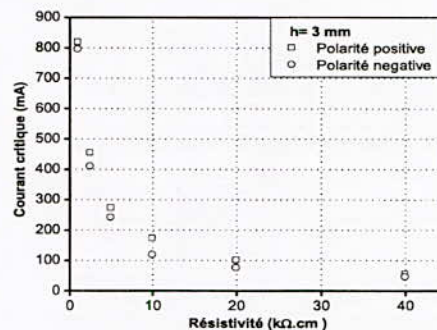


Fig. 4 Courant critique (Ic) en fonction de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte



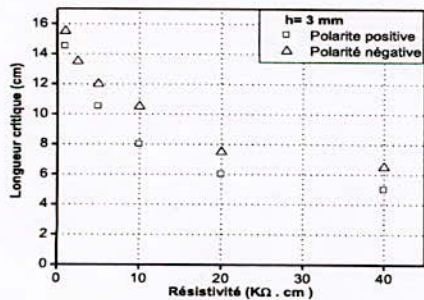


Fig. 5 Courant critique ( $I_c$ ) en fonction de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte

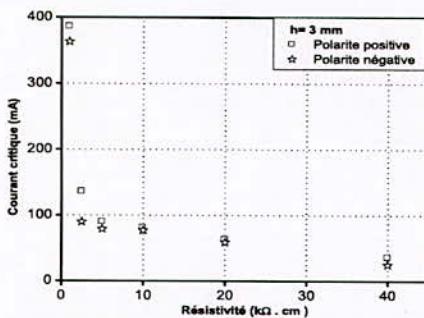


Fig. 6 Longueur critique ( $L_c$ ) en fonction de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte

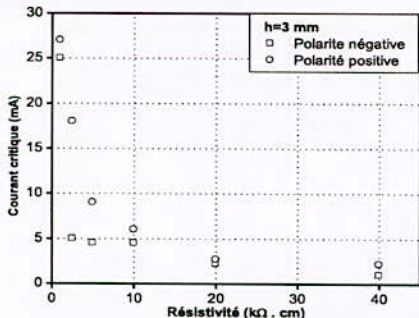


Fig. 7 Courant critique ( $I_c$ ) en fonction de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte

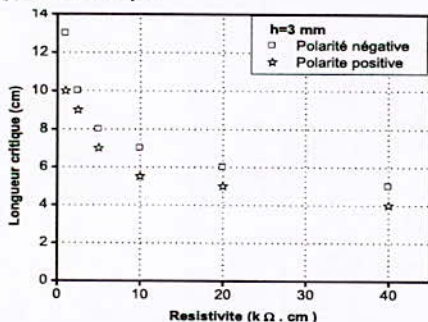


Fig. 8 Longueur critique ( $L_c$ ) en fonction de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte

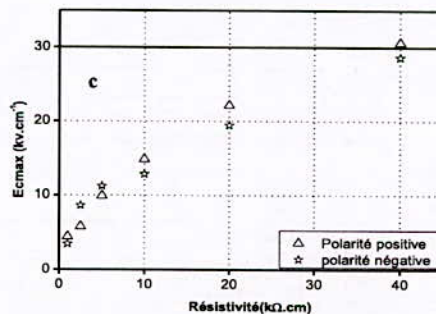
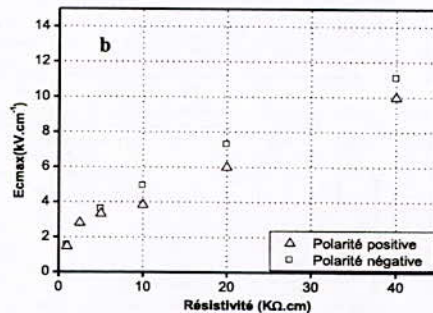
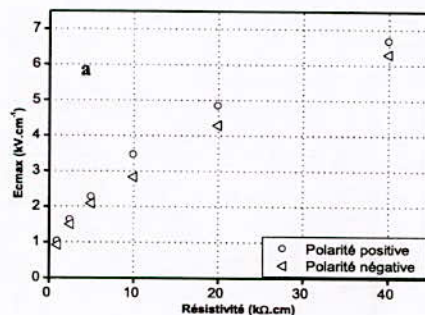


Fig. 9. Gradient de potentiel critique maximum ( $E_{cm}$ ) au voisinage du pied de la décharge en fonction de la résistivité ( $\rho$ ) : a- l'électrolyte à l'état humide-, b- l'électrolyte à l'état givre mouillé, c- l'électrolyte à l'état givre.

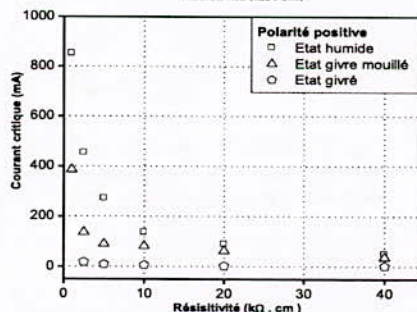
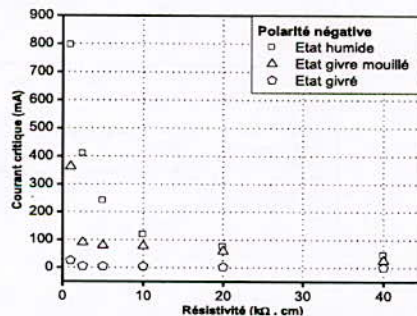


Fig. 10 Courant critique ( $I_c$ ) en fonction de la résistivité ( $\rho$ ) de pour les deux polarités

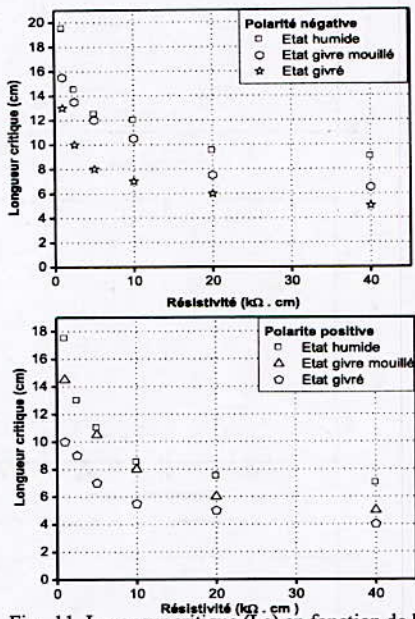


Fig. 11 Longueur critique ( $L_c$ ) en fonction de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte pour les deux polarités

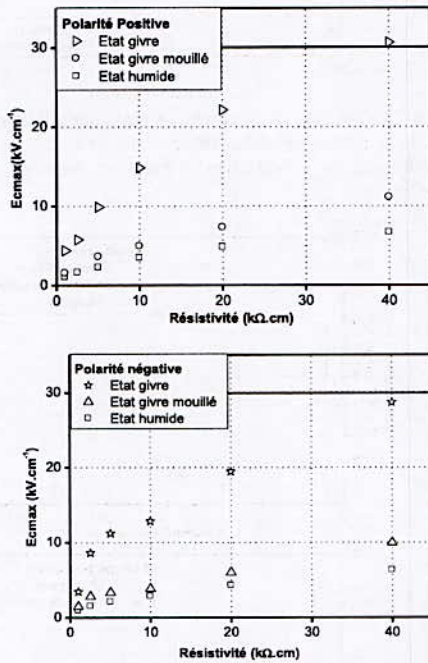


Fig. 12 Gradient de potentiel critique maximum ( $E_{cmax}$ ) au voisinage du pied de la décharge fonction de la résistivité ( $\rho$ ) de l'électrolyte pour les deux polarités

SYSTÈMES  
INTELLIGENTS DANS  
L'INGÉNIERIE DE LA  
HAUTE TENSION

INTELLIGENCE DIVISION  
UNITED STATES DEPARTMENT OF JUSTICE  
WASHINGTON, D. C.

## Statistical investigation in short-term dielectric breakdown of polyesterimide

M. Nedjar, Y. Sadaoui, S. Rezgui, F. Namani

Laboratoire de Génie Electrique, Faculté de Génie Electrique et d'Informatique,  
Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie.

**Abstract-** This work reports short-term dielectric breakdown of polyesterimide under AC and DC voltages. The effect of ramp rate on breakdown voltage has been investigated. A statistical analysis of breakdown data was done. The study shows that breakdown voltage vary versus ramp speed. It is higher under DC field and depends on the polarity.

**Keywords :** polyesterimide, breakdown voltage, Weibull statistics, voltage ramp.

**Résumé-** Ce travail reporte la rupture diélectrique à court terme du polyester – imide sous tensions alternative et continue. L'effet de la vitesse de la rampe sur la tension de claquage a été étudié. Une analyse statistique des données de claquage a été faite. L'étude montre que la tension de claquage varie en fonction de la vitesse de la rampe. Elle est plus grande sous champ continu et dépend de la polarité.

**Mots clés :** polyester-imide, tension de claquage, statistiques de Weibull, rampe de tension.

### I. INTRODUCTION

The reliability of electrical equipments depends greatly on the performance of dielectric materials they contain. Its improvement requires the knowledge of breakdown voltage which is one of the most important properties of insulating materials. For this reason, a large number of investigations has been done to study dielectric breakdown of solid dielectrics [1-4].

When a voltage is applied to a dielectric material, partial discharges occur resulting of local enhancements of the electrical field within the inclusions or gaseous cavities. These defects can be introduced when implementing the material and/or during the manufacturing of the systems despite all the precautions one can take. The discharges appear when the applied voltage reaches a threshold value corresponding to the Paschen minimum of the gas in presence (air or others). Their action leads to degradation. Numerous researchers mentioned the degradation mechanisms which occur: gaseous products (CO, H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>), structure changes, solid products, degradation due to reactive gases, and heating [5]. Partial discharges induce initiation of electrical treeing whose propagation through microscopic channels leads to breakdown [6].

Several parameters affect dielectric breakdown of solid dielectrics as: applied voltage shape [7], material thickness [8], morphology [9], temperature [3], frequency [10], and space charge [11-12].

The purpose of this work is to study breakdown voltage of polyesterimide under AC and DC electric field. The influence of voltage ramp rate has been investigated. These materials are widely employed in electrical machines such as transformers, generators, motors ... It is well known that dielectric breakdown is a random phenomenon. Therefore, a statistical investigation is necessary. Consequently, the experiments were realized on large populations and the measurement values were statistically analyzed by the two-parameter Weibull distribution.

### II. EXPERIMENTAL TECHNIQUES

#### 1. Preparation of samples

Polyesterimide used in the experiments is of class H (180°C) and grad 2. The tested samples were prepared as twisted pair specimens of copper wire covered with a 35 µm insulation layer. The diameter of the wire and the length of the samples are 0.63 mm and 125 mm, respectively. The specimens were achieved according to IEC Standard Publication 172 [13]. Figure 1 shows a photograph of a specimen.

To avoid any presence of microscopic cracks which can constitute a site of partial discharges, all the samples were examined under a microscope.

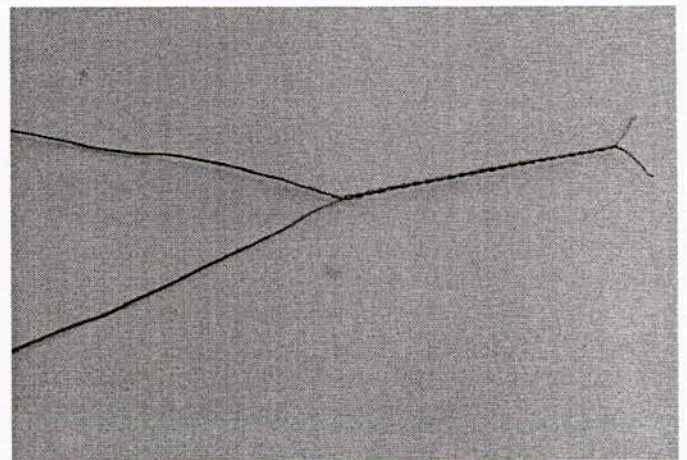


Figure 1: Photograph of sample.

**2. Breakdown tests**

The dielectric breakdown was performed, in air and at room temperature, with a high voltage transformer delivering an AC/DC (positive and negative polarities) voltage which can reach 100 kV. The two conductors of the tested sample were connected to the high voltage electrode and the earth electrode of the transformer, respectively. The specimens were subjected to a voltage ramp of different speeds: 0.5, 1, 2, 2.5, 3, 4, and 4.5 kV/s. The voltage is uniformly increased until the breakdown of the dielectric. After failure, the voltage was registered. For each material and a given voltage ramp rate, the tests were executed on a population of 90 samples.

**III. Statistical analysis**

The Weibull statistical model is widely used to study dielectric failure of solids dielectrics [14-17]. The cumulative probability P(x) generally used to treat breakdown data is the two-parameter Weibull distribution. This latter is given by the following expression [18]:

$$P(x) = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{x}{\alpha} \right)^\beta \right] \quad (1)$$

with:

x: random variable;

α : scale parameter representing the value of x corresponding to a cumulative probability of 63.2%;

β : shape parameter which is the slope of straight line of Weibull plot.

The experimental data plot must be a straight line whose slope is β in the coordinate system:

$$X = \log x \quad (2)$$

and

$$Y = \log \left( \ln \frac{1}{1 - P} \right) \quad (3)$$

where P is the cumulative breakdown probability.

The different steps of the statistical analysis are as follows:

- a) The rupture data were classified by ascending order ;
- b) the cumulative probability P<sub>i</sub> is calculated for each x<sub>i</sub> value by using the relationship [19]:

$$P_i = \frac{i}{N+1} 100\% \quad (4)$$

where:

N: total number of tested samples;

i : value rank of x<sub>i</sub>.

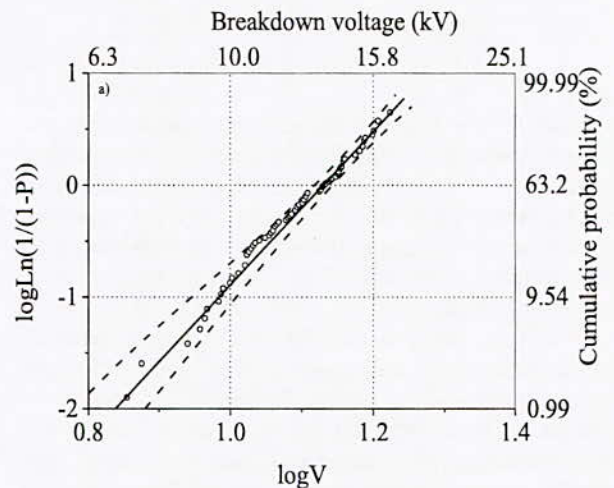
- c) the experimental data  $\left( \log x_i, \log \left( \ln \frac{1}{1 - P_i} \right) \right)$  were represented ;
- d) the best linear fit of Weibull plot was determined from the graph by an estimation based on the method of the maximum likelihood. Both values of scale parameter α and shape parameter β were deduced ;
- e) the 90% confidence intervals were calculated using the method described by J.F. Lawless for a Weibull distribution [20,21].

The different calculations were executed using a computer program. For more convenience, only the Weibull diagrams of breakdown data corresponding to a ramp rate of 4 kV/s were presented.

**IV. RESULTS AND DISCUSSION**

a) Statistical analysis

Figures 2a-2c present the two-parameter Weibull plots of breakdown voltage for 4 kV/s under AC and DC field. In tables 1a-1c, the results of the statistical study were summarized.



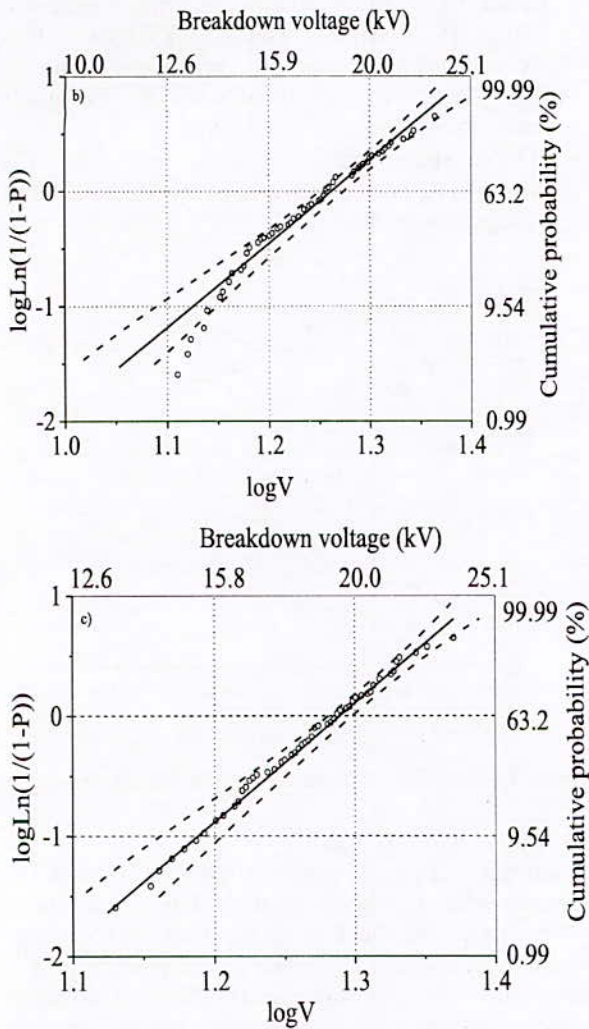


Figure 2. Weibull plots of breakdown voltage data under:

- a) AC field;
- b) DC field of positive polarity;
- c) DC field of negative polarity.

Table 1. Scale parameter and shape parameter of polyesterimide breakdown voltage with confidence intervals under:

- a) AC field;
- b) DC electric field of positive polarity;
- c) DC electric field of negative polarity.

Table 1.a

Ramp rate (kV/s)	Scale parameter (kV)	Shape parameter
0.5	11.134< $\alpha$ = 11.406<11.681	6.939< $\beta$ = 8.229<9.422
1	11.908< $\alpha$ = 12.151<12.396	8.286< $\beta$ = 9.826<11.251
2	12.220< $\alpha$ = 12.648<13.086	4.862< $\beta$ = 5.765 <6.601
2.5	13.512< $\alpha$ = 13.872<14.237	6.370< $\beta$ =7.554 <8.650
3	12.391< $\alpha$ = 12.799<13.216	5.165< $\beta$ =6.125 < 7.013
4	13.093< $\alpha$ = 13.477<13.868	5.787< $\beta$ = 6.862< 7.857
4.5	13.829< $\alpha$ = 14.211<14.599	6.137< $\beta$ = 7.278 <8.333

Table 1.b

Ramp rate (kV/s)	Scale parameter (kV)	Shape parameter
0.5	15.739< $\alpha$ =16.164 <16.595	6.284< $\beta$ =7.452 <8.533
1	18.612< $\alpha$ = 19.046<19.485	7.268< $\beta$ = 8.619<9.869
2	18.507< $\alpha$ = 18.876<19.248	8.474< $\beta$ = 10.49<11.506
2.5	17.715< $\alpha$ = 18.139<18.568	7.072< $\beta$ =8.386 <9.602
3	17.114< $\alpha$ = 17.503<17.896	7.449< $\beta$ = 8.833<10.114
4	17.800< $\alpha$ = 18.29<18.788	6.160< $\beta$ = 7.305<8.364
4.5	17.861< $\alpha$ = 18.455<19.061	5.118< $\beta$ = 6.069<6.949

The statistical analysis shows that the breakdown voltage data of polyesterimide can be partly or totally inside the confidence intervals indicated by discontinuous straight lines. The width of the tolerance intervals is larger for the lower probabilities.

Table 1.c

Ramp rate (kV/s)	Scale parameter (kV)	Shape parameter
0.5	15.248< $\alpha$ =15.693 <16.146	5.813< $\beta$ =6.857 <7.893
1	16.870< $\alpha$ = 17.222<17.578	8.093< $\beta$ =9.597<10.989
2	17.948< $\alpha$ = 18.358<18.772	7.418< $\beta$ = 8.796<10.072
2.5	17.724< $\alpha$ = 18.293<18.874	5.295< $\beta$ = 6.279<7.190
3	18.525< $\alpha$ = 18.949<19.378	7.388< $\beta$ = 8.761<10.032
4	19.079< $\alpha$ = 19.465<19.854	8.358< $\beta$ =9.911 <11.348
4.5	18.892< $\alpha$ = 19.326<19.765	7.370< $\beta$ = 8.740<10.008

## b) Variation of shape parameter in function of ramp rate

Figure 3 presents the variation of shape parameter versus ramp rate. The evolution can be described as follows:

- Under AC field,  $\beta$  increases from 8.2 to 9.8 and falls to 5.8 for 1.9 kV/s. Beyond this rate, it raises up to 7.6 and decreases to 5.7. Then it grows until 7.3 for 4.5 kV/s.
- Under DC field of positive polarity,  $\beta$  raises from 7.5 until 10.8 and decreases rapidly to 8.3 for 2.6 kV/s. Then it grows to 8.9 and lowers abruptly to 6.1 corresponding to a rate of 4.5 kV/s.
- Under DC field of negative polarity,  $\beta$  increases from 6.9 up to 10.6 and falls to 6.3 corresponding to 2.5 kV/s. Then it grows rapidly reaching a maximum of 10.3 and decreases until 8.7 for 4.5 kV/s.

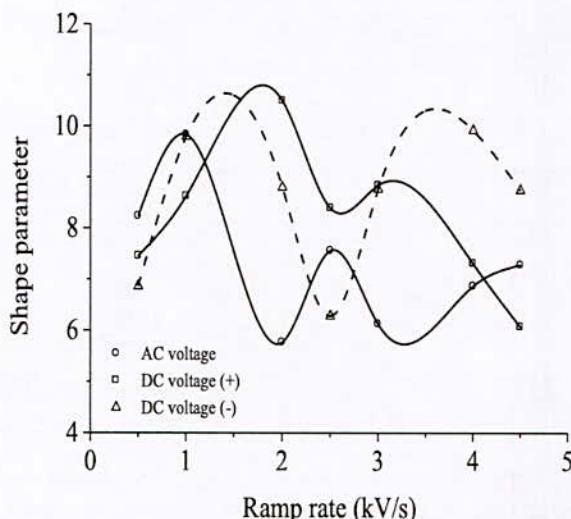


Figure 3. Variation of shape parameter of polyesterimide breakdown voltage versus ramp rate.

## c) Variation of breakdown voltage versus ramp rate

Figure 4 shows the variation of breakdown voltage against the ramp rate. The evolution can be summarised as follows:

- Under AC field, breakdown voltage ( $V_{ba}$ ) increases from 11.4 up to 12.2 corresponding to a rate of 1 kV/s to remain somewhat constant. Then it grows to maximum value of 13.9 kV and decreases to 12.5 kV. Between 3.3 and 4.5 kV/s,  $V_{ba}$  raises until 14.2 kV. The maximum variation is equal to 24.6%.
- Under DC field of positive polarity, breakdown voltage ( $V_{b+}$ ) increases from 16.2 kV until 19.7 kV and shortens to 17.5 kV. Afterwards it grows slowly up to 18.5 kV for a speed of 4.5 kV/s. The maximum variation is of 21.6%.

- Under DC field of negative polarity, breakdown voltage ( $V_{b-}$ ) increases from 15.7 kV up to 18.4 kV and becomes constant. Then, it raises slowly until 19.5 kV and stabilizes. The maximum variation is 22.9%.
- The maximum quotient  $V_{b+}/V_{b-}$  is of 1.1. The ratio of DC breakdown voltage to AC breakdown voltage reaches 1.6.

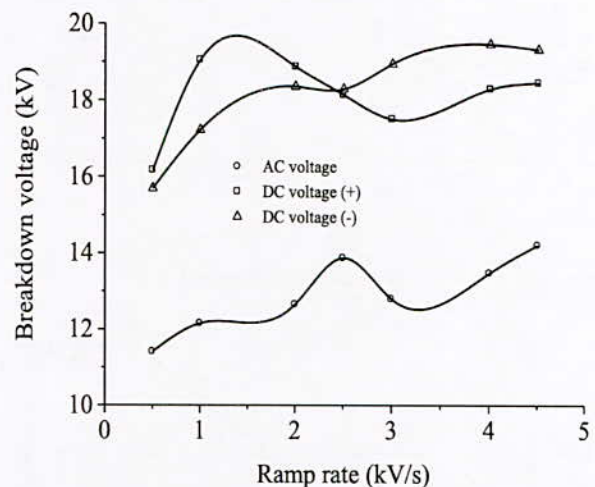


Figure 4. Variation of breakdown voltage versus ramp rate.

Breakdown voltage varies versus ramp rate. Under DC electrical field, it depends on the polarity. Breakdown voltage under DC field is higher than that obtained under AC field. Also it depends on the polarity of the applied field. In a previous work [22], the effect of voltage shape on dielectric breakdown of polyesterimide has been pointed out.

## V. CONCLUSION

The study shows that breakdown voltage of polyesterimide depends on the ramp rate. The variation reaches 34.1%. Breakdown voltage is higher under DC electrical field. It depends on the polarity of applied voltage. The variation is equal to 10%. This phenomenon is ascribed to the space charge under the two polarities. The width of the confidence intervals are larger for the lower probabilities. Shape parameter varies from a distribution to another. This phenomenon is attributed to the defects within the insulation.

## REFERENCES

- [1] G. Sawa, Dielectric breakdown in solid dielectrics, IEEE Trans. on Electrical Insulation, EI-21 N°6, 1986, pp.841-846.
- [2] Paul P. Budenstein, On the mechanism of dielectric breakdown of solids, IEEE Trans. on Electrical Insulation, EI-15 N°3, pp.225-240, 1980,



- [3] M. Ieda, Dielectric breakdown process of polymers, IEEE Trans. on Electrical Insulation, EI-15 N°3, pp.206-224, 1980.
- [4] J.J. O'Dwyer, Breakdown in solid dielectrics, Proceedings of the Conference of Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp.319-327, 1992.
- [5] Kevin D. Wolter, Julian F. Johnson, John Tanaka, Degradation product analysis for polymeric dielectric materials exposed to partial discharges, IEEE Trans. on Electrical Insulation, EI-13 N°5, pp.327-336, 1978.
- [6] R.M. Eichhorn, Treeing in solid extruded electrical insulation, IEEE Trans. on Electrical Insulation, EI-12 N°1, pp. 2-18, 1977.
- [7] E. Gockenbach, G. Schiller, The breakdown behaviour of XLPE - samples at voltages of different shapes, Proceedings of the International Symposium on High Voltage Engineering, paper 1493, 1995.
- [8] H. Frölich, On the dielectric strength of mixed crystals, Proc. Roy. Soc., A (178), pp. 493-498, 1941.
- [9] T. Kubota, N. Yoshifuji, K. Yatsuka, M. Kuno, Y. Inoue, M. Watanabe, Electrical breakdown strength of polyolefin with controlled spherulites, Proceedings of the International Conference on Properties and Applications of Dielectrics Materials, pp.1173-1176, 1991.
- [10] John H. Mason, Effects of frequency on the electric strength of polymers, IEEE Trans. on Electrical Insulation, 27 N°6, pp.1213-1216, 1992.
- [11] M. Mammeri, C. Laurent, M. Nedjar, Dynamics of voltage polarity reversal as the controlling factor in space-charge induced breakdown of insulating polymers, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 4 , pp. 44-51, 1997.
- [12] D. Malec, Contribution to relationship between space charge injection and dielectric breakdown of low density polyethylene under a divergent field, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 14, pp.502-507, 2007.
- [13] IEC Standard Publication 172, Test procedure to the determination of the temperature index of enamelled winding wires, 2<sup>nd</sup> edition, 1981.
- [14] L.A. Dissado, J.C. Fothergill, Electrical degradation and breakdown in polymers, IEE Materials and devices series, Peter Peregrinus Ltd London, 1992.
- [15] M. Nedjar, A. Beroual, Electrical aging of polyurethane under AC voltage, Journal of Applied Polymer Science, Vol.109, pp.789-794, 2008.
- [16] M. Nedjar, A. Beroual, Weibull statistics in electrical aging of polyesterimide under AC voltage, Journal of Applied Polymer Science, Vol.116, pp.1593-1596, 2010.
- [17] M. Nedjar, Weibull statistics in the effect of dioctyl phthalate ratio on the polyvinyl chloride properties, Annales de Chimie, Science des Matériaux, Vol. 35, pp.81-88, 2010.
- [18] G.C. Stone, R.G. Van Heeswijk, Parameter estimation for the Weibull distribution, IEEE Trans. on Electrical Insulation Vol. EI-12, pp. 253-261, 1977.
- [19] IEEE Guide for the statistical analysis of electrical insulation voltage endurance data, ANSI/ IEEE Std. 930, 1987.
- [20] J.F. Lawless, Confidence interval estimation for the Weibull and extreme-value distribution, Technometrics, Vol.20, pp.355-364, 1978.
- [21] J.F. Lawless, Construction of tolerance bounds for the extreme-value and Weibull distributions, Technometrics, Vol.17, pp. 255-261, 1975.
- [22] M. Nedjar, Y. Mecheri, A. Lamure, M. Aufray, C. Drouet, Effect of moisture on the breakdown voltage of polyesterimide used in electrical machines, 2010 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp. 70-73, 2010.

## Thermal lifetime of polyesterimide using Weibull statistics

M. Nedjar, Y. Sadaoui, S. Rezgui, F. Namani

Laboratoire de Génie Electrique, Faculté de Génie Electrique et d'Informatique,  
Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Algérie.

**Abstract-** The purpose of this investigation is to evaluate thermal lifetime of polyesterimide using Weibull statistics. Thermal aging was performed on twisted pair specimens of copper wire insulated by a polyesterimide layer. The study shows that breakdown voltage varies versus aging time. The thermal endurance graph is a straight line indicating that the degradation is governed by a first order chemical reaction. Activation energy and temperature index were determined. The degradation is caused by a scission of imide and ester bonds. The process is followed by a change in colour and a presence of cracks.

**Keywords :** Thermal Aging, degradation, breakdown voltage, Weibull statistics.

**Résumé-** Le but de cette investigation est d'évaluer la durée de vie thermique du polyester-imide en utilisant les statistiques de Weibull. Le vieillissement thermique a été réalisé sur des échantillons de torsades de fil de cuivre isolé par une couche de polyester-imide. L'étude montre que la tension de claquage varie en fonction du temps de vieillissement. Le graphe d'endurance thermique est une ligne droite indiquant que la dégradation est gouvernée par une réaction chimique de premier ordre. L'énergie d'activation et l'indice de température ont été déterminés. La dégradation est provoquée par une scission de liaisons imide et ester. Le processus est suivi par un changement de couleur et une présence de fissures.

**Mots clés :** Vieillissement thermique, dégradation, tension de claquage, statistiques de Weibull.

### I. INTRODUCTION

A wide variety of solid insulating materials as polyesterimide, polyamide imide and polyimide are usually used in electrical machines. Their choice is dictated by many factors: working environment, applied voltage, rotating speed, and operating temperature. They are generally characterized by breakdown voltage, capacitance, dielectric loss factor, and flexibility, resistance to abrasion, solvent bonding, mass loss and temperature index. The thermal class of electrical machines is the main dimensioning factor for solid insulating materials.

Polyesterimide is one of the most polymers employed in electrical devices as motors and generators, ... etc. This material has a greater resistance to abrasion and an excellent resistance to high temperature and good electrical and chemical properties [1]. The aging of solid dielectrics is characterized by an irreversible deterioration affecting their performances and their lifetime. The aging phenomena are influenced by the presence of defects which can be introduced when implementing the material and/or during the manufacturing process of the systems despite all the precautions one can take. Therefore, thermal aging is a very important test in the evaluation of electrical insulation systems. At long-term, the properties of polymers degrade under the action of thermal stress [2-4]

The aim of this work is to study thermal lifetime of polyesterimide. The evolution of breakdown voltage in function of aging time has been investigated. Thermal aging of polyesterimide has been studied by many authors [3,5,6]. It is well known that dielectric breakdown of solid dielectrics is a random phenomenon [7-9]. Therefore, the tests were realized on large populations and the measurement values were analyzed statistically by the two-parameter Weibull distribution.

### II. EXPERIMENTAL PROCEDURES

#### 1. Preparation of samples

The samples were prepared as twisted pair specimens of copper wire covered with a 35  $\mu\text{m}$  polyesterimide layer of class H (180°C). A copper wire coil insulated by polyesterimide of grad 2 was supplied by "TREFUCUIVRE" manufacturer in Algeria. The diameter of the wire and the length of the samples are 0.63 mm and 125 mm, respectively. The specimens were elaborated according to IEC Standard Publication 172 [10]. To avoid any presence of microscopic cracks which can constitute a site of partial discharges, the samples were examined under a microscope.

#### 2. Thermal aging

In order to estimate the thermal lifetime of polyesterimide, several samples, manufactured as described earlier, were aged in ventilated ovens regulated at different temperatures: 200, 220, 240, 260 and 280°C. After each aging time and for a given

temperature, a population of 50 samples was withdrawn and subjected to test of dielectric breakdown.

**3. Test of dielectric breakdown**

The two conductors of the samples were connected to a transformer delivering an alternating voltage which can reach 16 kV, 50 Hz. Breakdown experiments were executed, in air and at room temperature, by applying voltage increasing with a rate of 0.5 kV/s.

**III. RESULTS AND DISCUSSION**

**1. Statistical analysis of breakdown voltage**

Among current statistical models, the Weibull model [11] is regarded as the most appropriate for data analysis obtained from breakdown tests of solid dielectrics [12-14]. In the following, this kind of distribution will be used. The cumulative probability P(V), generally used to treat data of breakdown voltage, is the two-parameter Weibull distribution which is given by the following equation [15]:

$$P(V) = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{V}{\alpha} \right)^\beta \right] \quad (1)$$

where:

V: Breakdown voltage.

$\alpha$ : Scale parameter representing the breakdown voltage for a probability of 63.2%,

$\beta$ : Shape parameter which is the slope of the straight line of Weibull plot,

with  $\alpha$  and v in kV.

The experimental data plot must be a straight line in the coordinate system:

$$X = \log V \quad (2)$$

$$Y = \log \left( \ln \frac{1}{1-P} \right) \quad (3)$$

where P is the cumulative breakdown probability

In this investigation, the measured values of breakdown voltage were plotted according to the two-parameter Weibull distribution. The different steps of this method were presented in a previous work [16]. The data were classified by ascending order i.e. from the smallest to the largest one. The cumulative breakdown probability is calculated for each value  $v_i$  using the following relationship [17]:

$$P_i = \frac{i}{N+1} 100\% \quad (4)$$

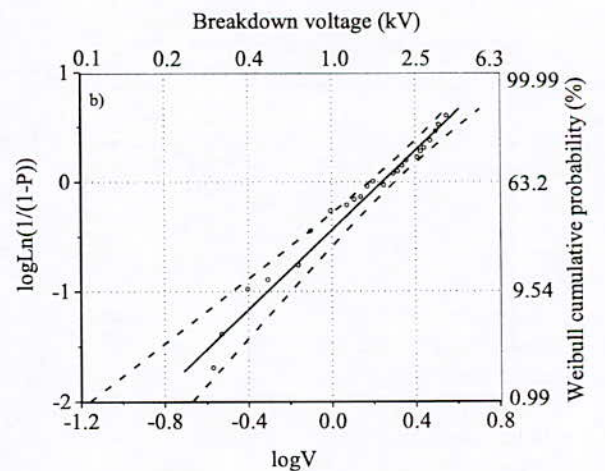
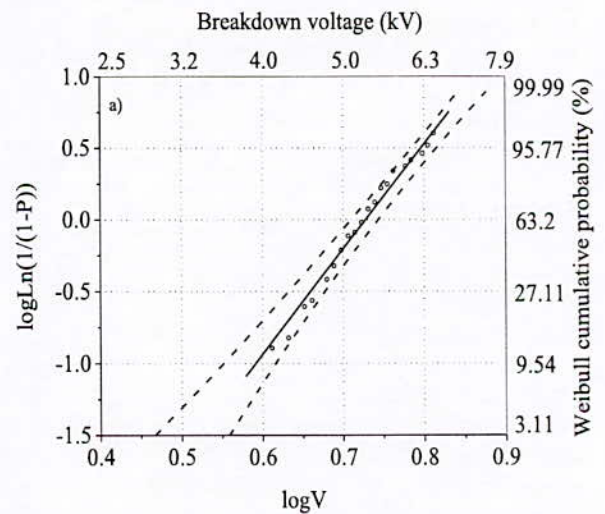
where:

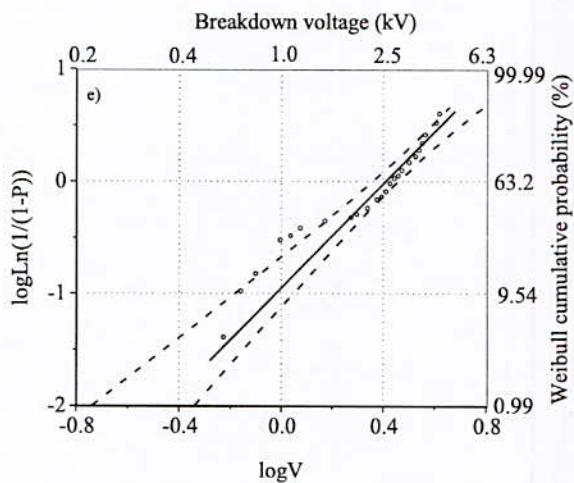
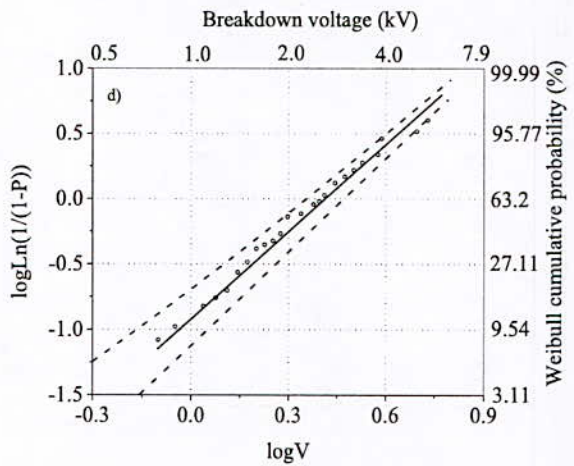
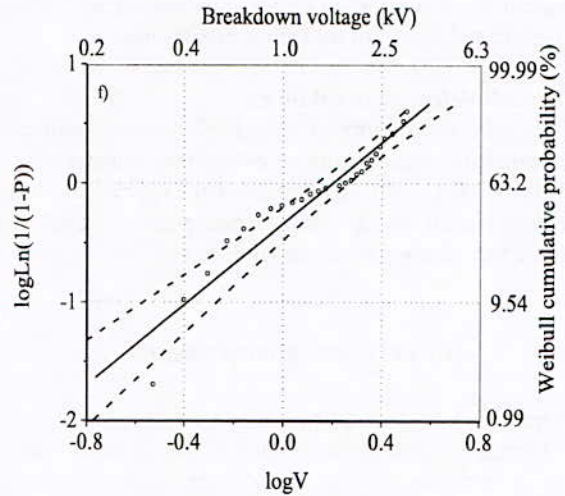
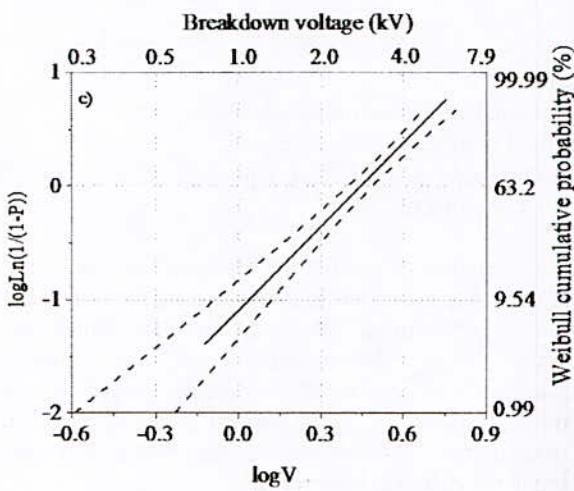
$P_i$ : cumulative failure probability in %.

N: total number of tested samples,

i: value rank of breakdown voltage  $v_i$ . In this work, N was fixed equal to 50.

The calculation of confidence intervals and curve fit was done using maximum likelihood method. The best linear fit of Weibull plot and the 90% confidence intervals were determined. Then, the nominal breakdown voltage (63.2%) or scale parameter was deduced. Figures 1a - 1f present some examples of Weibull graphs of breakdown voltage before and after aging at the different temperatures.





**Figure 1 :** Weibull plot of breakdown voltage data with 90% confidence intervals before and after aging:

- a) Before aging
- b) After 6000 h at 200°C
- c) After 2700 h at 220°C
- d) After 1300 h at 240°C
- e) After 520 h at 260°C
- f) After 140 h at 280°C

As can be seen, the width of confidence intervals is more important for the lower probabilities. One observes that the data can be partly or totally inside the tolerance intervals indicated by discontinuous lines. The results of statistical analysis, summarized in table 1, show that breakdown voltage i.e. scale parameter vary from a distribution to another one.

**Table 1:** Values of nominal breakdown voltage and equation of Weibull plot.

	Nominal breakdown voltage (kV)	Equation of Weibull graph
Before aging	$5.157 < V_b = 5.343 < 5.528$	$Y = 7.320 X - 5.328$
6000 h at 200°C	$1.520 < V_b = 1.754 < 2.009$	$Y = 1.812 X - 0.442$
2700 h at 220°C	$2.504 < V_b = 2.783 < 3.076$	$Y = 2.451 X - 1.090$
1300 h at 240°C	$2.308 < V_b = 2.593 < 2.895$	$Y = 2.227 X - 0.921$
520 h at 260°C	$2.285 < V_b = 2.570 < 2.873$	$Y = 2.207 X - 0.905$
140 h at 280°C	$1.363 < V_b = 1.588 < 1.835$	$Y = 1.699 X - 0.341$

**2. Variation of breakdown voltage versus aging time**

The variation of the nominal breakdown voltage ( $V_b$ ) versus the aging time is illustrated in figure 2. The evolution can be described as follows:

- At 200°C,  $V_b$  decreases slowly from 5.34 kV to 1.60 kV after an aging time of 6270 h.

- At 220°C, firstly  $V_b$  increases from 5.34 kV up to 6.91 kV after 1125 h. Then  $V_b$  decreases to 2.38 kV corresponding to an aging time of 2800 h.
- At 240°C, initially,  $V_b$  increases from 5.34 kV up to 6.12 kV after an aging time of 460 h. Then it decreases to 2.03 kV corresponding to 1420 h.
- At 260°C,  $V_b$  increases from 5.34 kV up to 5.69 kV corresponding to an aging time of 56 h. Beyond this period, it decreases rapidly until 2.17 kV after 537 h.
- At 280°C,  $V_b$  decreases abruptly from 5.34 kV to 1.44 kV after an aging time of 145 h.

As expected, the higher the aging temperature, the shorter the degradation time is. These results are in agreement with the Arrhenius's law. It is well known that the thermal degradation of a majority of polymers can be described by a so-called Arrhenius plot [18] which is in reality a combination of the Arrhenius's law and the rate of the first or second order chemical reaction. It is expressed as:

$$\frac{dR}{dt} = k_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (5)$$

where:

$\frac{dR}{dt}$ : derivative of the property R with respect to the

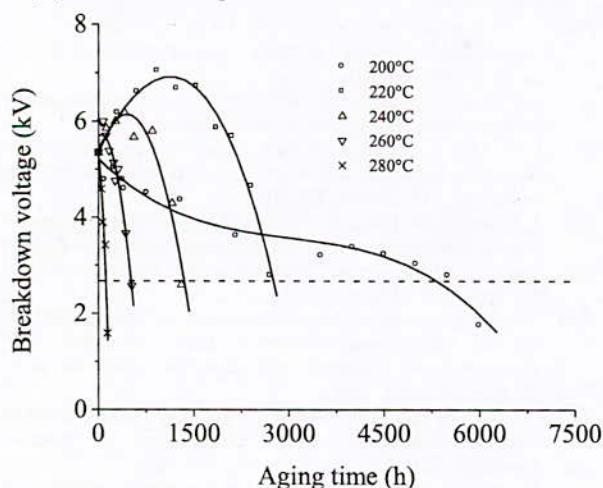
time; in this study it is in  $kV \cdot h^{-1}$ ,

$k_0$ : quasi - constant,

E ( $J \cdot mol^{-1}$ ): Activation energy of the reaction involved,

k : Boltzmann constant ( $k = 8.314 J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$ ),

T (K): Absolute temperature.



**Figure 2 :** Variation of breakdown voltage in function of aging time at different temperatures. The dotted line corresponds to 50% loss of breakdown voltage.

For an aging time less than 2560 h, the values of breakdown voltage at 220°C is higher than that obtained at 200°C. The increase reaches 69.8%. While at 220°C, breakdown voltage grows at the first stage. This is attributed to the crosslinking. After 2560 h aging, the degradation occurs rapidly at 220°C than at 200°C which is in agreement with Arrhenius'law.

### 3. Thermal lifetime curve

The lifetime of an insulation system subjected to thermal aging may be written as [18]:

$$L = A \exp\left(\frac{B}{T}\right) \quad (6)$$

with:

L (h): lifetime

A: pre-exponential constant;

B (K): constant equal to the ratio  $E/k$ , where k is the Boltzmann constant ( $k = 8.314 J/mol/K$ );

E ( $J \cdot mol^{-1}$ ): activation energy of the chemical reaction controlling the aging mechanism;

T (K): absolute temperature.

To determine the thermal endurance graph, the degradation criterion was chosen for a 50% loss of the property. Then the lifetime corresponding to a 50% loss of the breakdown voltage was derived for the different temperatures from figure 2. The variation of breakdown voltage (63.2%) versus the reciprocal of the absolute temperature is represented in figure 3. As can be seen, the characteristic is a straight line. The linearity of the thermal endurance graph indicates that the degradation is governed by a first order chemical reaction. According to the expression (6), the thermal lifetime was derived. It is given by the following expression:

$$t = 4.3 \times 10^{-8} \exp\left(\frac{12222}{T}\right) \quad (7)$$

The corresponding activation energy E is 24.31 kcal/mol. By extrapolating the thermal endurance curve, presented in figure 3, to a lifetime of 20 000 h, the temperature index was determined. Its value is equal to 182°C.

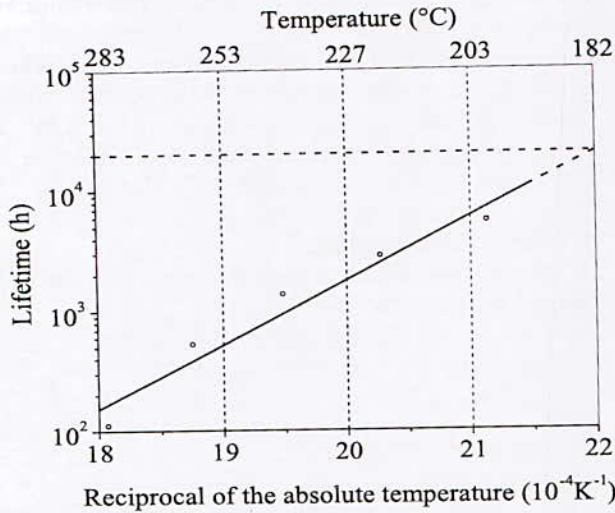


Figure 3: Characteristic of thermal lifetime.

4. Chemical reaction speed

The chemical reaction rate was calculated using the following relationship:

$$r = \frac{1}{V_b} \frac{dV_b}{dt} \quad (h^{-1}) \quad (8)$$

with:

dV<sub>b</sub> (kV): property variation

V<sub>b</sub> (kV): property value

dt (h): time interval between the beginning of aging and the degradation corresponding to 50% loss of breakdown voltage.

In this case, the quotient dV<sub>b</sub>/V<sub>b</sub> is equal to 50%.

The results of the values of chemical reaction speed and the degradation times are shown in the table 2.

The degradation of polyesterimide is caused by scission reaction of imide - bond and ester - bond. A change in colour of the specimens from orange to black accompanied by cracks were observed after aging for all the temperatures. The changing colour occurs practically at the middle of aging for the temperatures of 240, 260 and 280°C. For 200°and 220°C, the changing was observed at the end of aging.

Table 2. Values of the chemical reaction speed corresponding to each temperature.

Aging temperature (°C)	Degradation time (h)	Chemical reaction speed (10 <sup>-4</sup> h)
200	5326	0.9
220	2752	1.8
240	1352	3.7
260	514	9.7
280	117	42.7

IV. CONCLUSION

The obtained results demonstrate that breakdown voltage of polyesterimide is affected by thermal aging. The degradation is accelerated when the temperature is increased. This is in agreement with Arrhenius' law The

thermal endurance graph is a straight line which indicates that the degradation is governed by a first order chemical reaction. The activation energy and the temperature index are 24.3 kcal/mol and 182°C, respectively. The decomposition of polyesterimide, caused by scission reaction of imide-bond and ester-bond, is accompanied by a change in colour and a presence of cracks.

REFERENCES

- [1] K. Ueda, Progress of magnet wire technology in Japan, IEEE Electrical Insulation Magazine, Vol. 5, No.3, pp. 18-26, 1989.
- [2] M. Nedjar, S. Rezgui, Neural networks-based thermal lifetime prediction of polyvinyl chloride, Annales de Chimie, Science des Matériaux, Vol. 35/3, pp. 113-127, 2010.
- [3] M. Nedjar, Investigation in thermal endurance of polyesterimide used in electrical machines, accepted to be published in "Journal of Applied Polymer Science".
- [4] M. Nedjar, A. Béréal, A. Boubabeur, Influence of thermal aging on the electrical properties of Poly(vinyl chloride), Journal of Applied Polymer Science, Vol. 102, pp. 4728-4733, 2006.
- [5] H. Brandes, T. Hillmer, N. Frost, A. Mesrobian, Class H insulation system for rotating equipment, Conference Record of the 2006 IEEE International Symposium on Electrical Insulation, pp. 346-349, 2006.
- [6] C. Araki, T. Taguchi, Thermal degradation of polyesterimide magnet wire, Proceedings of the IEEE Conference of Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp. 526-531, 1993.
- [7] L.A. Dissado, Theoretical basis for the statistics of dielectric breakdown, J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 23, pp. 1582-1591, 1990.
- [8] 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.
- [9] 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.
- [10] IEC Standard Publication 172, Test procedure to the determination of the temperature index of enamelled winding wires, 2<sup>nd</sup> edition, 1981.
- [11] W. Weibull, A statistical distribution of wide applicability, Journal of Applied Mechanics, Vol. 18, pp. 293-297, 1951.
- [12] L.A. Dissado, J.C. Fothergill, Electrical degradation and breakdown in polymers, IEE Materials and devices series, Peter Peregrinus Ltd, London, UK, 1992.
- [13] T. Okamoto, M. Ishida, N. Hozumi, Effects of agglomeration of carbon black particles in the dielectric strength of XLPE insulation, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 23, No. 3, pp. 335-344, 1988.
- [14] R. Ross, Formulas to describe the bias and standard deviation on the ML estimated Weibull shape parameter, IEEE Transactions on dielectric and Electrical Insulation, Vol.1, No.2, pp. 247-253, 1994.
- [15] G.C. Stone, R.G. Van Heeswijk, Parameter estimation for the Weibull distribution, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI-12, No.4, pp. 253-261, 1977.
- [16] M. Nedjar, A. Beroual, Electrical aging of polyurethane under AC voltage, Journal of Applied Polymer Science, Vol. 109, pp. 789-794, 2008.
- [17] IEEE Guide for the statistical analysis of electrical insulation voltage endurance data, ANSI/ IEEE Standard 930, 1987.
- [18] T.W. Dakin, Electrical insulation deterioration treated as a chemical rate phenomenon, A.I.E.E Transactions, Vol. 67, pp. 113-122, 1948.

# Optimisation mono et multi objectif par algorithme génétique d'un isolateur capot et tige

D. DOUFENE,  
doufenedyhia@yahoo.fr

S. BOUAZABIA  
sbouazabia@yahoo.fr

Laboratoire des Systèmes Electriques et Industriel,  
Faculté d'Electronique et d'Informatique, USTHB, Algérie

**Abstract-** *The purpose of this article is to combine a numerical model in 2D to calculate the diametric surface and the electric field distribution on the insulating skirt of an insulator hood and stalk, with a mono and multi-objectifs optimizations methods using genetic algorithms.*

*First, we optimize the value of the electric field on the stalk and the diametric surface separately (mono objective) and in the second place, we combine both objectives (multi-objectives). The required constraints are: fixed both the leakage length and the diameter of the insulator.*

**Words keys-** *Insulator hood and stalk, pollution, finite elements, electric field, optimization, genetic algorithms .*

**Résumé-** *Le but de cet article est de combiner un modèle numérique en 2D, permettant le calcul de la surface diamétrale ainsi que la répartition du champ électrique sur la jupe isolante d'un isolateur capot et tige, avec des méthodes d'optimisations mono et multi objectifs par algorithmes génétiques.*

*En premier lieu, nous optimisons la valeur du champ électrique sur la tige et la surface diamétrale séparément (mono objectif) et en deuxième lieu, nous combinons les deux objectifs (multi-objectifs). Les contraintes imposées sont: la longueur de fuite et le diamètre de l'isolateur fixes.*

**Index Terms** — *Isolateur capot et tige, éléments finis, champ électrique, algorithmes génétiques, méthodes d'optimisations*

## I. INTRODUCTION

Les méthodes d'optimisations sont des outils indispensables pour la conception. L'objectif d'un concepteur étant de réaliser un produit qui présenterait des hautes performances avec une forme optimale de l'objet qui conduiraient à un coût de revient minimal. Les recherches accordent une importance primordiale à ce domaine [1].

Les recherches ont abouti à plusieurs méthodes d'optimisation, utilisées dans différents domaines selon la nature du problème à optimiser.

La conception d'un isolateur capot et tige, qui reste un élément très utilisé dans les réseaux de transport en haute tension, doit satisfaire à l'optimisation de contraintes de diverses natures. Parmi ces contraintes, nous examinons, dans ce qui va suivre, le champ électrique sur la jupe isolante et la surface diamétrale de l'isolateur.

L'objectif est de combiner une méthode de calcul de champ électrique et de surface par éléments finis avec des méthodes d'optimisations par algorithmes génétiques mono et multi objectifs, pour arriver à une forme d'isolateur qui présente une valeur de champ électrique réduite sur la tige (réduction du risque de contournement de l'isolateur), ainsi qu'une diminution de la surface diamétrale qui pourrait induire une réduction du poids de l'isolateur et en fin parvenir à un compromis entre ces deux critères.

Pour ce faire une modélisation de la forme géométrique de l'isolateur à capot et tige est nécessaire, pour étudier la répartition du champ électrique sur sa jupe isolante et calculer la surface diamétrale. Ceci est réalisable à l'aide du code de calcul de champ par éléments finis FEMM [2,3] intégré dans MATLAB pour une meilleure exploitation des résultats obtenus et permet de faire appel aux algorithmes génétiques pour l'optimisation mono objectif de la valeur du champ électrique sur la tige puis celle de la surface diamétrale de l'isolateur.

L'optimisation multi objectifs par NSGA II nous permettra d'aboutir à un compromis entre optimum de la valeur du champ et optimum de la valeur de la surface diamétrale présenté sous forme d'un front de Pareto.

## II. MODELISATION DE LA JUPE ISOLANTE

Le système étudié (figure.1) est un isolateur capot et tige industriel de type F12AS composé d'un capot en fonte relié à la terre, d'une tige en acier soumise à la haute tension, et d'une jupe isolante en verre, ayant les caractéristiques présentées sur le Tableau 1.

**Tableau 1:** *Caractéristiques de l'isolateur F12 AS.*

Caractéristique	Valeur
Pas (p)	146 mm
Tension de tenue à fréquence industrielle à sec	80 kV
Tension de tenue à fréquence industrielle sous pluie	45 kV
Tension de tenue au choc de foudre à sec - positive	130 kV
Tension de tenue au choc de foudre à sec - négative	115 kV
Tension minimale de perforation en huile	130 kV
Diamètre	286 mm
Ligne de fuite	420 mm
Poids unitaire approximatif	6,4 kg

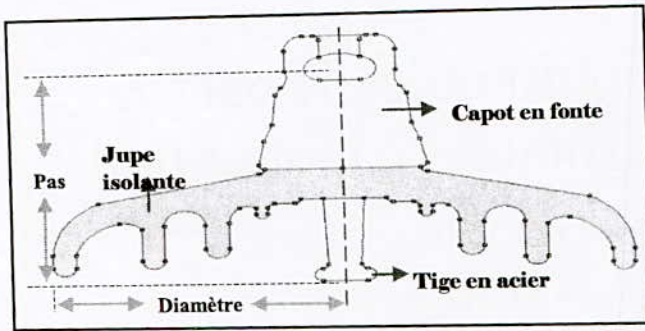


Figure.1: Modèle de simulation (Isolateur F12AS)

Pour reproduire cette jupe isolante, on procède à la décomposition de sa ligne de fuite en petits segments identifiés par leur longueur et la pente par rapport à l'horizontale et portions de cercle définis par leur rayon et angle (figure.2).

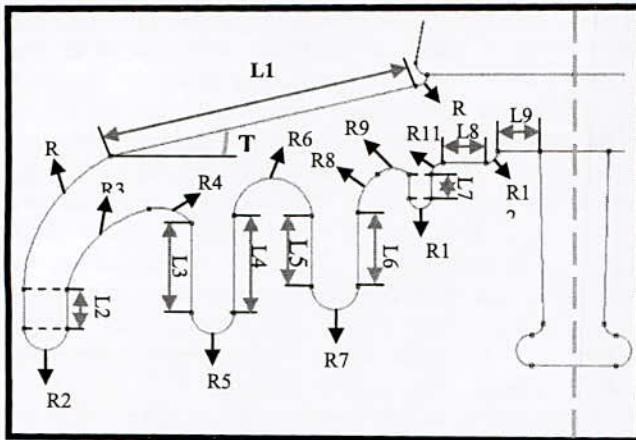


Figure.2: reproduction de l'isolateur F12AS

Pour déterminer la répartition du champ électrique, nous considérons les hypothèses suivantes :

- Le système étant de forme circulaire et symétrique par rapport à son axe, le modèle est examiné sur un plan (bidimensionnel) représentant une coupe diamétrale.
- Etant donné que l'intérêt de l'étude est porté sur la jupe isolante, on néglige tous les phénomènes qui peuvent être induits par les matériaux utilisés à l'intérieur du capot.
- Négliger l'effet de la décharge.

Comme définie dans les études bibliographiques [4-6], une optimisation mono-objectif a pour but de chercher l'optimum de la fonction, possédant un seul objectif, que l'on souhaite améliorer.

Dans le présent travail, le but étant d'optimiser les dimensions de l'isolateur F12AS pour deux objectifs distincts:

- Une optimisation de la valeur maximale du champ électrique sur la surface isolante du modèle industriel.
- Une optimisation de la surface diamétrale de l'isolateur.

Dans un précédent travail [7], nous avons constaté que quelles que soient les modifications apportées à la forme de la jupe isolante, le champ reste toujours maximal au niveau de la tige et dans le cas d'un contournement, l'électrode tige est la zone la plus vulnérable. Pour optimiser le champ électrique sur la jupe isolante, nous adoptons comme objectif la minimisation du champ électrique au niveau de la tige avec comme variables les longueurs L2, L3, L4, L5, L6 et L7.

Les valeurs de ces variables doivent obéir à des contraintes d'égalités et inégalités.

Pour les contraintes d'inégalités ; chaque variable est comprise dans un intervalle de variation qu'elle ne doit pas dépasser sous peine de dépasser le « pas » de l'isolateur.

Contraintes d'égalités ; la ligne de fuite de l'isolateur est décomposé en deux parties, une partie constante égale à 317.7 mm et l'autre variable composée des longueurs L2, L3, L4, L5, L6, L7 dont la somme ne doit pas dépasser 103.3 mm pour garder une ligne de fuite constante de 421 mm. Le diamètre de l'isolateur est maintenu constant tout au long de la procédure d'optimisation.

Ces contraintes peuvent être résumées comme suit :

➤ Contraintes d'inégalités

$$\begin{cases} 1 \text{ mm} \leq L2 \leq 10 \text{ mm} \\ 1 \text{ mm} \leq L3 \leq 30 \text{ mm} \\ 1 \text{ mm} \leq L5 \leq 26 \text{ mm} \\ 1 \text{ mm} \leq L7 \leq 26 \text{ mm} \end{cases} \quad (1)$$

➤ Contraintes d'égalités

$$\begin{cases} 2 * L2 + 2 * L3 + 2 * L5 + 2 * L7 = 100.3 \text{ mm} \\ L4 = L3 + 2 \\ L6 = L5 + 1 \end{cases} \quad (2)$$

Après avoir choisi la taille de population et le nombre d'itérations, l'algorithme génère une population initiale d'individus d'une manière aléatoire d'où il sélectionne la moitié des individus ayant les meilleures valeurs fitness (champ sur la tige le plus faible) comme parents puis les opérateurs de sélection et de croisement interviennent pour créer d'autres individus (enfants) à partir des parents pour créer la nouvelle population. Ce processus se répète jusqu'à atteindre le nombre d'itérations choisi.

Après une bonne définition du problème d'optimisation sur le Toolbox GA, la recherche de la valeur minimale du champ électrique est lancée. Plusieurs résultats sont obtenus, différents les uns des autres selon la taille de la population initiale et le nombre de génération choisi.

Pour l'optimisation mono-objectif de la surface diamétrale, les mêmes étapes que dans le cas de la minimisation du champ sont adoptées c'est-à-dire les longueurs L2, L3, L4, L5, L6 et L7 sont également prises comme variables d'optimisation. La longueur de la ligne de



fuite ainsi que le diamètre de l'isolateur sont maintenus constants tout au long de la procédure d'optimisation.

L'optimisation multi-objectifs [8-18], qui a pour but de trouver un compromis intéressant entre deux objectifs que l'on souhaite améliorer, ne donne pas une seule solution optimale mais un ensemble de points (défini par le front de Pareto) qui sont optimales. Le choix revient au concepteur d'opter pour une telle ou telle solution.

Notre étude multi-objectif a pour but de combiner une optimisation de la valeur du champ sur la jupe isolante et la surface diamétrale de l'isolateur et cela à l'aide de l'algorithme NSGAI.

Comme dans le cas mono-objectif, les variables d'optimisation sont les longueurs L2, L3, L4, L5, L6 et L7, la ligne de fuite ainsi que le diamètre sont également gardés constants.

### III. RESULTATS

Dans ce papier, nous considérons une tension constante de 30 kV, qui représente une valeur pour laquelle des décharges peuvent exister mais le contournement n'a pas encore lieu.

Nous examinons la répartition de l'amplitude du champ électrique le long de la ligne de fuite. Une attention particulière sera accordée à la surface de la jupe isolante.

La reproduction de la forme du modèle industriel est obtenu dans la figure 3 qui représente aussi une cartographie des équipotentiels. La longueur de fuite est de 420 mm et la surface de la jupe isolante est de 0,0073 m<sup>2</sup>.

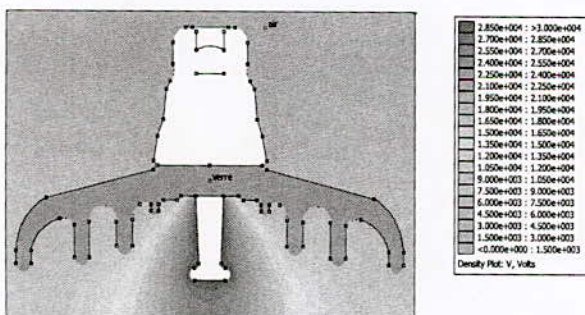


Figure. 3 : Tracé des équipotentiels sur le modèle industriel

Nous constatons de la figure 4 qu'il ya trois points où le champ est relativement élevé ; au capot avec une valeur de  $10^6$  V/m, au point correspondant à une longueur de fuite de 408 mm avec une valeur du champ de  $1,71.10^6$  V/m, puis il diminue jusqu'à  $0,74.10^6$  V/m à 410 mm pour augmenter d'une façon rapide jusqu'à atteindre la valeur maximale à la tige qui est de  $4,8.10^6$  V/m.

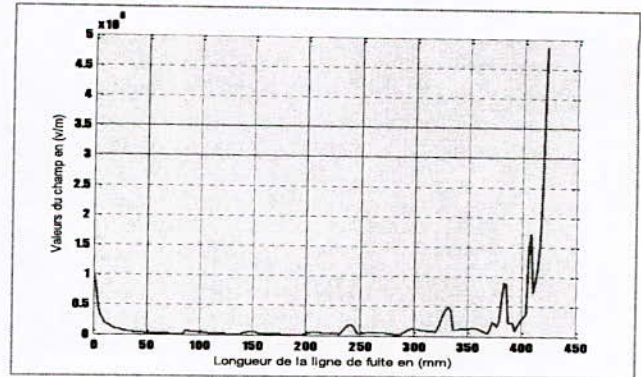


Figure.4 : Répartition du module du champ sur la ligne de fuite en partant du capot, modèle industriel

Pour l'optimisation mono objectif de la valeur du champ électrique sur la tige, une population de 100 individus est prise, et le nombre de générations est de 100, afin d'assurer la convergence de l'algorithme vers la solution globale du problème.

Le tableau 2 résume les différents changements effectués sur le modèle industriel, la valeur du champ, la longueur de fuite et la surface de l'isolateur optimisé.

Tableau 2. Comparaison entre le modèle industriel et le modèle optimisé.

	Modèle industriel	Modèle optimisé
L2 (mm)	8.5	1.865
L3 (mm)	21.5	1.084
L4 (mm)	23.5	3.084
L5 (mm)	16	23,062
L6 (mm)	17	24,062
L7 (mm)	4.1425	24.14
Ligne de fuite (mm)	421	421
Valeur du champ (V/m)	4.8690e+006	3.4948e+006
Surface (m <sup>2</sup> )	0.0073	0.0071

La figure 5 représente la forme ainsi que le tracé des équipotentiels sur le modèle optimisé.

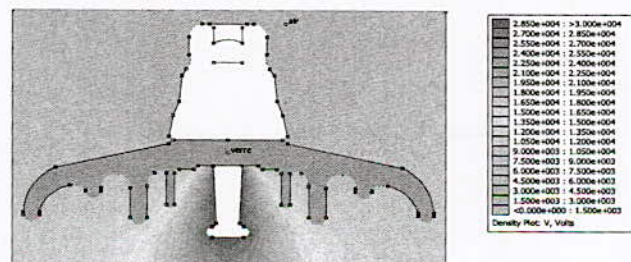


Figure 5: forme du modèle optimisé

La valeur du champ diminue à  $3,4948.10^6$  (-29%) dans ce résultat (figure 6).

Une amélioration de la surface diamétrale est aussi remarquée dans ce modèle avec une diminution de  $0.0073$  ( $m^2$ ) à  $0.0071$  ( $m^2$ ) (-2.7%) (Tableau 2).

De la figure 7 donnant l'évolution de la fonction fitness vers la meilleure valeur le long des générations, on constate que l'algorithme garde la même valeur de la fonction fitness ( $3.4948e+006$  V/m) à partir de la 27ème génération. Ce qui veut dire que la convergence vers l'optimum (minimum) global, qu'est de ( $3,4948.106$  V/m), commence à partir de la génération 27. Les valeurs des variables correspondantes au meilleur individu qui réalise cet optimum global est donné dans la figure 8.

La figure 9 donnant la distance moyenne entre les individus au long des générations, montre la manière dont se rapprochent les individus entre eux. Cette distance diminue de plus en plus, avec l'augmentation du nombre d'itérations, pour s'annuler en atteignant le point optimale à la 27ème génération et reste nulle pour les générations suivantes (preuve de la convergence de l'algorithme).

La figure 10 schématisant les meilleurs, mauvaises et moyennes valeurs fitness au long des générations, confirme que l'algorithme converge vers la valeur ( $3,4948.10^6$  V/m) à partir de la 27ème génération, puisqu'elle reste constante à partir de ce point.

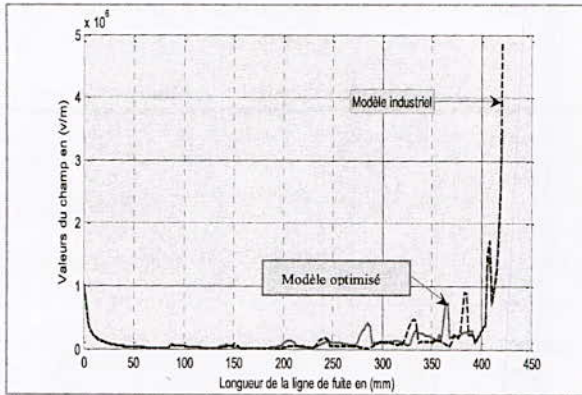


Figure. 6: forme du modèle optimisé

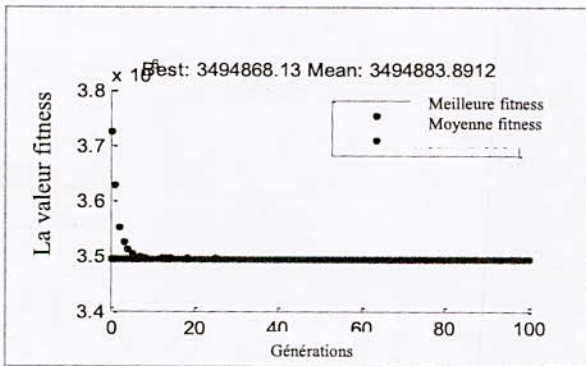


Figure.7. L'évolution de la fonction fitness vers la meilleure valeur fitness au long des générations.

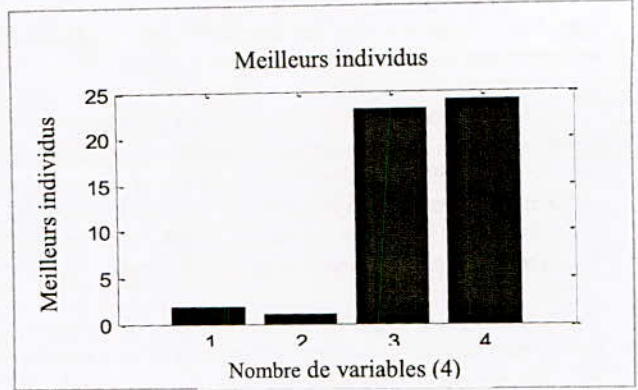


Figure.8: Les valeurs des variables du meilleur individu obtenu à la fin de l'optimisation.

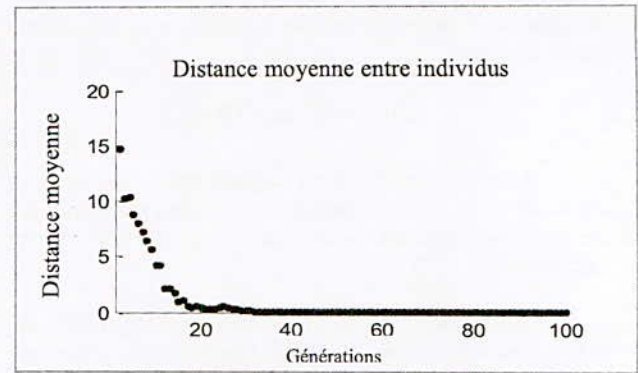


Figure. 9: Distance moyenne entre individus au long des générations.

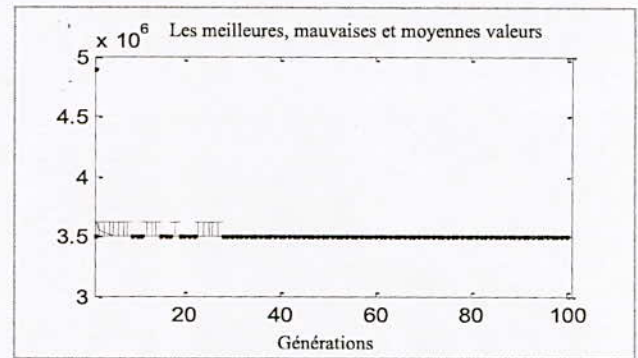


Figure.10: Les meilleures, mauvaise et moyennes valeurs fitness au long des générations

Pour l'optimisation mono objectif de la surface diamétrale, l'exécution de l'algorithme est lancé dans le Toolbox GA, le nombre de générations choisi est 100 itérations pour s'assurer de la convergence de l'algorithme.

D'après la figure 11 donnant les meilleurs, mauvaises et moyennes valeurs fitness au long des générations, nous constatons que la convergence commence dès la 17ème génération vers la valeur  $0.007m^2$  (-4%).

Les figures 12 et 13 donnant respectivement l'évolution de la fonction fitness vers la meilleure valeur fitness au long des générations et la distance moyenne entre individus au long des générations, confirme cette dernière constatation.

Les variables du meilleur individu représentant l'optimum de surface sont présentées dans la figure 14.

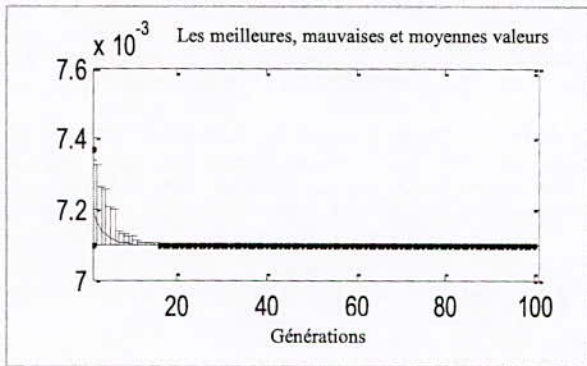


Figure.11: Les meilleures, mauvaise et moyennes valeurs fitness au long des générations

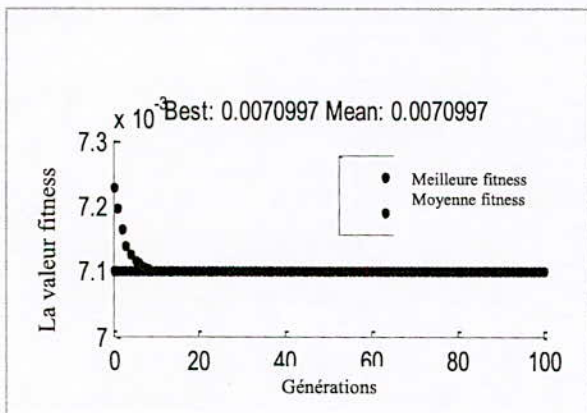


Figure. 12: L'évolution de la fonction fitness vers la meilleure valeur fitness au long des générations.

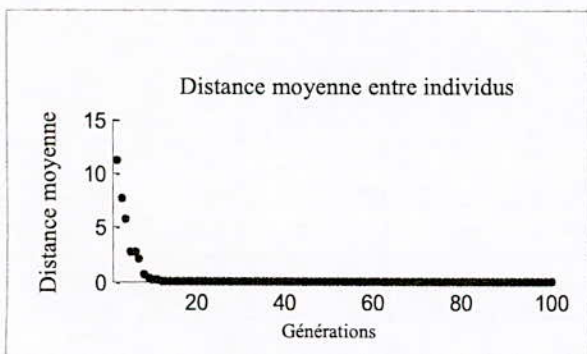


Figure.13: Distance moyenne entre individus au long des générations.

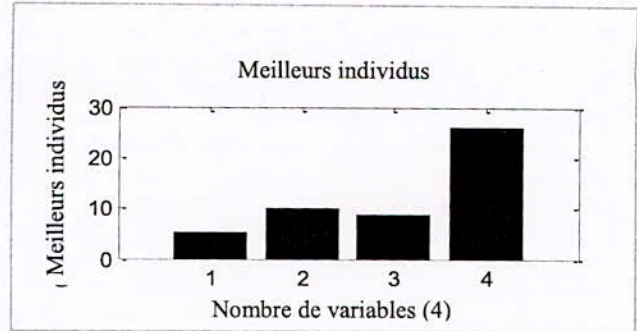


Figure.14: Les valeurs des variables du meilleur individu obtenu à la fin de l'optimisation.

Nous constatons des figures 8 et 14 donnant les valeurs des variables du meilleur individu obtenu à la fin de l'optimisation pour le champ et pour la surface respectivement, que ces meilleurs individus sont différents. Afin d'évaluer le compromis entre les deux objectifs, nous réalisons une optimisation multi-objectifs.

L'optimisation multi objectif a été lancée pour 200 itérations et une population de 100 individus, le résultat obtenu est un front de Pareto qui englobe toutes les solutions optimales donné dans la figure 15.

L'allure de ce front est un peu déformée par la le fait que la résolution n'est pas évidente en multi objectifs vu la difficulté du problème et des contraintes imposées (ligne de fuite et diamètre constant).

On constate que les valeurs obtenues dans l'optimisation mono-objectif du champ et de la surface sont présents dans ce front de Pareto.

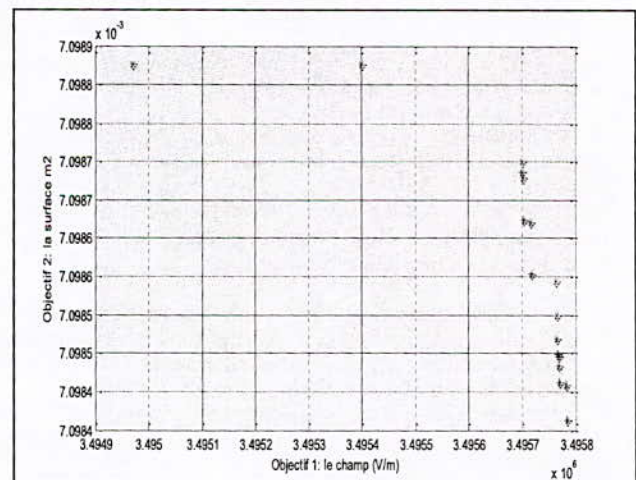


Figure.15: front de Pareto pour l'optimisation multi-objectif (champ et surface)

IV. CONCLUSION

L'étude effectuée consistant à combiner une méthode numérique de calcul du champ électrique avec des procédures d'optimisation par algorithmes génétiques

(mono et multi objectifs) a montré l'efficacité de ces méthodes, en parvenant à optimiser les dimensions de l'isolateur capot et tige F12AS par rapport à deux objectifs; la diminution de la valeur du champ sur la tige ainsi que la surface diamétrale (poids).

Pour une optimisation mono objectif, le choix d'une population de 100 individus converge en 27 itérations pour le champ électrique et 17 itérations pour la surface.

L'utilisation de l'algorithme NSGAI pour l'optimisation multi-objectifs nous a permis d'avoir les solutions optimales sous forme d'un front Pareto qui donne les meilleurs compromis possibles entre nos deux objectifs (champ et surface) où le choix de la solution convenable revient au concepteur

On constate aussi que les résultats obtenus par optimisation mono-objectif des deux fonctions champ et surface concordent avec les limites du front de Pareto obtenus par l'optimisation multi-objectifs.

#### References

- [1] D. Boudieb « Application des algorithmes évolutionnaires en optimisation géométrique de forme » Thèse de magister en Génie mécanique Université M'Hamed Bouguera Boumerdès 10.06. 2008.
- [2] G. Touzot, G. Dhatt, « Une présentation de la méthode des éléments finis », MALOINE S.A.éditeur, 543p, Paris 1981.
- [3] D.Meeker, « finit element method magnetic » version 4.0, [dmeeker@IEEE.org](mailto:dmeeker@IEEE.org)
- [4] Genetic Algorithm and Direct Search Toolbox For Use with MATLAB® User's GuideVersion 1.
- [5] S. Amédée, Radet, Francois-Gérard « Algorithme génétiques » travail de fin d'études année 21.06. 2004.
- [6] D.E.Goldberg « Genetic algorithms for search, optimization, and machine learning». Reading, MA: Addison-Wesley, 1989.
- [7] D. Doufene, S. Bouazabia « Développement d'un modèle numérique d'isolateur pour l'étude de la répartition du champ électrique sur sa jupe isolante», à paraître.
- [8] A. Zinflou « Système interactif d'aide à la décision basé sur des algorithmes génétiques pour l'optimisation multi-objectifs », Exigence partielle de la Maitrise en informatique, Université de Québec à Chicoutimi. 29 juin 2004.
- [9] Y. Colette, P. Siarry, « Optimisation multiobjectif », Edition Eyrolles, 2002.
- [10] E. Zitzler, « Evolutionary Algorithms for Multiobjective Optimization». EUROGEN 2001 - Evolutionary Methods for Design, Optimisation and Control with Applications to industrial Problems.
- [11] V. Pareto. « Cours d'économie politique ». Lausanne, F. Rouge. (1896).
- [12] E. Zitzler, « Evolutionary Algorithms for Multiobjective Optimization»: Methods and Applications", PhD thesis, Swiss Federal Institute of Technology (ETH), Zurich, Switzerland, 1999.
- [13] N. Srinivas, Kalyanmoy Deb. « Multiobjective Optimization Using Nondominated Sorting Genetic Algorithms». Evolutionary Computation, 2(3):221 - 248, 1994.
- [14] K. Deb, S. Agrawal, A. Pratap, T. Meyarivan. «A fast and elitist multiobjective genetic algorithm for multi-objective optimization: NSGA-II» In Proceedings of the Parallel Problem Solving from Nature VI (PPSN-VI), pages 849,858, 2000.
- [15] K. Deb, A. Pratap, T. Meyarivan. «Constrained test problems for multi-objective evolutionary optimization» In Proceedings of Evolutionary Multi-Criterion Optimization, pages 284-298, 2001. Chichester, U.K.: Wiley, 2001.
- [16] G. Khemaies «Méthodologie de conception système à base de plateformes reconfigurables et programmable », Thèse de Doctorat, Université ParisXI. Mars 2005.
- [17] K. Deb, A. Pratap, S. Agarwal, T. Meyarivan. «A Fast and Elitist Multiobjective Genetic Algorithm: NSGA-II ». IEEE Transactions on Evolutionary Computation, Vol. 6, No 2, pp.182-197, (2002).
- [18] L. Derdi, «Les algorithmes génétiques». Thèses de Doctorat. INRS-ETE, 2005.

# Application de la logique floue dans la prédiction de la durée de vie du PRC utilisé dans l'isolation des câbles HT sous vieillissement thermique

L. Bessissa<sup>1</sup>, L. Boukezzi<sup>2</sup>, D. Mahi<sup>1</sup>, A. Boubakeur<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'études et Développement des Matériaux Semi-conducteurs et Diélectriques, LeDMaScD, Université Amar Telidji de Laghouat, BP 37G route de Ghardaïa, Laghouat 03000, Algérie.

<sup>2</sup>Département des Sciences et Techniques, Faculté des Sciences et de la Technologie, Université de Djelfa, Algérie.

<sup>3</sup>L.R.E./Laboratoire de Haute Tension, Ecole Nationale Polytechnique, B.P182, EL-Harrach, Alger, Algérie.

E-mail : l\_bessissa2001@yahoo.fr

**Abstract:** In this work, we have used the fuzzy logic in prediction of a life time of cross-linked polyethylene (XLPE) used as insulation of high voltage cables, under thermal aging, regarding the non linearity of the properties variations, it is very difficult to find theoretical or experimental model of the properties evolution under thermal aging. The aim of this paper is to applied the fuzzy logic to predict the evolution of mechanical and electrical properties of XLPE under thermal aging in order to estimate the lifetime of the insulation. Several factors have been considered such as the aging time and the applied temperature. The obtained results are very encouraged and pointed out that the fuzzy logic is a power full tool to predict the insulation proprieties. In the other part the obtained results are in good accordance with the experimental results with an acceptable error.

**Résumé :** Dans ce travail, nous avons utilisé la logique floue dans la prédiction de la durée de vie du polyéthylène réticulé chimiquement (PRC) utilisé dans l'isolation des câbles haute tension, sous vieillissement thermique. Vu la non linéarité des variations des propriétés, il est difficile de trouver un modèle théorique ou expérimental pour modéliser l'évolution des propriétés des isolants sous vieillissement. L'objectif fixé dans cet article est de modéliser l'évolution des propriétés mécaniques et électriques du PRC sous vieillissement thermique, en utilisant la logique floue. Plusieurs facteurs ont été considérés à savoir le temps de vieillissement et le niveau de la température de vieillissement appliqué. Les résultats obtenus sont très encourageants. Il ressort de ces résultats que la logique floue est un outil très puissant qui peut être utilisé dans la prédiction des propriétés des isolants. D'autre part les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats expérimentaux avec une erreur très acceptables.

## I. INTRODUCTION

Les câbles isolés souterrains sont principalement employés, pour le transport et la distribution de l'énergie électrique dans les zones fortement urbanisées ou à l'intérieur des grandes villes [1]. Au

cours des dernières années, l'isolation électrique des câbles avec des papiers imprégnés d'huile a laissé peu à peu la place à une isolation faisant appel à des polymères (PE, PRC, PRS, PVC, EPDM, etc...) [2]. Les câbles à isolation synthétique parfois appelée plastique, présentent des avantages non négligeables sur les plans technique et économique. Parmi ces avantages nous pouvons citer : la grande facilité de mise en œuvre des câbles, leur volume réduit, leur exploitation aisée et la non nécessité de leur entretien. Outre ces qualités, ils ont de bonnes propriétés électriques et mécaniques ainsi qu'une durée de vie largement supérieure à celles des autres isolants. Ce changement de technologie a permis de passer d'un gradient de service de 15 kV/mm à un gradient de 40 kV/mm, et de diviser par trois les pertes énergétiques [3,4].

Toutefois, bien que l'isolation aux polymères présente des avantages sérieux, il n'en demeure pas moins de ces matériaux présentent certains inconvénients parmi lesquels nous pouvons citer les pertes diélectriques importantes à partir d'une certaine valeur de la tension d'utilisation. La chaleur, le champ électrique ainsi que les radiations peuvent avoir, à long terme, un effet néfaste sur les isolants en polymères. Ainsi au cours de leur utilisation, ces isolants peuvent être amenés à perdre leurs qualités. Ce phénomène est connu sous le nom de vieillissement du matériau [2].

De nombreux facteurs influent sur le mécanisme de vieillissement des isolants solides à savoir le niveau de la contrainte thermique appliquée et le temps de vieillissement. La prédiction de l'état de l'isolant sous les contraintes de fonctionnement présente une phase indispensable dans le cadre des tâches de maintenance préventive des équipements haute tension surtout les câbles. Pour cet effet, le développement des systèmes intelligents de prédiction se trouve poser et fait l'objet de nombreuses travaux de recherche [5]. L'objectif fixé dans cet article est de développer un système intelligent basé sur la logique floue pour prédire l'état du PRC utilisé dans l'isolation des câbles moyenne

tension (18/30 kV) fabriqués par ENICA-BISKRA, et par la suite estimer sa durée de vie.

**II. PRÉSENTATION DE LA PROPRIÉTÉ ÉTUDIÉE**

La propriété qui sera étudiée est la résistance à la traction. Cette propriété sera utilisée plutard dans l'estimation de la durée de vie en utilisant la logique floue. Après une exposition prolongée à la chaleur, nous constatons que la résistance à la traction présente des variations décroissantes en fonction du temps de vieillissement (Figure 1). Cette décroissance est d'autant plus accentuée que la température est élevée. Les mécanismes qui sont responsables de cette décroissement sont généralement la dégradation thermo-oxydante, coupure de chaînes, diminution du taux de réticulation et variation du degré de cristallinité. Pour les températures de vieillissement 80°C et 100°C, cette propriété est pratiquement conservée et reste toujours supérieure à la valeur limite inférieure (12.5 N/mm<sup>2</sup>) exigée par la CEI 502 [6]. Cependant, pour les autres températures, la dégradation est atteinte après des temps de vieillissement relativement courts.

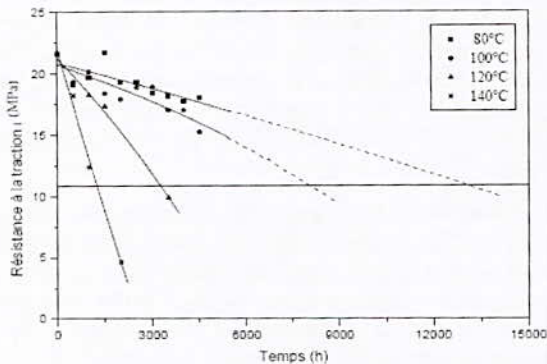


Figure 1 : Variation de la résistance à la traction en fonction du temps de vieillissement [1].

**III. PREDICTION PAR LA LOGIQUE FLOUE**

La logique floue a pour objectif de formaliser et de mettre en oeuvre la façon de raisonner un être humain. Elle se base sur les règles de la logique classique sans utiliser de représentations binaires [7]. L'outil le plus utilisé dans les applications de logique floue est la base de règles floues. Une règle floue comporte trois étapes fonctionnelles résumées par la figure suivante :

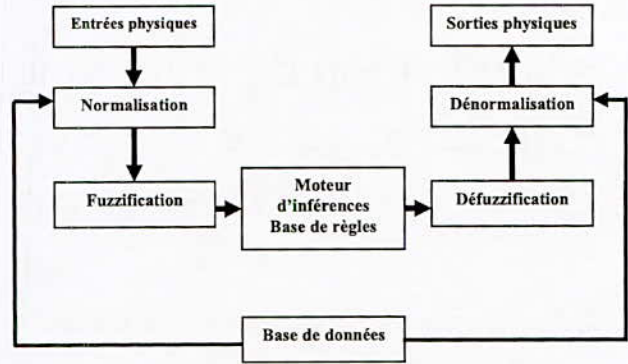


Figure 2 : Schéma général d'un système flou [8].

Dans notre cas, les variables floues d'entrée sont : la température (T=80°C, T=100°C et T=120°C), considérée à chaque fois constante, et le temps de vieillissement t, la variable de sortie est la résistance à la traction.

On attribue à ces variables six ensembles flous (PP, PG, MP, MG, GP, GG), signifient respectivement une variation petite petite, petite grande, moyenne petite, moyenne grande, grande petite, grande grande, les fonctions d'appartenance peuvent prendre n'importe quelle forme, dans notre cas elles sont trapézoïdales, principalement pour des raisons de simplification des calculs.

La fuzzification consiste à évaluer les fonctions d'appartenance utilisées où chaque ensemble flou est caractérisé par un degré d'appartenance  $\mu$  qui représente le degré de vérité de la fonction d'appartenance comme le montre les figures suivantes:

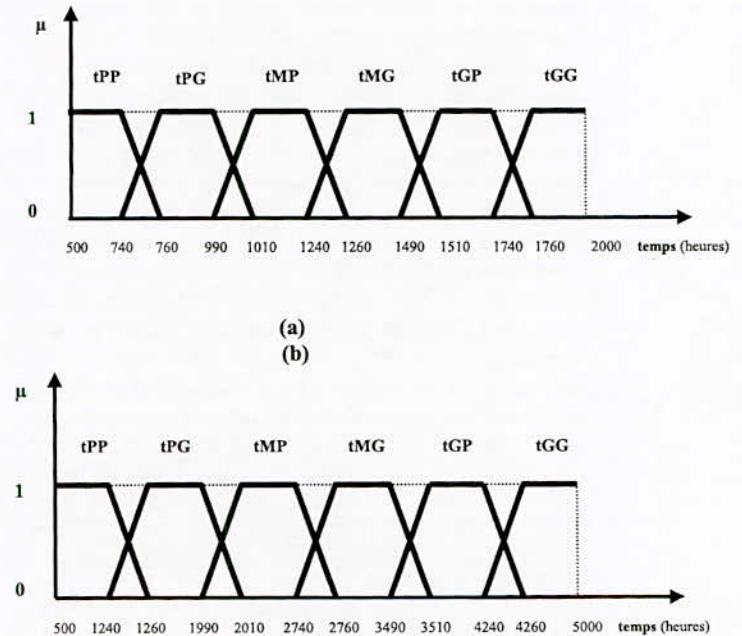


Figure 3 : Les fonctions d'appartenance de variable d'entrée du système.

- (a) : Fonction d'appartenance du temps (t = 5000 heures).
- (b) : Fonction d'appartenance du temps (t = 2000 heures).

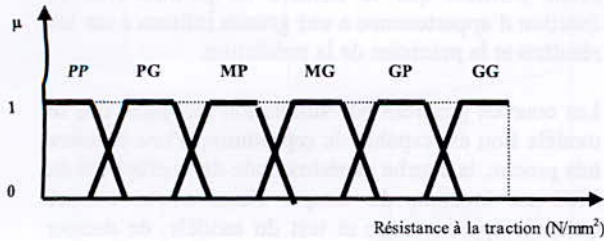


Figure 4 : La fonction d'appartenance de variable de sortie du système généralisée.

Le système flou utilisé dans ce travail est de type Mamdani utilisant les entrées (température T et le temps de vieillissement t) et la sortie (résistance à la traction RT) comme des données, où l'implication floue et l'opérateur logique ET sont réalisés par la formation du minimum et l'opérateur logique OU est réalisé par la formation du maximum. Le tableau d'inférence (Tableau1) est composé de règles floues utilisées en parallèles, qui sont toutes de type :

Si :  
 «condition 1» ET «condition 2» Alors «condition 3».  
 La règle de base de construire le tableau d'inférence est basée sur la combinaison des valeurs des variables d'entrée pour obtenir la valeur de la grandeur de sortie en se basant sur les valeurs expérimentales.

Tableau 1 : Matrice d'inférence (T=80°C, T=100°C et T=120°C).

Sortie		RT	
		RT	
Entrée	t	PP	$P_1GG$
		PG	$P_1GP$
		MP	$P_1MG$
		MG	$P_1MP$
		GP	$P_1PG$
		GG	$P_1PP$

Les conditions étant liées entre elles par un opérateur logique ET, et le degré d'appartenance de la fonction d'appartenance qui est la conclusion est alors égale au minimum des deux degrés d'appartenance des conditions. Les fonctions d'appartenance de sortie sont construites par agrégation des fonctions d'appartenance obtenues par l'ensemble des règles. Par exemple le degré de la fonction d'appartenance de sortie (résistance à la traction) va être calculé six fois puisqu' il y a exactement six règles qui aboutissent à

cette conclusion, on calcule donc le maximum entre ces six fonction d'appartenance. Pour passer du domaine flou au domaine réel (défuzzification), en calculant la valeur numérique de fonctions d'appartenance de la sortie, on utilise pour ce cas la méthode du centre de gravité.

IV. RESULTATS ET INTERPRÉTATION

Le travail réalisé par la simulation numérique est basé sur trois étapes :

- La première étape est consacrée à la prédiction de la résistance à la traction du PRC à T = 80°C et T = 100°C pour un temps de vieillissement égal à 5000 heures.
- La deuxième étape est consacrée à la prédiction de la résistance à la traction du PRC à T =120°C pour un temps de vieillissement égal à 2000 heures.
- La troisième étape est consacrée à la prédiction de la résistance à la traction du PRC pour des intervalles de temps de vieillissement allant au delà des valeurs expérimentales.

Ces deux étapes nous ont permis de valider les modèles flous adoptés et nous donnent aussi un aperçu sur la qualité des résultats de prédiction. Cette phase nous donne la possibilité de simuler le comportement du matériau pour des temps de vieillissement qui ne sont pas atteint expérimentalement. Pour cette phase nous avons prédit la propriété jusqu'à un temps de vieillissement égal à 9500 heures pour les températures de vieillissement 80°C et 100°C, et égal à 3500 heures pour la température de vieillissement 120°C.

Les résultats expérimentaux obtenus par L.Boukezzi [1] sont utilisés d'une part pour construire la table d'inférence utilisée pour la prédiction floue, et d'autre part pour introduire un système d'inférence floue (SIF) dans la prédiction.

Les résultats présentés ci-dessous concernent la propriété de la résistance à la traction du PRC.

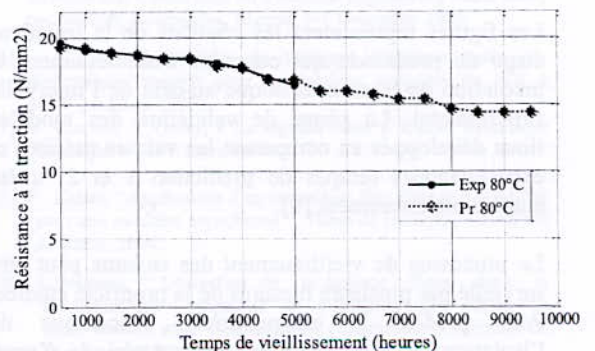


Figure 5 : Prédiction de la résistance à la traction à T = 80°C.

The first part of the paper is devoted to a description of the model and the experimental setup. The second part is devoted to the results of the simulations. The third part is devoted to the conclusions.

The model used in this study is the National Center for Environmental Prediction (NCEP) Climate Model (CM). The model is a three-dimensional, primitive equation model with a horizontal resolution of 2.5 degrees latitude by 2.5 degrees longitude and a vertical resolution of 26 sigma levels.

The experimental setup is as follows: The model is run for 100 years, with the first 50 years being a spin-up period. The first 25 years of the spin-up period are discarded. The remaining 25 years are used for the analysis. The model is run with a constant solar constant of 1361 W/m^2 and a constant greenhouse gas concentration of 350 ppmv.



FIG. 1. Time evolution of the surface temperature. The solid line is the surface temperature, and the dashed line is the atmospheric temperature at the surface.

The surface temperature is shown in Fig. 1. The temperature starts at approximately 285 K at year 0, remains relatively constant until year 25, then increases sharply to about 300 K by year 50, and continues to rise to approximately 305 K by year 100.

The atmospheric temperature at the surface is shown in Fig. 1. The temperature starts at approximately 285 K at year 0, remains relatively constant until year 25, then increases sharply to about 300 K by year 50, and continues to rise to approximately 305 K by year 100.

The time evolution of the surface temperature is shown in Fig. 1. The temperature starts at approximately 285 K at year 0, remains relatively constant until year 25, then increases sharply to about 300 K by year 50, and continues to rise to approximately 305 K by year 100.

The time evolution of the atmospheric temperature at the surface is shown in Fig. 1. The temperature starts at approximately 285 K at year 0, remains relatively constant until year 25, then increases sharply to about 300 K by year 50, and continues to rise to approximately 305 K by year 100.

The time evolution of the surface temperature is shown in Fig. 1. The temperature starts at approximately 285 K at year 0, remains relatively constant until year 25, then increases sharply to about 300 K by year 50, and continues to rise to approximately 305 K by year 100.

The time evolution of the atmospheric temperature at the surface is shown in Fig. 1. The temperature starts at approximately 285 K at year 0, remains relatively constant until year 25, then increases sharply to about 300 K by year 50, and continues to rise to approximately 305 K by year 100.

The time evolution of the surface temperature is shown in Fig. 1. The temperature starts at approximately 285 K at year 0, remains relatively constant until year 25, then increases sharply to about 300 K by year 50, and continues to rise to approximately 305 K by year 100.

The time evolution of the atmospheric temperature at the surface is shown in Fig. 1. The temperature starts at approximately 285 K at year 0, remains relatively constant until year 25, then increases sharply to about 300 K by year 50, and continues to rise to approximately 305 K by year 100.

The time evolution of the surface temperature is shown in Fig. 1. The temperature starts at approximately 285 K at year 0, remains relatively constant until year 25, then increases sharply to about 300 K by year 50, and continues to rise to approximately 305 K by year 100.

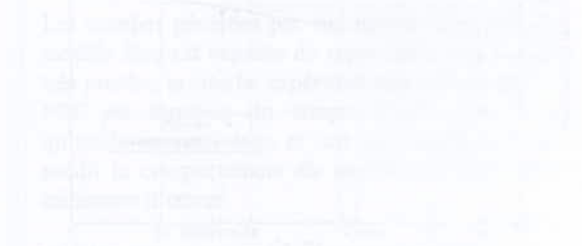


FIG. 2. Time evolution of the atmospheric temperature at the surface. The solid line is the atmospheric temperature at the surface, and the dashed line is the surface temperature.

The atmospheric temperature at the surface is shown in Fig. 2. The temperature starts at approximately 285 K at year 0, remains relatively constant until year 25, then increases sharply to about 300 K by year 50, and continues to rise to approximately 305 K by year 100.

The time evolution of the surface temperature is shown in Fig. 1. The temperature starts at approximately 285 K at year 0, remains relatively constant until year 25, then increases sharply to about 300 K by year 50, and continues to rise to approximately 305 K by year 100.

The time evolution of the atmospheric temperature at the surface is shown in Fig. 2. The temperature starts at approximately 285 K at year 0, remains relatively constant until year 25, then increases sharply to about 300 K by year 50, and continues to rise to approximately 305 K by year 100.

Time (years)	Surface Temp (K)	Atmospheric Temp at Surface (K)
0	285	285
25	285	285
50	300	300
75	305	305
100	305	305

FIG. 3. Time evolution of the surface temperature and the atmospheric temperature at the surface. The solid line is the surface temperature, and the dashed line is the atmospheric temperature at the surface.

## 2. CONCLUSION

The results of the simulations show that the surface temperature and the atmospheric temperature at the surface increase over time. The surface temperature starts at approximately 285 K at year 0 and increases to approximately 305 K by year 100. The atmospheric temperature at the surface starts at approximately 285 K at year 0 and increases to approximately 305 K by year 100. The time evolution of the surface temperature and the atmospheric temperature at the surface is shown in Fig. 3.



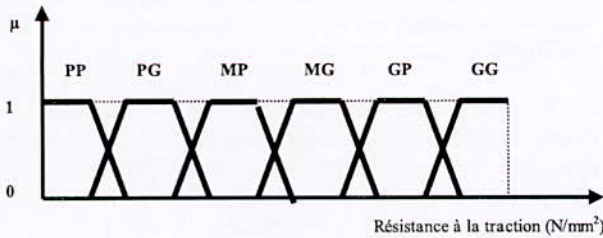


Figure 4 : La fonction d'appartenance de variable de sortie du système généralisée.

Le système flou utilisé dans ce travail est de type Mamdani utilisant les entrées (température T et le temps de vieillissement t) et la sortie (résistance à la traction RT) comme des données, où l'implication floue et l'opérateur logique ET sont réalisés par la formation du minimum et l'opérateur logique OU est réalisé par la formation du maximum. Le tableau d'inférence (Tableau1) est composé de règles floues utilisées en parallèles, qui sont toutes de type :

Si :  
 «condition 1» ET «condition 2» Alors «condition3».  
 La règle de base de construire le tableau d'inférence est basée sur la combinaison des valeurs des variables d'entrée pour obtenir la valeur de la grandeur de sortie en se basant sur les valeurs expérimentales.

Tableau 1 : Matrice d'inférence (T=80°C, T=100°C et T=120°C).

Sortie		RT	
		RT	
t	Entrée	PP	PG
		PP	P <sub>1</sub> GG
		PG	P <sub>1</sub> GP
		MP	P <sub>1</sub> MG
		MG	P <sub>1</sub> MP
		GP	P <sub>1</sub> PG
	GG	P <sub>1</sub> PP	

Les conditions étant liées entre elles par un opérateur logique ET, et le degré d'appartenance de la fonction d'appartenance qui est la conclusion est alors égale au minimum des deux degrés d'appartenance des conditions. Les fonctions d'appartenance de sortie sont construites par agrégation des fonctions d'appartenance obtenues par l'ensemble des règles. Par exemple le degré de la fonction d'appartenance de sortie (résistance à la traction) va être calculé six fois puisqu'il y a exactement six règles qui aboutissent à

cette conclusion, on calcule donc le maximum entre ces six fonction d'appartenance. Pour passer du domaine flou au domaine réel (défuzzification), en calculant la valeur numérique de fonctions d'appartenance de la sortie, on utilise pour ce cas la méthode du centre de gravité.

IV. RESULTATS ET INTERPRÉTATION

Le travail réalisé par la simulation numérique est basé sur trois étapes :

- La première étape est consacrée à la prédiction de la résistance à la traction du PRC à T = 80°C et T = 100°C pour un temps de vieillissement égal à 5000 heures.
- La deuxième étape est consacrée à la prédiction de la résistance à la traction du PRC à T =120°C pour un temps de vieillissement égal à 2000 heures.
- La troisième étape est consacrée à la prédiction de la résistance à la traction du PRC pour des intervalles de temps de vieillissement allant au delà des valeurs expérimentales.

Ces deux étapes nous ont permis de valider les modèles flous adoptés et nous donnent aussi un aperçu sur la qualité des résultats de prédiction. Cette phase nous donne la possibilité de simuler le comportement du matériau pour des temps de vieillissement qui ne sont pas atteint expérimentalement. Pour cette phase nous avons prédit la propriété jusqu'à un temps de vieillissement égal à 9500 heures pour les températures de vieillissement 80°C et 100°C, et égal à 3500 heures pour la température de vieillissement 120°C.

Les résultats expérimentaux obtenus par L.Boukezzi [1] sont utilisés d'une part pour construire la table d'inférence utilisée pour la prédiction floue, et d'autre part pour introduire un système d'inférence floue (SIF) dans la prédiction.

Les résultats présentés ci-dessous concernent la propriété de la résistance à la traction du PRC.

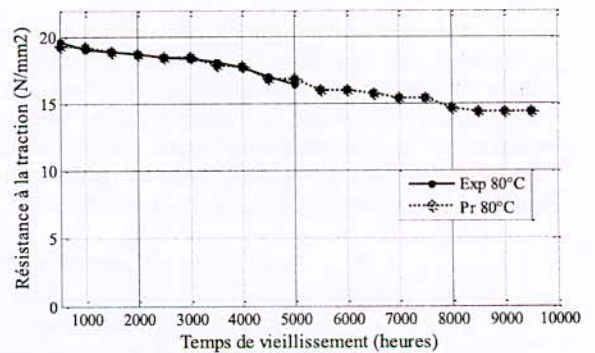


Figure 5 : Prédiction de la résistance à la traction à T = 80°C.

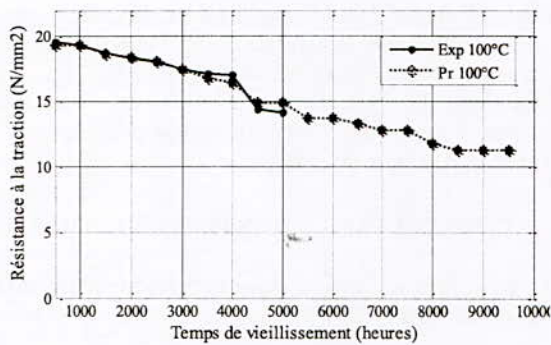


Figure 6 : Prédiction de la résistance à la traction à T = 100°C.

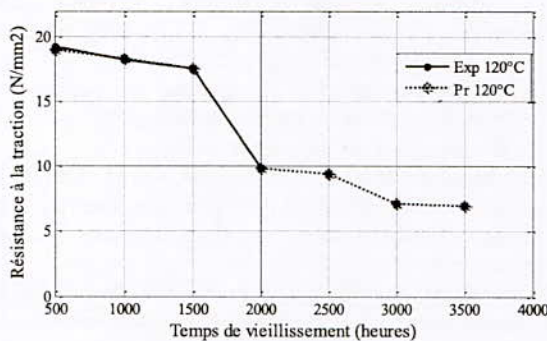


Figure 7 : Prédiction de la résistance à la traction à T = 120°C.

Nous avons comparé les résultats expérimentaux et ceux de la prédiction et nous avons présenté les résultats sur les mêmes figures.

Sur les figures 6, 7 et 8 nous représentons respectivement la prédiction de la résistance à la traction pour les niveaux de température 80°C, 100°C et 120°C. Dans les intervalles expérimentaux les valeurs prédites présentent des erreurs maximales de 1,5 %, 5 % et 1 % respectivement.

Les figures représentent les résultats de la troisième étape de prédiction qui concerne essentiellement la prédiction de la caractéristique au-delà de l'intervalle expérimental. La phase de validation des modèles flous développés en comparant les valeurs prédites et expérimentales (étapes de prédiction 1 et 2) a été étudiée ultérieurement [9].

Le processus de vieillissement des isolants peut être surveillé par plusieurs mesures de la propriété étudiée. Pour prédire le comportement mécanique de l'isolation, on a besoin d'une longue période d'essai pour avoir une base de données assez complète afin de donner une bonne qualité de prédiction.

Après l'utilisation de la technique logique floue nous avons constaté que le nombre de partitions de la fonction d'appartenance a une grande influence sur les résultats et la précision de la prédiction.

Les courbes générées par simulation indiquent que le modèle flou est capable de reproduire, d'une manière très proche, la courbe expérimentale de la propriété du PRC en fonction du temps. Nous avons montré qu'après apprentissage et test du modèle, ce dernier prédit le comportement du matériau isolant avec un minimum d'erreur.

### V. ENDURANCE THERMIQUE DU PRC

Dans cette partie nous appliquons la logique floue pour déterminer l'endurance thermique des matériaux polymères sous la contrainte thermique. Il s'agit essentiellement, dans l'optique de l'électrotechnicien, de connaître les changements des propriétés des matériaux résultant de l'exposition prolongée à des températures de service élevées, de façon à s'assurer que le matériau présente tout au long de sa vie, les propriétés minimales requises dans son emploi [10]. La courbe de la propriété mécanique présentée dans la figure 8 permet de déterminer la durée de vie du polyéthylène réticulé chimiquement pour une diminution de 50% de la valeur initiale de la propriété considérée, pour les différentes températures afin d'atteindre le critère de fin de vie du matériau.

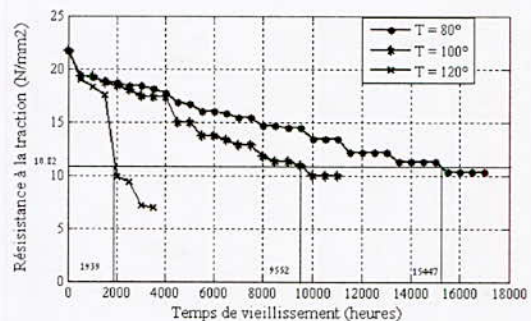


Figure 8 : Valeurs prédites de la résistance de traction en fonction du temps de vieillissement pour différentes températures.

Les résultats sont présentés à la figure 9 où est reportée la variation du logarithme du temps de vieillissement de l'isolant en fonction de l'inverse de la température absolue [10].



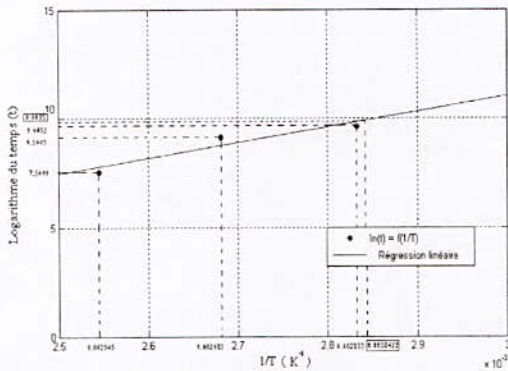


Figure 9 : Variation du logarithme de la durée de vie en fonction de l'inverse de la température.

La figure 9 permet de calculer les valeurs de la température pour chaque niveau de temps de vieillissement. Par extrapolation du graphique d'endurance thermique à une durée de vie de 20000 heures, nous déduisons la valeur de l'indice de température de l'isolant soit : **78.82°C** (Tableau 2).

Tableau 2 : Différentes valeurs de temps et de températures de vieillissement pour 50% de la valeur initiale de la résistance à la traction (10,82 N/mm<sup>2</sup>).

Temps de vieillissement (heures)	Logarithme du temps ln (t)	1/T (K <sup>-1</sup> )	T (°C)
1939	7,5699	0,002545	120
9552	9,1645	0,002681	100
15447	9,6452	0,002833	80
20000	9,9035	0,002842	78.82

Les valeurs obtenues sont légèrement supérieures à celles rencontrées dans la littérature [1] en utilisant la méthode classique.

### VI. CONCLUSION

Dans cet article nous avons appliqué la logique floue dans la prédiction de la durée de vie d'un isolant haute tension. D'après les résultats obtenus on peut conclure que la logique floue par sa souplesse dans son implantation nous a aidé à améliorer notre étude pour la prédiction de la durée de vie du PRC. Pour cela, l'utilisation de cette méthode s'avère d'une grande efficacité. Dans l'étude basée sur les systèmes d'inférences floues (SIF), nous remarquons bien les avantages apportés à la prédiction de la durée de vie du PRC.

La prédiction par logique floue permet d'éviter la modélisation mathématique surtout pour les systèmes complexes, elle donne de meilleurs résultats avec un minimum d'erreur.

Il serait très économique d'employer la logique floue dans les investigations sur l'isolation de HT. Nous pouvons réduire les essais au laboratoire en terme de temps et argent.

L'utilisation de cette technique a montré une capacité de manipuler et traiter des variables vagues, imprécises et d'utiliser un raisonnement approximatif proche de la démarche humaine dans l'expérimentation pour induire un état précis et pertinent.

### VII. REFERENCES

- [1] L. Boukezzi, "Influence du vieillissement thermique sur les propriétés du Polyéthylène Réticulé Chimiquement utilisé dans l'isolation des câbles de haute tension", Thèse de Doctorat, ENP, Juin 2007.
- [2] T. Toledo, "Calcul des contraintes électriques dans les isolations mettant en œuvre des matériaux semi conducteurs non linéaires", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2004.
- [3] C. Aggoun, "Application des réseaux de neurones dans la prédiction du vieillissement thermique de l'huile de transformateur et des polymères utilisés dans les câbles MT", Mémoire d'Ingénieur, Université de Batna, 2002.
- [4] G. Tardieu, "Apport des mesures de luminescence à la compréhension du piégeage et du transport dans les isolants synthétiques", Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, Février 2003.
- [5] L. Boukezzi, A. Boubakeur "Neural networks prediction of XPLE high voltage insulation under thermal ageing", 3<sup>rd</sup> International Conference on Electrical Engineering ICEE 2009, pp.206-209, Boumerdes, Algeria, 5-7 December 2009.
- [6] C.E.I. 502, "Câbles de transport d'énergie isolés par diélectriques massifs pour les tensions assignées de 1kV à 30kV", Edition 1997.
- [7] F. Chevie, F. Guély, « La logique floue ». Cahier Technique Schneider n° 191. mars 1998.
- [8] F. Zidani, "Application d'un contrôleur flou dans une CV-OFR pour une machine asynchrone", Thèse de Doctorat, Université de Batna, 2004.
- [9] L. Bessissa, "Utilisation de la logique floue dans la prédiction des propriétés de l'isolation des câbles de haute tension sous vieillissement thermique", Mémoire de Magister, USTO, Oran, Octobre 2010.
- [10] B. Fallou, "Nouvelles règles pour la détermination de l'endurance thermique des matériaux", R.G.E., Tome 83-N° 7/8, pp. 445-452, Juillet/Août 1974.

L'ÉLECTROSTATIQUE  
ET SES  
APPLICATIONS

## Phénomène d'agglomération- dispersion pour les particules submicroniques dans les filtres électrostatiques

<sup>1</sup>Nezha Kadous, <sup>1</sup>Amar Tilmatine, <sup>2</sup>Pierre Atten, <sup>1</sup>Abdelber Bendaoud, <sup>3</sup>Lucien Dascalescu

<sup>1</sup>Laboratoire IRECOM, université Djillali Liabes de Sidi-Bel-Abbès. ALGERIE

<sup>2</sup>Laboratoire G2ELab. Université Joseph Fourier, Grenoble. France

<sup>3</sup>Laboratoire LEA, université de Poitiers. FRANCE

Email: kadous77@yahoo.fr

**Résumé:** La procédure expérimentale proposée dans cet article consiste à évaluer la distribution en taille de particules submicroniques contenues dans la fumée de cigarettes. Nous prélevons par l'intermédiaire de cannes isocinétiques un volume de gaz circulant dans notre précipitateur pilote, en entrée et en sortie. Ces prélèvements sont analysés grâce à un granulomètre laser. On obtient alors le rendement fractionnaire pour chaque classe de diamètre.

Les résultats expérimentaux trouvés ont révélé l'existence d'un phénomène très important, qui stipule, qu'en présence d'un champ électrique intense il y a éclatement des agglomérats qui se sont formés à partir de très fines particules dans les différentes fumées de cigarettes. Une autre étude a également été réalisée avec des particules de nature différente, comme la fumée d'encens, les particules de calcite et les fines particules de cendres extraites du quatrième champ d'un filtre électrostatique d'une centrale thermique de charbon. Dans tous ces cas, il est montré qu'il existe un processus de désintégration qui semble être très général et de ce fait il constitue un facteur primordial affectant l'efficacité de collecte des fines particules.

**Mots-clé:** Précipitateur électrostatique ; électrohydrodynamique, agglomération, décharge couronne

**Abstract:** The experimental procedure suggested in this paper consists in evaluating the distribution size of submicron particles contained in the cigarette smoke. We take a volume of the flowing gas at inlet and outlet of our pilot ESP. These samples analyzed using an optical counter instrument, give us the fractional efficiency for each class of diameter. Experimental results revealed the existence of an important phenomenon, which consists in disintegration of the agglomerates get charged in the discharge zone of the ESP; they disintegrate under the action of Coulomb repulsion between different parts of the agglomerates. The study was performed with particles of different nature like incense smoke, calcite powder and ashes which were collected in the ESP of a coal-fired power plant. In all cases it is shown that there exists a disintegration process which appears to be general and constitute an intrinsic factor affecting the efficiency of collection of fine particles by the ESPs. Obtained results show that this

phenomenon could be generalized for various smoke and powders.

**Keywords:** Electrostatic precipitator, electrohydrodynamics, agglomeration, corona discharge.

### 1. Introduction

Dans le domaine de l'épuration électrostatique de l'air, le rendement des précipitateurs électrostatiques des particules, pour des diamètres supérieurs à 1  $\mu\text{m}$ , ne pose aucun souci car il atteint généralement des rendements jusqu'à 99,9 % [1]. Le problème majeur subsiste dans les particules submicroniques de diamètre inférieur à 1  $\mu\text{m}$  et plus précisément dans la gamme entre 0,3  $\mu\text{m}$  et 0,7  $\mu\text{m}$ . Pour cette raison, à travers le travail proposé dans cet article, on tente de mettre un peu de lumière sur les phénomènes rencontrés dans ce genre d'installations électrostatiques.

La procédure expérimentale proposée a révélé l'existence d'un phénomène très important, qui montre, qu'en présence d'un champ électrique intense il ya éclatement des agglomérats qui se sont formés à partir de très fines particules. Des études similaires ont été faites afin de prouver que ce phénomène existe vraiment quelque soit la suspension en particules utilisée [2].

### 2. Dispositif expérimental

L'installation utilisée pour mener les expériences est un électrofiltre à plaques parallèles. La première section de cet électrofiltre sert à charger les fines particules constituant les différents types de fumées de cigarettes et d'encens utilisées dans ce travail. La décharge couronne est créée par un seul fil de diamètre  $\Phi = 0,5 \text{ mm}$ , relié à la haute tension. La deuxième section est utilisée pour la collecte des fines particules ionisées grâce à des plaques planes reliées à la terre.

En amont de ce dépoussiéreur électrostatique, un autre filtre en papier d'une longueur de 1 m est utilisé afin de garantir la pureté de l'air aspiré. On a utilisé pour le stockage de la fumée un grand ballon gonflable de 2,5 m de diamètre, pour avoir une grande homogénéité de la fumée (figure 1).

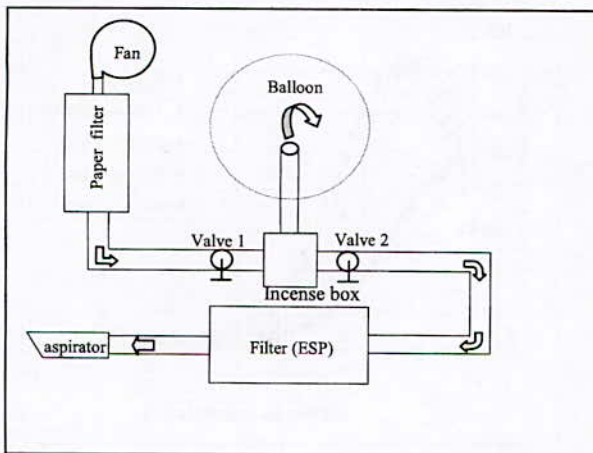


Figure 1 : Représentation schématique du dispositif expérimental utilisé

La fumée produite en brûlant des cigarettes ou des bâtons d'encens est introduite dans un grand ballon gonflable. Le gonflage de ce dernier est assuré par un ventilateur qui souffle un air purifié par un filtre en papier, mélangé avec la fumée de cigarettes ou des bâtons d'encens. Cette fumée est ensuite véhiculée à travers l'électrofiltre pilote, dans lequel elle est filtrée, puis refoulée vers l'extérieur à travers un aspirateur d'air.

### 3. Procédure expérimentale

Pour évaluer la distribution en taille des particules submicroniques contenues dans la fumée de cigarettes, nous prélevons par l'intermédiaire de cannes isocinétiques un volume de gaz circulant dans notre précipitateur pilote, en entrée et en sortie. Ces prélèvements sont analysés grâce à un granulomètre laser (LAP 320). On obtient alors le rendement fractionnaire pour chaque classe de diamètre, évalué par la formule suivante [2]:

$$\eta(d_p) = 1 - \frac{c_{out}(d_p)}{c_{inlet}(d_p)} \tag{1}$$

Avec :

$c_{out}(d_p)$  et  $c_{inlet}(d_p)$  sont les concentrations des particules pour chaque classe de diamètre à la sortie et à l'entrée du filtre électrostatique.

Afin de diminuer les fluctuations dues aux erreurs expérimentales, chaque courbe obtenue est tracée à partir de lissage de plusieurs courbes dont l'erreur n'excède pas les 5 %.

Nous devons réaliser deux séries de mesure avec et

sans tension appliquée pour mesurer la concentration en particules pour un volume donné, et ceci pour chaque gonflage du ballon, qui sert à stocker la fumée.

## 4. Résultats et discussions

### 4-1 Phénomène d'agglomération

Les trois courbes des figures 2,3 et 4 représentent la distribution granulométrique pour trois genres de fumée, des cigarettes de Gauloises et de Marlboro ainsi que des bâtons d'encens, en fonction de la concentration particulaire pour différentes classes granulométriques. Ces courbes servent comme référence pour le calcul de l'efficacité fractionnaire.

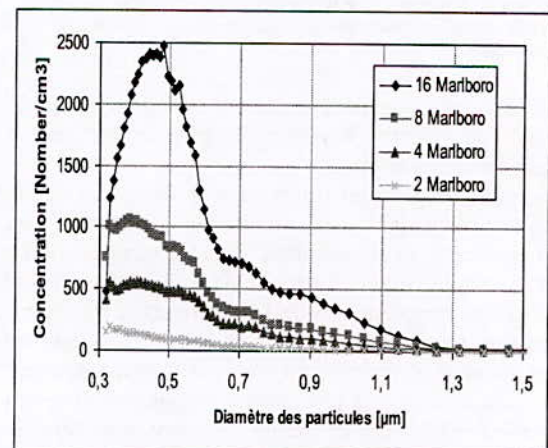


Figure 2 : Distribution en nombre/cm³ en fonction des classes granulométriques pour différentes concentrations de la fumée de cigarettes Marlboro.

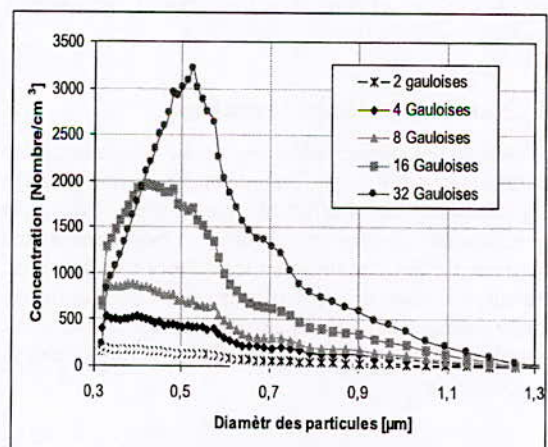


Figure 3 : Distribution en nombre/cm³ en fonction des classes granulométriques pour différentes concentrations de la fumée de cigarettes Gauloises.

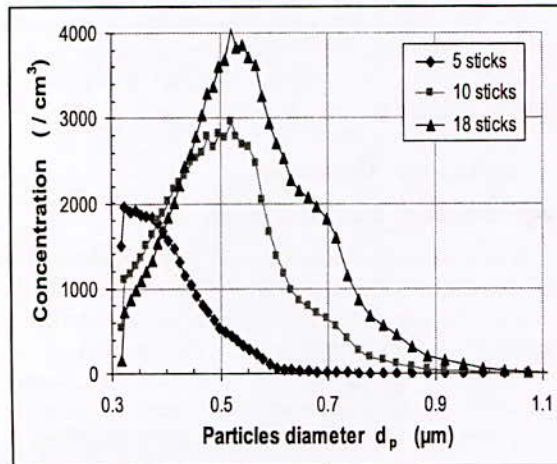


Figure 4 : Distribution en nombre/cm<sup>3</sup> en fonction des classes granulométriques pour différentes concentrations de la fumée d'encens.

On voit clairement que la concentration en entrée pour les cigarettes Marlboro est plus importante par rapport aux gauloises.

Comme, on peut remarquer dans les deux cas, que la taille particulaire de la fumée augmente en augmentant la concentration. Pour 32 gauloises, on a un maximum granulométrique de 0,55 µm, par contre pour une concentration de 16 cigarettes le maximum est centralisé sur un diamètre de 0,4 µm. Ces courbes de distribution en taille à l'entrée du précipitateur ont mis en évidence le phénomène d'agglomération des particules de fumées pendant le stockage dans le ballon.

On voit bien qu'en augmentant la concentration des différentes fumées, la probabilité pour qu'une particule entre en collision avec d'autres particules est plus grande et donc il ya formation d'agglomérats de plus grande taille.

4-2 Variation du temps de stockage

Afin d'examiner plus en détail le phénomène d'agglomération qui contribue d'une façon significative sur l'efficacité de collecte dans le précipitateur, une autre série d'expériences est réalisée. En gardant toujours les mêmes conditions de travail, on laisse brûler 8 bâtons d'encens. La fumée ainsi produite est véhiculée par l'intermédiaire d'un ventilateur vers un ballon de stockage puis dans le précipitateur.

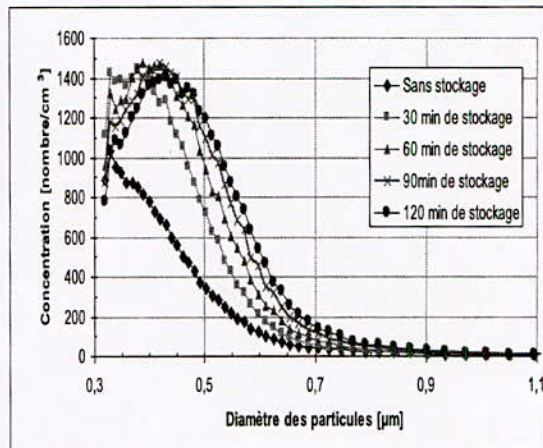


Figure 5: Distribution en nombre/cm<sup>3</sup> par classes granulométriques en fonction du temps de stockage de la fumée d'encens emmagasinée dans le ballon

Dans un premier temps, on fait passer la fumée directement dans le précipitateur sans stockage, on obtient alors plusieurs courbes qui, une fois lissées sont représentées par une seule courbe. Ensuite, on augmente le temps de stockage de la fumée par un pas de 30 minutes pour chaque série d'expériences.

Les courbes de la distribution granulométrique (figure 5) montrent clairement que la concentration des grosses particules ( $d_p > 0,4 \mu m$ ) augmente avec le temps de stockage de la fumée. Avec le temps, des agglomérats sont constitués à partir des fines particules. Pour cette raison, on assiste à la diminution des fines particules ( $d_p < 0,4 \mu m$ ) en augmentant le temps de stockage.

4-3 Rendements fractionnaires pour différentes fumées de cigarettes

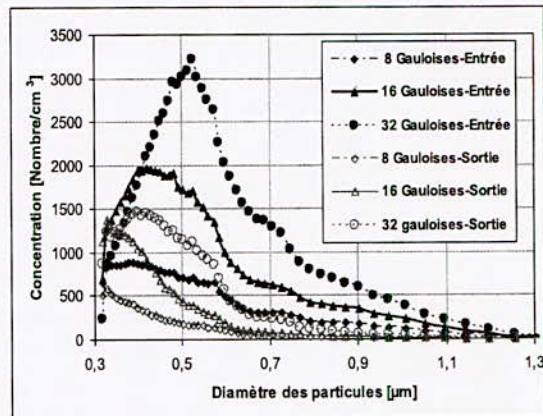


Figure 6 : Distribution en nombre/cm<sup>3</sup> en fonction des classes granulométriques à l'entrée et à la sortie du précipitateur pour différentes concentrations des cigarettes « Gauloises »



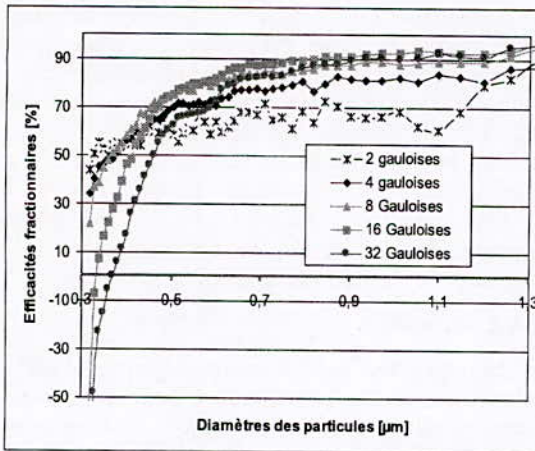


Figure 7 : Efficacités fractionnaires par classes de diamètres en fonction des concentrations de fumée de cigarettes « Gauloises »

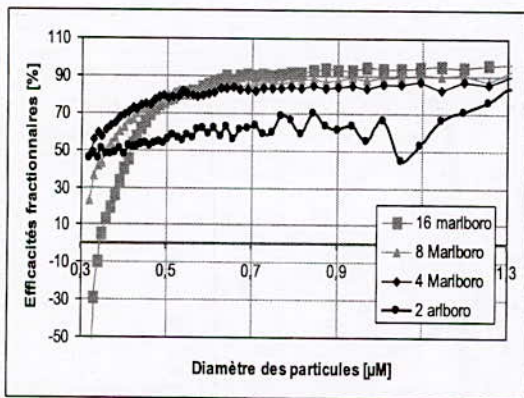


Figure 8 : Efficacités fractionnaires par classes de diamètres en fonction des concentrations de fumée de cigarettes Marlboro.

En travaillant dans les mêmes conditions expérimentales pour les deux fumées de cigarettes, on observe le même comportement des particules. L'augmentation de la concentration des particules produit la diminution de l'efficacité de collecte des fines particules de diamètre inférieur à  $0,4 \mu\text{m}$ . Ceci est dû à l'augmentation du taux de turbulence dans le précipitateur. La situation est inversée pour les grosses particules ( $d_p > 0,4 \mu\text{m}$ ), ceci peut être expliqué probablement par le fait que les fines particules sont plus nombreuses à la sortie qu'à l'entrée de la zone soumise au champ de la décharge couronne.

Les agglomérats qui se forment sous l'effet de la collision des fines particules peuvent être assimilés à de grosses particules de formes irrégulières et qui ont des liaisons très fragiles. Quand ces agglomérats entrent dans la zone active du précipitateur, ils sont soumis au phénomène de charge par champ électrique. Une fois chargé, chaque constituant de cet agglomérat va avoir une charge électrique de même signe que la polarité de la tension utilisée (polarité positive dans notre cas). Sous l'effet de la répulsion

coulombienne, les constituants de cet agglomérat vont se disperser et forment ainsi de fines particules ( $d_p < 0,4 \mu\text{m}$ ) (figure 9).

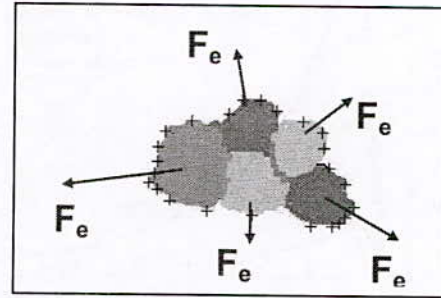


Figure 9 : Schéma descriptif des forces répulsives coulombiennes qui s'exercent sur les différents agglomérats.

Les expériences menées pour prouver l'existence ou pas de la dispersion pour des diamètres inférieurs à  $1 \mu\text{m}$  ont prouvé qu'on peut généraliser ce phénomène pour différents genres de fumées. Dans la section suivante de cet article, on tentera de prouver la généralisation de ce phénomène pour différentes poudres.

#### 4-4 Rendements fractionnaires pour différentes poudres

##### 4-4-1 La calcite

Le même dispositif expérimental est utilisé pour deux genres de poudres, la calcite et des cendres extraits du quatrième champ d'un électrofiltre situé dans une centrale thermique en France.

On commence par casser les agrégats formés par la calcite en utilisant un vibrotransporteur relié à une source variable de pression. On obtient ainsi un fluide de poussières véhiculé par un ventilateur situé en amont de cette installation, ce dernier est homogénéisé grâce un grand ballon.

La première courbe lissée est obtenue en filtrant la poudre de calcite initiale, la deuxième est obtenue en faisant une dilution de la concentration de la calcite par l'air. Les autres courbes sont obtenues par des dilutions successives (figure 10,11,12).

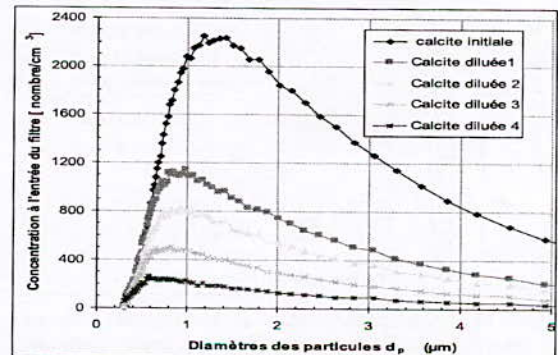


Figure 10 : Distribution des différentes concentrations à l'entrée du précipitateur par classes granulométriques pour la poudre de calcite.

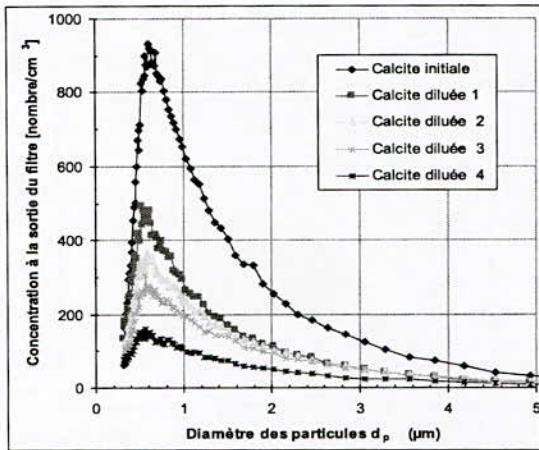


Figure 11 : Distribution des différentes concentrations à la sortie du précipitateur par classes granulométriques pour la poudre de calcite.

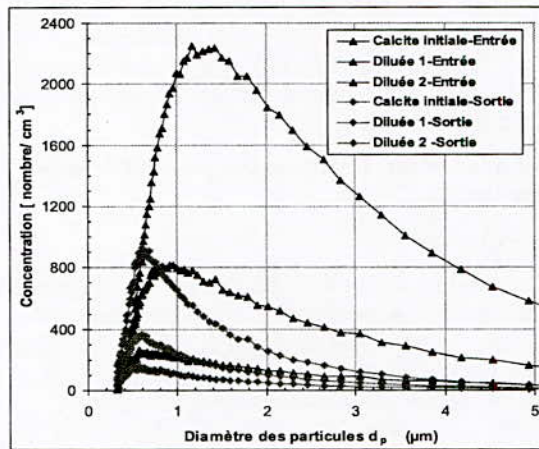


Figure 12 : Efficacités fractionnaires par classes granulométriques pour différentes concentrations des cendres extraits d'une centrale thermique.

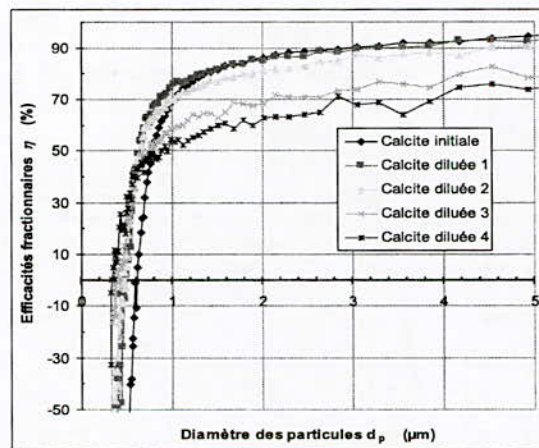


Figure 13 : Efficacités fractionnaires par classes granulométriques en fonction des différentes concentrations de la poudre de calcite.

Les courbes précédentes montrent que l'efficacité fractionnaire diminue avec l'augmentation de la concentration des particules ; ceci est attribué à l'augmentation du taux de turbulence pour des particules de diamètre inférieur à 0,6 µm. Pour les grosses particules c'est la tendance inverse qui se produit.

Ces résultats prouvent qu'il ya brisure d'agglomérats qui se sont formés à partir des fines particules par la répulsion coulombienne.

4-4-2 Les cendres

La procédure expérimentale expliquée dans la section précédente est reproduite pour des cendres extraites d'une centrale thermique en France, en faisant deux dilutions de cette poudre avec l'air, avec une pression de 4.8 bar.

Les courbes suivantes montrent les résultats trouvés :

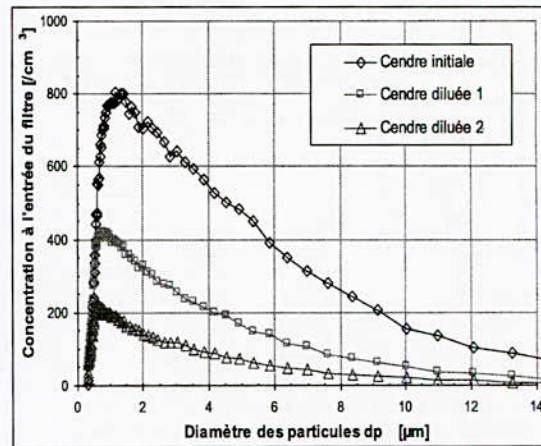


Figure 14 : Distribution des différentes concentrations à l'entrée du précipitateur par classes granulométriques pour des cendres extraites d'une centrale thermique.

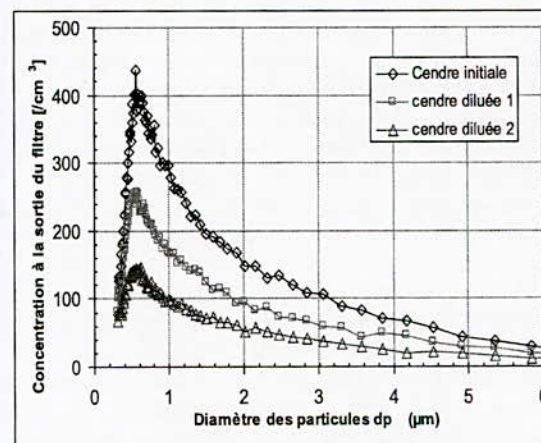
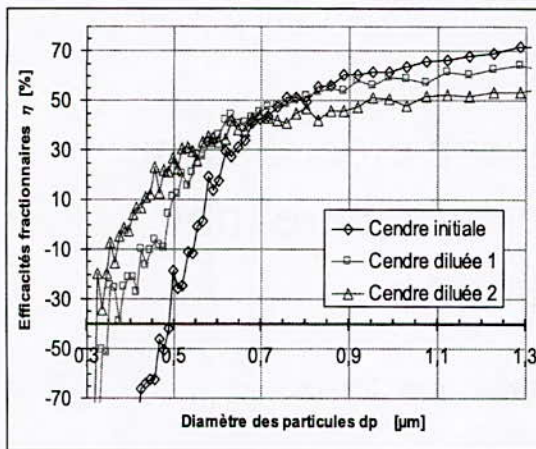


Figure 15 : Distribution des différentes concentrations à la sortie du précipitateur par classes granulométriques pour des cendres extraites d'une centrale thermique.



**Figure 16 :** Efficacités fractionnaires par classes granulométriques pour différentes concentrations des cendres extraites d'une centrale thermique.

Les mêmes observations obtenues précédemment avec les différentes fumées et poudres sont établis par les courbes (14, 15,16). Ces courbes démontrent qu'une grande partie des fines particules qui se sont agglomérées subissent un éclatement sous l'effet de la répulsion coulombienne lors de leur passage dans la zone de décharge couronne. Ceci explique le rendement fractionnaire négatif aperçu dans la figure 16.

## 5. Conclusion

Les résultats présentés dans cet article mettent en évidence deux points essentiels :

- L'influence de la turbulence sur l'efficacité de collecte de très fines particules submicroniques inférieurs à 0,6 μm;

- L'existence d'un phénomène d'éclatement, sous l'effet des charges opposées, des agrégats qui se constituent par agglomération de très fines particules dans les différentes fumées.

- La généralisation de ce phénomène de brisure des agglomérats pour différentes poudres.

Par ailleurs, des essais systématiques plus approfondis concernant l'évaluation de l'influence du tube isolant reliant le précipitateur au compteur optique doivent être menés pour affirmer ou infirmer l'existence de ce phénomène.

## Références

- [1] D. Blanchard « Collecte des fines particules et caractérisation des couches de poussière dans un précipitateur électrostatique ». Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2001.
- [2] P. Atten, H.L. Pang, J.-L.Reboud, J. Podlinski et J. Mizeraczyk «Turbulence generation by charged fine particles in electrostatic precipitators », Proceedings of the ESA Annual Meeting on Electrostatics 2007 (Laplacian Press), ISBN 1-885540-21-3, pp. 259-270 (2007).
- [3] LM. Dumitran «Collection des fines particules dans un dépoussiéreur électrostatique ». Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2001.
- [4] D. Lloyd « Electrostatic precipitator handbook ».
- [5] S. Masuda, S. Hosokawa « Electrostatic precipitator » Masuda Research, , Tokyo, Japan Vol 21, pp 441-479.
- [6] A.Lawless, T.Yamamoto « Modeling of electrostatic precipitators and filters ». Vol 22, pp 481-507. Research triangle institute. North California.
- [7] P. Atten, F.M.J. McCluskey and A.C. Lahjomri, «The electrohydrodynamic origin of turbulence in electrostatic precipitators», IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 23, pp.705-711, July/Aug. 1987.

# Study of barrier discharge electrostatic precipitator in a wire-to-square tube configuration

R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, E. Moreau and L. Dascalescu

**Abstract-** In the present experimental work, the performance of a Wire-to-Square tube Electrostatic Precipitator (or WST-ESP) to reduce the quantity of submicron particles using Dielectric Barrier Discharge (DBD) is investigated. First, a comparative study is made with the well known Wire-to-Cylinder configuration (called WC-ESP) having the same active volume. Then, a parametric study is carried out to enhance the collection efficiency of the WST-ESP. The input parameters under study are: the active wire diameter, the ground electrode width and shape and the tube section.

The discharge current waveforms show that the discharge mode is diffuse in both ESPs. Results obtained with the aerosol spectrometer show that the particle collection efficiency of both ESPs can reach or even exceed 99%. At fixed electrical power consumption, WST-ESP performs better when the collection efficiency is higher than 93%. The parametric study demonstrated that the wire diameter has a negligible effect on the WST-ESP collection characteristics. However, its performance could be enhanced by putting in parallel several WST-ESPs with reduced section. Also, the extension of the ground electrode and its discretization increase the collection efficiency.

**Index Terms—** Dielectric barrier discharge, Electrostatic precipitation, Submicron particles.

## I. INTRODUCTION

The rigorous standards of air pollution and the negative influence of many newly employed technologies for removing gaseous impurities still have

R. Gouri, is with the Electrical Engineering Department, University of Bechar, BP 417, Bechar, 08000 Algeria (corresponding author phone: +33 5 49 69 80; e-mail: r.gouri@gmail.com).

N. Zouzou, is with the P prime Institute, University of Poitiers, Poitiers, France (e-mail: noureddine.zouzou@univ-poitiers.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 P prime Institute, University of Poitiers, Poitiers, France (e-mail: eric.moreau@univ-poitiers.fr).

L. Dascalescu, is with the P prime Institute, University of Poitiers, Poitiers, France (e-mail: lucian.dascalescu@univ-poitiers.fr)

problems [1]. Against this background, the use of electrostatic precipitators that would guarantee high collection efficiency with minimum capital and running costs is a big challenge.

In a previous experimental work [2-4], it has been shown that the DBD can be used with success for the collection of submicron particles. In the case of a WC-ESP, the collection efficiency reaches 99 % if the necessary power is provided. However, wire-to-cylinder geometry is not suitable for the implementation in an industrial environment, especially for high flow rates. A WST-ESP, which allows us to put in parallel several ESPs, may be a solution to the problem of industrial scaling.

In this study, we investigated experimentally the collection characteristics of submicron particles by using a lab-scale barrier discharge ESP. First, we compared the performance of a WST-ESP with those of a WC-ESP having the same active volume. Then, a parametric study was carried out, in order to appreciate the effect of the wire diameter, the ground electrode dimensions and the tube section on the efficiency of WST-ESP.

## II. EXPERIMENTAL SETUP

The experimental setup, illustrated schematically in Figure 1, consists of a particle supply section, an ESP section, a particle detection section, and a high-voltage power supply. Dry clean air (relative humidity < 5%) is introduced into a custom-designed smoke generator, where the burning of incense sticks generates submicron particles with a mean size of about 0.3  $\mu\text{m}$ . Then, the particles are entrained by the airflow through the ESP. A small amount of the exhaust is connected to a diluter with a controlled additional clean air. The particle concentration in the diluted sample is measured using an aerosol spectrometer (Pallas Aerosol Technology, Model Wellas-1000, sensor range of 0.18-40  $\mu\text{m}$ , concentration up to  $10^5$  particles /  $\text{cm}^3$ ). The flow rate inside the measurement cell is fixed at 5 l/min. However, the flow rate inside the ESP is adjusted between 1.6 and 20 l/min and measured using a floating ball flow meter (Brooks).

Figure 2 illustrates the cross section view of the two ESPs under study. The WST-ESP (figure 2.a) consists of a glass square tube and the WC-ESP (figure 2.b) is based on a cylindrical glass tube. Both have two electrodes, one of them is grounded and the other is connected to a high voltage. The high voltage electrode consists of a stainless steel wire (0.20 mm diameter) aligned on the central axis of the dielectric tube. The grounded electrode consists of an aluminum tape strips (80 mm width and 80 μm thick). It is placed on the external surface of the tube. In order to be compared, the square and cylindrical tubes have approximately the same section ( $\approx 625 \text{ mm}^2$ ).

The power supply system consists of a high voltage power amplifier (Trek, 30/20C,  $\pm 30 \text{ kV}$ ,  $\pm 20 \text{ mA}$ ), a function generator (TTI, TG1010, 10 MHz), a current probe (shunt resistor of 100 Ω), a high voltage probe (internal probe of the amplifier, and a digital oscilloscope (Locry 424, 200 MHz, 2 GS/s). We studied the performance of the ESPs by varying the amplitude and the frequency of the applied voltage. The studied frequencies are: 0.3, 1, 3, 10, 30, 100, 300, 1000 Hz. All the experiments are carried out at atmospheric pressure and room temperature with controlled air flow rate.

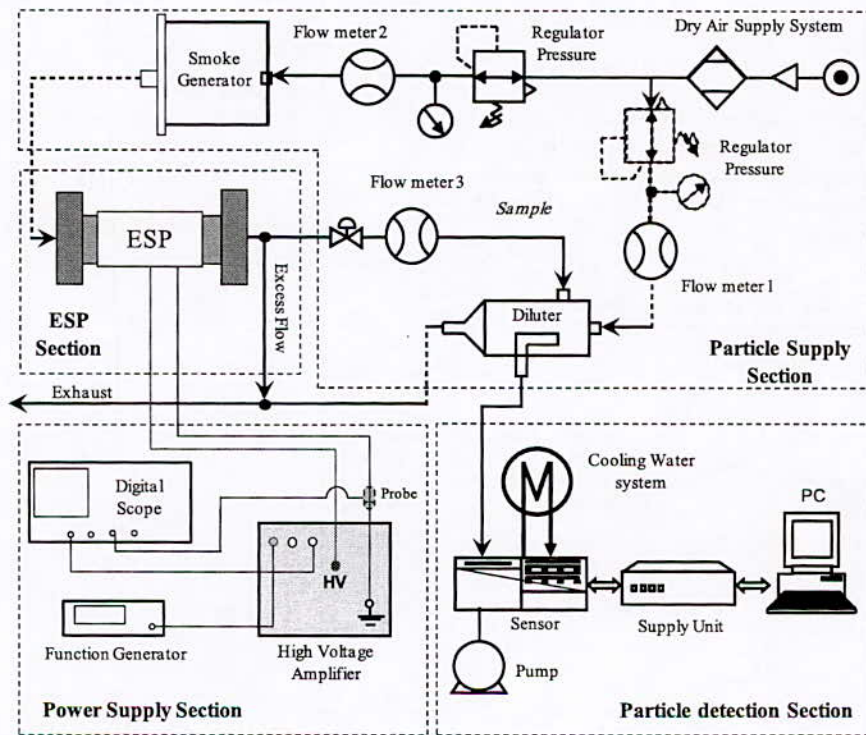


Figure 1. Schematic illustration of the experimental setup.

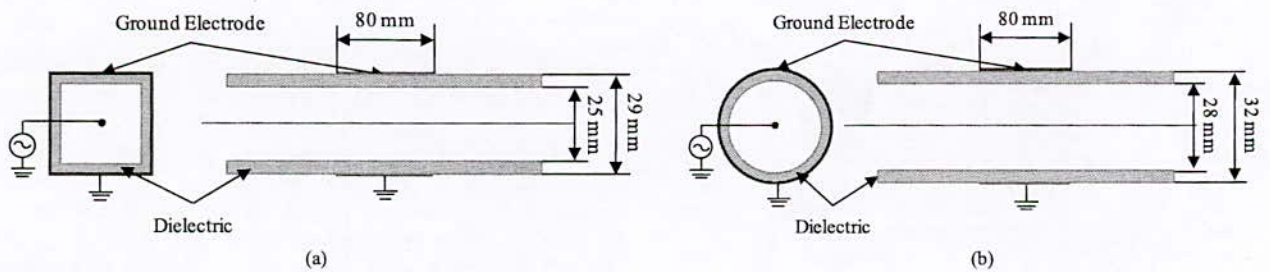


Figure 2. Cross-view of the WST-ESP (a), WC-ESP (b).

III. COMPARATIVE STUDY OF THE WST-ESP AND THE WC-ESP

A. Current Waveforms

Figure 3 shows the time evolution of the applied voltage and the current in the WC-ESP (figure 3.a) and the WST-ESP (figure 3.b). The current of both ESPs includes only few pulses of current on positive half-cycle, while on negative one the number of pulses is important. In the positive voltage half-cycle, the plasma is characterized by a glow-like type. However, the Trichel pulses dominate the negative voltage half-cycle. They are more numerous and higher in magnitude in the case of WST-ESP

Collection efficiency

The Total-number collection efficiency ( $\eta$ ) is defined as follows [5]:

$$\eta = 1 - \frac{N_{ON}}{N_{OFF}} \tag{1}$$

Where  $N_{ON}$  and  $N_{OFF}$  are the number of particles of a given size-class per  $cm^3$  with and without plasma, respectively. To highlight the variations of the collection efficiency, especially when it is between 90 % and 100%, we use the penetration, which is given by [5]:

$$P = 1 - \eta \tag{2}$$

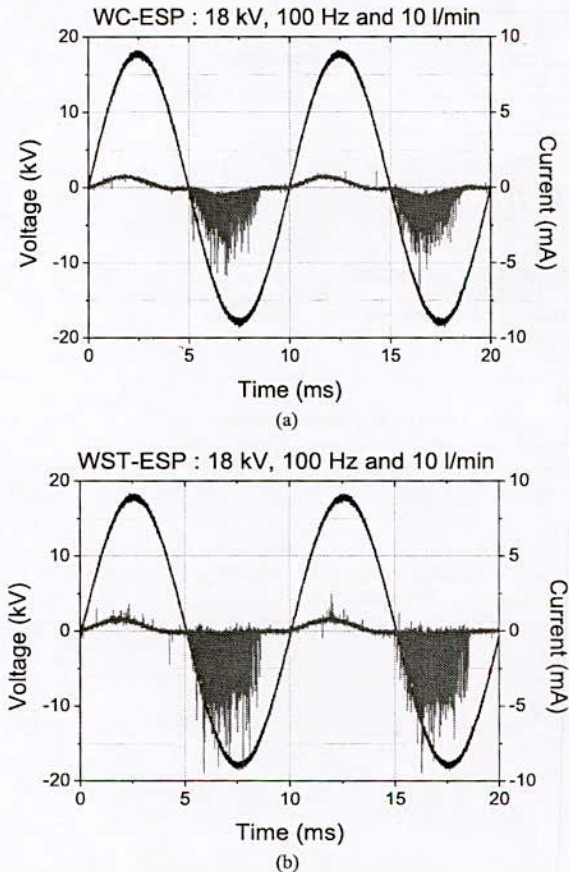


Fig. 3. Time evolution of the applied voltage and discharge current for WC-ESP (a) and WST-ESP (b) in the presence of particles.

Figure 4.a illustrates the evolution of particle penetration as a function of the average power consumption for the two ESPs at the frequency of 100 Hz. The collection efficiency is greater at high average power values in both ESPs, it can reach or even exceed 99 % (penetration less than 1%). At fixed electrical power consumption, WST-ESP performs better when the penetration is lower than 7 %.

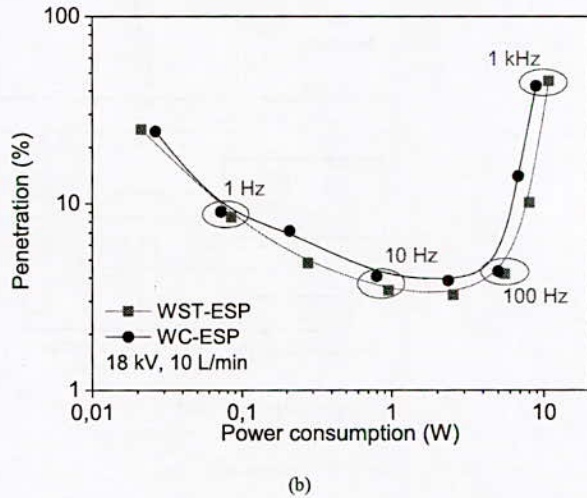
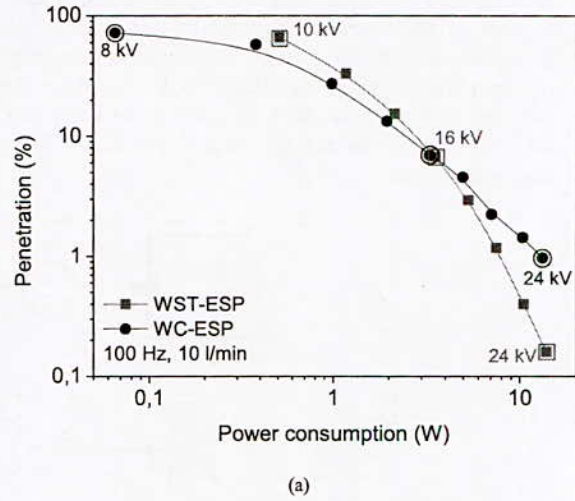


Figure 4. Voltage (a) and frequency (b) effects on the particle penetration of the WST-ESP and WC-ESP.

The frequency effect can be observed on the figure 4.b, which shows the particle penetration as a function of average power at fixed applied voltage (18 kV). The results show clearly that the performance of the ESPs depends on the frequency range. The penetration of the ESP increases at high and low frequencies for the two ESPs. Also, we note that the ESP reach the optimum efficiency for frequencies around 30 Hz. At low frequency ( $< 3$  Hz), the collection efficiency falls down because of the intermittent nature of the discharge. However, at high frequency ( $> 100$  Hz), a half-cycle is shorter than the

necessary time for the particles to be collected, so they oscillate between the electrodes [3]. Even if the flow structures are completely different inside the square and cylindrical tubes, the collection efficiency seems to be equivalent in both ESP configurations at a given input power.

IV. GEOMETRICAL OPTIMIZATION OF THE WST-ESP

In this section, a geometrical optimization of the WST-ESP is carried out in order to increase its performance. The input parameters are: the active wire diameter, the ground electrode length and shape and the tube section.

A. Wire Diameter

Figure 5, shows the effect of the wire diameter on the particle penetration of the WST-ESP. The diameter of the wire has not a significant impact on the ESP performance. This is a very interesting result which seems to show that it is possible to use bigger wire with better mechanical characteristics without deteriorating the ESP performance.

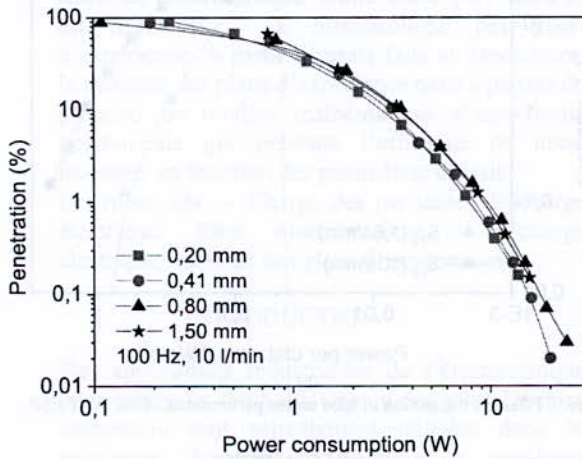


Figure 5. Effect of the wire diameter on the particle penetration of the WST-ESP.

B. Ground electrode dimensions

Two aspects of the ground electrode are studied: the electrode width and its discretization.

Width of the ground electrode

Figure 6.a, shows the particle penetration of the WST-ESP as a function of the average power for different ground electrode widths at 18 kV. Results show clearly a correlation between the performance of the ESP and ground electrode width. In order to appreciate this correlation, we present the penetration as a function of the power distribution (the ratio of the average power and the ground electrode width), as shown in figure 6.b. It is clear that the performance of the WST-ESP increases with the ground electrode width. This could be explained by the increase of the residence time of the particles in the ESP.

Discretization Of The Ground Electrode

The effect of the ground electrode discretization on the collection efficiency of the WST-ESP is studied in this section. The initial ground electrode is divided into four strips of 20 mm width (figure 7). The distance between two successive strips is set to 4 cm.

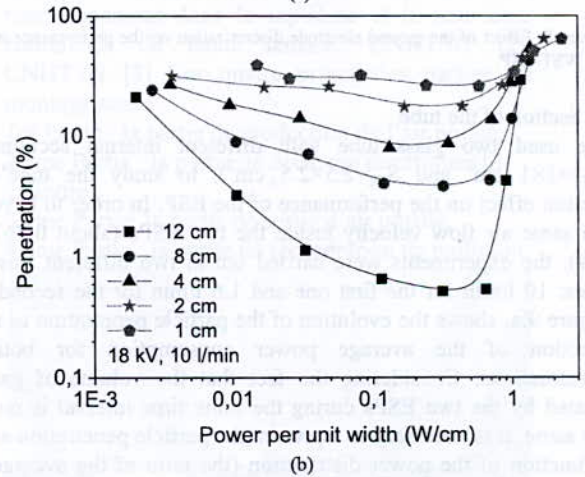
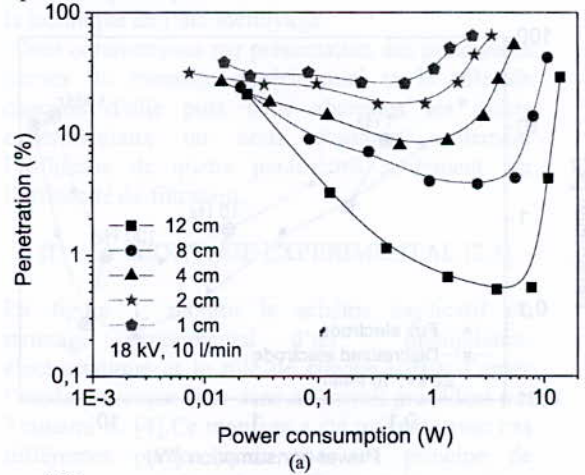


Figure 6. Effect of the ground electrode width on the particle penetration of the WST-ESP.

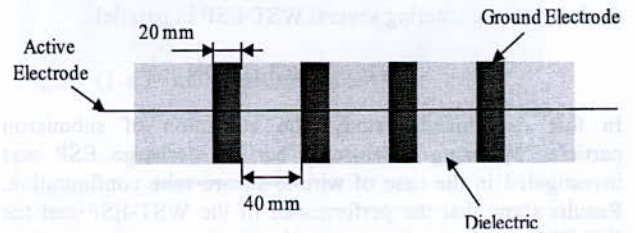


Figure 7. Side view of the WST-ESP with discretized ground electrode.

Figure 8, shows the effect of the ground electrode discretization on the performance of the WST-ESP. The new ground electrode shape improves the efficiency of the WST-ESP at the same input power. This could be the effect of the

### 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 :

$$u = k \cdot v$$

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 ( $\varphi = 0.5\text{mm}$ ), joue le rôle d'une électrode de décharge alimentée par une haute tension. Pour la filtration en courant continu, 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  $\alpha = 290$  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 dépoussiéré est évacué à l'extérieur.

### III. EFFICACITE DU 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 :

$$\eta = \frac{m_{pr}}{m_{pr} + m_p} \quad (1)$$

Avec :

m<sub>pr</sub> : Masse de pollution à la sortie de l'air dépoussiéré

m<sub>p</sub> : Masse de pollution à la sortie de l'air à recycler

### IV. PLANS D'EXPERIENCES

#### a) Principes et intérêts

Le principe de la technique des plans d'expériences consiste à faire varier simultanément les niveaux de un ou plusieurs facteurs (qui sont les variables, discrètes ou continues) à chaque essai. Ceci va permettre de diminuer fortement le nombre d'expériences à réaliser tout en augmentant le nombre de facteurs étudiés, en détectant les interactions entre les facteurs et les optimaux par rapport à une réponse, c'est-à-dire une grandeur utilisée comme critère et en permettant de modéliser facilement les résultats. Le point délicat dans l'utilisation des plans d'expériences sera donc de minimiser le plus possible le nombre d'expériences à mener sans sacrifier la précision sur les résultats [5].

Afin d'obtenir des informations pertinentes, une démarche méthodologique doit être suivie :

- définitions des objectifs et critères,
- définition des facteurs étudiés et du domaine expérimental,
- construction du plan d'expériences,
- expérimentation,
- analyse des résultats,
- conduite éventuelle d'essais supplémentaires,
- validation des résultats,
- conclusion de l'étude.

#### Etape A : Définition des réponses caractérisant les objectifs

On souhaite mesurer l'influence des facteurs suivants :

A : U, Niveau de la tension appliquée

B : V, Vitesse de l'air pollué (V représente l'indice de la vitesse de l'air mesurée en volts)



C : D, Distance D entre le début de la partie conique et le cylindre de sortie d'air propre  
 E : L, Longueur de la partie cylindrique de l'électrode de masse sur l'efficacité de l'ESP ( $\eta$ ).

**Etape B :** Choix des facteurs et du domaine expérimental

La détermination du domaine d'étude est étroitement liée aux connaissances initiales détenues sur le phénomène physique étudié mais également aux objectifs visés par l'expérimentation. De plus, il faut veiller à minimiser le coût de l'étude, exprimé en nombre d'essais.

Nous définissons le domaine d'étude et de validité de l'expérience menée en considérant les limites possibles pour la variation des facteurs, sur le banc et au niveau de l'ESP. Pour cela, nous nous sommes référés à l'étude préliminaire faite sur l'influence des différents paramètres. Nous rappelons dès maintenant que les résultats de l'étude ne seront valables que sur le domaine de variation des facteurs considérés. Celui-ci est le suivant :

Facteurs	Mini (niveaux bas)	Maxi (niveaux haut)
U (kV)	10	20
V (volt)	0.5	1
D (cm)	0.5	3.5
L (cm)	1.5	10

Tableau 1 : Domaine de variation des

facteurs ou domaine d'étude

Les facteurs principaux considérés dans ce plan d'expériences sont donc :: U, V, D, L.

Les facteurs fixés dans ce plan d'expérience, sont :

- type de pollution (ciment)
- la nature et le rayon de courbure de l'électrode haute tension (cuivre Ø0.5mm)
- la nature et le type de la tension appliquée (contenu polarité négatif)
- les dimensions de l'électrode de masse et l'inclinaison de la partie conique

**Etape C :** Proposition d'un modèle

Notre choix s'est porté sur les plans composites à faces centrées, pour l'étude des surfaces de réponses.

Un plan composite à faces entrées est défini par :

- un plan factoriel complet  $2^k$ ,
- $n_0$  répétitions au centre du domaine expérimental, dédiées à l'analyse statistique.
- deux points en étoiles par paramètre et positionnées sur les axes de chacun de ceux-ci. Ces points contribuent à l'évaluation des termes quadratiques du modèle polynomial, c'est-à-dire

qu'ils donnent des informations sur la courbure de la surface de réponse.

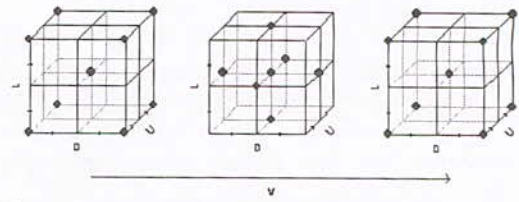


Figure 2 : Point expérimentaux du plan composite à faces centrées à quatre facteurs

Le nombre total d'essais devant être menés, N, va dépendre du nombre de facteurs k étudiés et du nombre de répétitions au centre du domaine,  $n_0$  :

$$N = 2^k + 2.k + n_0 \quad (2)$$

N	L	D	U	V	efficacité de l'ESP %
1	-1	-1	-1	-1	26,641
2	1	-1	-1	-1	28,13
3	-1	1	-1	-1	38,13
4	1	1	-1	-1	39,15
5	-1	-1	1	-1	52,88
6	1	-1	1	-1	65,23
7	-1	1	1	-1	61,98
8	1	1	1	-1	65,12
9	-1	-1	-1	1	31,14
10	1	-1	-1	1	32,6
11	-1	1	-1	1	39,5
12	1	1	-1	1	39,25
13	-1	-1	1	1	38,58
14	1	-1	1	1	46,21
15	-1	1	1	1	41,56
16	1	1	1	1	42,23
17	-1	0	0	0	38,33
18	1	0	0	0	53,4
19	0	-1	0	0	45,13
20	0	1	0	0	48,23
21	0	0	-1	0	36,68
22	0	0	1	0	53,45
23	0	0	0	-1	55,21
24	0	0	0	1	51,13
25	0	0	0	0	53,26
26	0	0	0	0	53,89
27	0	0	0	0	54,01

Tableau 2 : Plan composite centré pour l'étude de quatre facteurs

Les trois dernières lignes du tableau 2 correspondent à un essai au centre du domaine expérimental considéré, qui devra être répété  $n_0$  fois afin d'assurer certaines propriétés à la matrice d'expériences. Pour que celle-ci respecte la condition de précision uniforme, assurant une

variance quasi constante à l'intérieur du domaine expérimental,  
 $n_0 = 3$

Donc  $N = 2^4 + 2 \cdot 4 + 3 = 27$

Le plan utilisé est un plan composite à faces centrées permettant de modéliser l'évolution d'un critère au moyen d'une forme quadratique analytique prenant en considérations 4 paramètres.

Soit  $\beta$  le vecteur des coefficients du modèle analytique recherché. Il est défini par :

$$\beta = \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \\ \beta_{11} \\ \beta_{22} \\ \beta_{33} \\ \beta_{44} \\ \beta_{12} \\ \beta_{13} \\ \beta_{14} \\ \beta_{23} \\ \beta_{24} \\ \beta_{34} \end{pmatrix} \quad (4)$$

Posant  $x_1, x_2, x_3$  et  $x_4$  les 4 variables étudiées, l'équation du modèle est donnée par l'équation (4)

$$\text{Reponse} = \beta_0 + \sum_{i=1}^4 \beta_i \cdot x_i + \sum_{i=1}^4 \beta_{ii} \cdot x_i^2 + \sum_{i=1}^3 \left( \sum_{j=i+1}^4 \beta_{ij} \cdot x_i \cdot x_j \right) \quad (5)$$

$$\text{Reponse} = \beta_0 + \beta_1 \cdot x_1 + \beta_2 \cdot x_2 + \beta_3 \cdot x_3 + \beta_4 \cdot x_4 + \beta_{11} \cdot x_1^2 + \beta_{22} \cdot x_2^2 + \beta_{33} \cdot x_3^2 + \beta_{44} \cdot x_4^2 + \beta_{12} \cdot x_{12} + \beta_{13} \cdot x_{13} + \beta_{14} \cdot x_{14} + \beta_{23} \cdot x_{23} + \beta_{24} \cdot x_{24} + \beta_{34} \cdot x_{34} \quad (6)$$

Le nombre d'inconnues d'un polynôme de degré 2 est établi à partir de la formule suivante :

$$p = \frac{(k+2)!}{k!2!} \Rightarrow p = \frac{(4+2)!}{4!2!} = 15 \text{ inconnues} \quad (7)$$

La mise en œuvre du plan permettant de définir le vecteur des coefficients du modèle,  $\beta$ , passe alors par la définition de 3 niveaux par facteur étudié (tableau 3) et conduit à la table d'expériences donnée (table 2), en utilisant la notation de Yates (variables centrées réduites).

**Etape D : Modèles mathématiques**

**1-Estimation des coefficients du modèle**

Nous utiliserons principalement le tableur EXCEL.. L'estimation des vecteurs des coefficients des modèles mathématiques, sont obtenues au moyen d'un programme Matlab, qui donne alors une forme analytique de la surface de réponse étudiée.

**V. RESULTATS**

Donc on peut écrire le modèle mathématique comme suit :

$$\eta = -53,8226 + 2,8785 \cdot L + 14,1687 \cdot D + 10,7727 \cdot U - 23,7069 \cdot V - 0,2151 \cdot L^2 - 1,3642 \cdot D^2 - 0,1874 \cdot U^2 + 54,7292 \cdot V^2 - 0,1799 \cdot LD + 0,059 \cdot LU - 0,4994 \cdot LV - 0,2461 \cdot DU - 2,9148 \cdot DV - 4,3534 \cdot UV \quad (8)$$

Facteur	U (KV)	V (volt)	L (cm)	D (cm)
Niveau -1	10	0.5	1.5	0.5
Niveau 0	15	0.75	5.75	2
Niveau+1	20	1	10	3.5

Tableau 3.

**V-1 Analyse graphique des résultats**

Les résultats obtenus peuvent alors être représentés graphiquement afin de comparer dans un premier temps les points mesurés et les réponses estimées. Pour cela, il est nécessaire de tracer le graphe d'adéquation du modèle. Les réponses mesurées sont placées en abscisse et les réponses estimées en ordonnée, figure (3). Si le nuage de points est aligné sur la droite d'équation  $y = x$ , la qualité descriptive du modèle sera a priori plutôt bonne. La figure (3) donne le graphe d'adéquation de notre modèle.

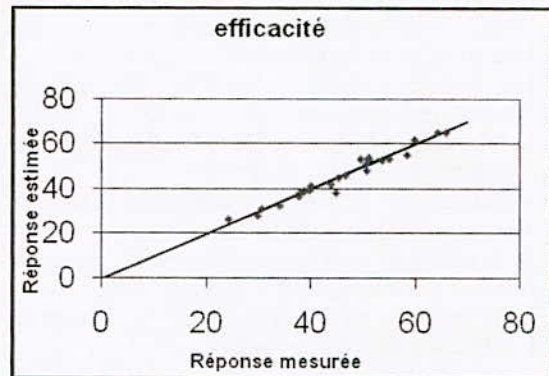


Figure (3) : graphe d'adéquation du modèle

La qualité descriptive du modèle est ici illustrée mais une deuxième analyse de variance va permettre de vérifier cette conclusion.

**3-2 Analyse statistique du modèle :**

L'équation du modèle empirique n'est qu'une approximation de la réalité. L'estimation des coefficients du modèle polynomial du second degré s'appuie sur des résultats d'essais qui sont, pour chacun des traitements du plan d'expériences, des

valeurs particulières d'une variable aléatoire. La mise en œuvre de tests statistiques doit permettre de porter un jugement sur les résultats obtenus, à savoir un modèle décrivant la variation de la réponse dans le domaine expérimental. Cette étape de l'analyse statistique aboutit à la construction du tableau d'analyse de régression et à la détermination de la qualité descriptive du modèle. L'analyse de régression consiste à expliquer la variation totale de la réponse définie à partir de la somme des carrées des écarts entre les résultats d'essais et leur moyenne :

L'analyse statistique du modèle dans sa globalité se poursuit par la construction d'un test statistique, qui consiste à affirmer que le modèle ne permet pas de décrire la  $\alpha$  égal à 5% :

Le tableau d'analyse de régression (Tableau 4) regroupe les différentes étapes permettant d'aboutir au calcul de cette probabilité.

Le tableau d'analyse de régression permet d'aboutir immédiatement au calcul du coefficient de détermination  $R^2$ ,  $R^2$  ajusté et  $Q^2$ :

la qualité descriptive du modèle va être évaluée au moyen des coefficients de détermination,  $R^2$  et  $R^2$  ajusté. et  $Q^2$  Ceux-ci prennent les valeurs suivantes :

	$R^2$	$R^2$ Adj	$Q^2$
efficacité	0,959	0,910	0,814

Tableau (4) : coefficients de détermination de la qualité descriptive du modèle

Avec les coefficients  $R^2$  et  $R^2$ adj > 0.9 proche de l'unité, une bonne qualité descriptive est assurée. On peut donc dire que les modèles obtenus pourront servir à prédire les valeurs des réponses et avec les valeurs du facteur de détermination  $R^2$  sont très proches de 1, ce qui reflète la bonne qualité du modèle. De même, les valeurs du coefficient de détermination ajusté indiquent que le modèle postulé est aussi bien ajusté.

Au même titre que l'on a défini précédemment la qualité descriptive du modèle, il est possible de définir maintenant la qualité prédictive du modèle à partir du coefficient  $Q^2$ , plus sa valeur est proche de l'unité, une bonne qualité descriptive est assurée. On peut donc dire que les deux modèles obtenus ont une bonne qualité descriptive.

Une autre étape de l'analyse statistique du modèle concerne l'analyse statistique des coefficients basée sur le test statistique  $\langle\langle t_i \rangle\rangle$  de Student :

Le test utilisé est le test « t » de Student. Un effet sera dit significatif (c'est-à-dire que la variable ou l'interaction qui lui est associée a une influence sur la réponse), s'il est, pour un risque donné, significativement différent de 0. On testera donc l'hypothèse [5]:

$$H_0 = \langle\langle a_i = 0 \rangle\rangle$$

contre l'hypothèse :

$$H_1 = \langle\langle a_i \neq 0 \rangle\rangle \tag{9}$$

Pour cela, on calcule :

$$t_i = \frac{|a_i|}{s_i} \tag{10}$$

La table de Student donne pour un risque  $\alpha = 5\%$

$$t_{critique} = t(0.05, 12) \Rightarrow t_{critique} = 2,179 \tag{11}$$

$$t_{critique} = t(0.05, 12) \Rightarrow t_{critique} = 2,179 \tag{12}$$

Un effet sera donc significatif au risque de 5% s'il son "ti" et supérieur à 2,179.

On obtient le tableau suivant :

Variable	effet	ti	Résultat
Const		t0 = 83,055	significatif
L	17,3354	t1 = 3,847	significatif
D	-10,8836	t2 = 4,392	significatif
U	-9,36885	t3 = 14,095	significatif
V	-7,80789	t3 = 6,349	significatif
L <sup>2</sup>	-7,76883	t11 = 6,317	significatif
D <sup>2</sup>	6,84115	t22 = 4,992	significatif
U <sup>2</sup>	-6,13885	t33 = 7,618	significatif
V <sup>2</sup>	5,401	t44 = 5,563	significatif
L.D	4,731	t12 = 1,865	Non significatif
L.U	-3,69113	t13 = 2,040	Non significatif
L.V	2,50888	t14 = 0,863	Non significatif
D.U	-2,29363	t23 = 3,001	significatif
D.V	-2,18612	t24 = 1,778	Non significatif
U.V	-1,06113	t34 = 8,849	significatif

Tableau (5) : Test de signification des coefficients

A partir de ce tableau, seuls les coefficients apportant une qualité descriptive au modèle seront conservés, ce qui revient à rejeter les coefficients des variables L.D, L.U, L.V et D.V

En conclusion, un modèle simplifié peut être proposé pour exprimer l'efficacité de l'ESP en fonction des paramètres significatifs :

$$\eta = -53,8226 + 2,8785.L + 14,1687.D + 10,7727.U - 23,7069.V - 0,2151.L^2 - 1,3642.D^2 - 0,1874.U^2 + 54,7292.V^2 - 0,2461.DU - 4,3534.UV \tag{13}$$

**Etape E : Validation du modèle**

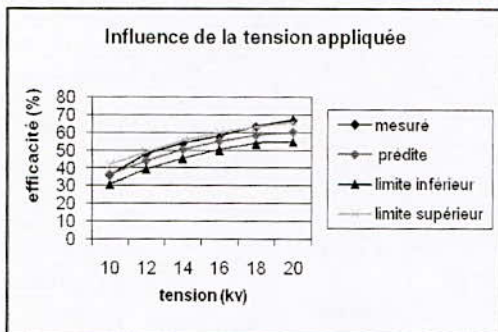
La validation des résultats donnés par le modèle consiste à vérifier si les hypothèses retenues au départ du plan d'expériences sont bien vérifiées. La validation peut être réalisée en effectuant un essai complémentaire en dehors des essais du plan d'expériences pour valider le modèle de comportement obtenu par le plan d'expériences.

Dans notre cas d'étude, nous avons pris les essais faites pour l'étude de l'Influence des paramètres en dehors des essais du plan d'expériences. Les résultats de ces essais sont comparés avec des résultats obtenus par le model mathématique (figures (4 -a,b,c,d)).

**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 4-a.



Figures (4 -a). Variation de l'efficacité de collection en fonction de la tension appliqué

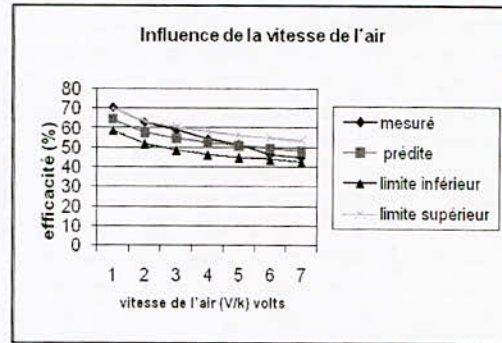
La valeur du potentiel électrique appliqué aux électrodes ionisantes a des effets importants sur l'efficacité de filtration.

La figure (4-a) montre que l'augmentation du potentiel électrique conduit à une amélioration de l'efficacité de filtration a 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.

**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-b).



Figures (4 -b) Influence de la vitesse de l'air sur l'efficacité.

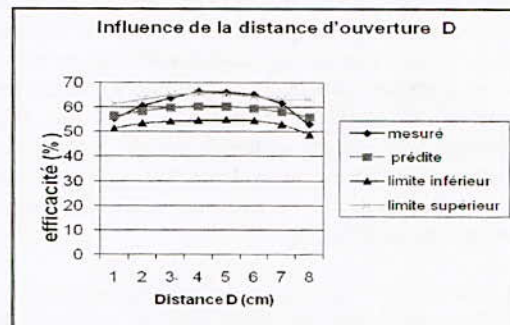
En examinant la figure (4-b), on observe que l'augmentation de la vitesse de l'air produit une baisse de l'efficacité du filtre. Ceci peut avoir plusieurs explications parmi lesquelles on retient les suivantes :

- la vitesse moyenne d'écoulement gazeux est en relation directe avec la force exercée sur les particules de pollution qui tend à la diriger parallèlement à l'axe central et par conséquent vers la sortie de l'air propre qui peut avoir des effets négatifs sur l'efficacité. Conséquent ce changement devient un paramètre important à étudier.

**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 20KV, la longueur L=10 cm, indice de la vitesse de l'air égale à 0.6 volts.

Nous obtenons les courbes de la figure (4-c).



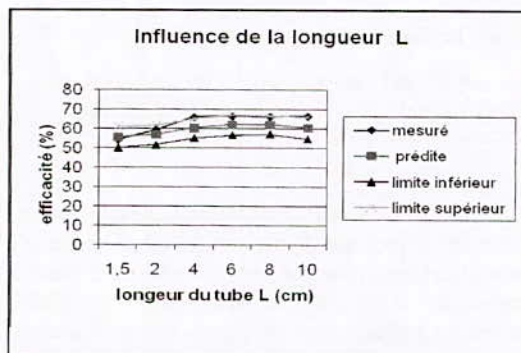
Figures (4 -c). Influence de la distance D (cm) sur l'efficacité de filtration

A partir de la figure (4-c), Nous constatons dans la 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.

#### 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 de la figure (4-d).



Figures (4-d) influence de la longueur L sur efficacité de collection..

La figure (4-d) 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.

L'intervalle entre la limite supérieure et la limite inférieure est appelé intervalle de confiance (ou zone de confiance). Une estimation par intervalle de confiance sera d'autant meilleure que l'intervalle sera petit pour un coefficient de confiance grand.

Nous avons tracé l'intervalle de confiance de la réponse théorique avec un coefficient de confiance  $\alpha = 0.05$

En tenant compte des conditions expérimentales dans lesquelles nous avons travaillé et des approximations que nous avons faites dans le modèle numérique, nous pouvons dire que les résultats obtenus sont satisfaisants, et nous remarquons que les résultats expérimentales sont bien compris dans l'intervalle de confiance à 5% d'erreur.

#### VI. CONCLUSION

Les résultats expérimentaux ont montré que la méthode des plans d'expériences est un outil utile à la recherche des paramètres influents sur l'objectif fixé et à l'optimisation.

La méthodologie des plans d'expériences a donné des indications sur les effets des différents facteurs. Elle consiste dans un premier temps à faire une recherche des paramètres influents sur l'objectif fixé. Pour cela, l'utilisation de la méthode des surfaces de réponse s'avère d'une grande efficacité, car elle permet de classer l'effet des paramètres par

ordre d'importance. L'étude sur les effets des facteurs a permis, d'une part de restreindre et de choisir les paramètres du modèle recherché et d'autre part de définir les bornes de l'univers du discours pour chacun de ceux-ci. Un modèle présentant une bonne description du système étudié a ainsi pu être définie, et a conduit à une amélioration des performances du système.

#### VII. 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, T. Benaissa, H. benamar, S. Flazi « Essais Expérimentaux dans un Précipitateur Autonettoyant pour Dépolluer l'Air de Particules Solides » CNHT'09 Sidi-Bel-Abbes.
- [4] 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.
- [5] 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
- [6] Axel VINCENT, « Conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents marqués par un isotope » Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie CURIE PARIS (2002)
- [7] Bouchra WAHDAME, "Analyse et optimisation du fonctionnement de piles à combustible par la méthode des plans d'expériences" Thèse de doctorat de l'Université de technologie de Belfort Montbeliard et de l'université de Franche-Comte, 2006
- [8] Ricco Rakotomalala, "Pratique de la Régression Linéaire Multiple Diagnostic et sélection de variables », Université Lumière Lyon 2, 2007
- [9] Stéphane VIVIER, « Stratégies d'optimisation par la méthode des plans d'expériences et Application aux dispositifs électrotechniques modélisés par éléments finis »

# Association Et Optimisation De Deux Nouveaux Procèdes De Chargement Triboélectrique Et De Séparation Electrostatique Pour Les Particules Isolantes

Miloudi. M\*\*, Medles. K\*, Aksa. W\*, Tilmatine. A\*, Brahami. M\*, Dascalescu. L\*\*

\*Electrostatics and High Voltage Research Unit IRECOM, University Djillali Liabès Sidi Bel Abbès 22000, Algeria

\*\*Electrostatics of Dispersed Media Research Unit, LEA, University of Poitiers, Angoulême 16021, France

E-mail: miloudi.mohamed67@gmail.com, kmedles@univ-sba.dz

**Abstract—** The main objective of this paper is to model and optimize the electrode configuration and operation of a separator pads used in conjunction with a new tribo-charging device aerodynamics. The following control variables were considered for optimization: (i) the distance between the axis of the high voltage electrode and the surface of the electrode pads connected to the land, (ii) the angular position of the high voltage electrode with respect to the horizontal plane, (iii) the level of high voltage.

**Keywords—** Separation - tribo-electrostatic - experimental design

**Résumé—** L'objectif principal de cet article est de modéliser et d'optimiser la configuration des électrodes et le fonctionnement d'un séparateur à tapis utilisé conjointement avec un nouveau dispositif de charge tribo-aérodynamique. Les variables de contrôle suivantes ont été envisagées pour l'optimisation: (i) la distance entre l'axe de l'électrode haute tension et la surface de l'électrode tapis liée à la terre; (ii) la position angulaire de l'électrode haute tension par rapport au plan horizontal; (iii) le niveau de la haute tension.

**Mots clés—** Séparation - électrostatique - triboélectricité - plan d'expérience

## I- INTRODUCTION

La multiplication des mesures réglementaires de l'union européenne, associée aux règles concernant la valorisation des déchets du aux produits électriques et informatiques, constitue une stratégie intégrée permettant une utilisation soutenable des ressources naturelles. [1]

Actuellement, la séparation électrostatique des particules conductrices et isolantes est bien maîtrisée. Il reste cependant du travail à faire en ce qui concerne le tri des particules isolantes provenant des produits informatiques (ABS: Acrylonitrile Butadiène Styène, HIPS: High Impact Polystyrène et PC: Polycarbonate). Les procédés actuels de séparation électrostatique sont loin d'être si efficaces que pour les particules conductrices. [2,3]

L'objectif principal de notre travail est la mise en œuvre d'un procédé de séparation électrostatique à base d'un tapis roulant à bande conductrice liée à la masse pour la récupération des produits granulaires issues du broyage des carcasses des équipements électriques et informatiques pour le recyclage dont l'ABS constitue environ 30% de l'ensemble de la matière totale.

Par ailleurs, ce procédé est basé sur l'utilisation d'un tapis roulant à bande conductrice liée à la masse et à l'extrémité de la bande on place une électrode haute tension, possédant des degrés de liberté longitudinale, transversale et axiale et en bas du tapis on dispose de bacs de récupération. L'ensemble du dispositif est multifactoriel et nécessite beaucoup d'expériences pour optimiser le rendement, car les différents facteurs interagissent entre eux. Pour cette raison, la méthodologie des plans d'expériences s'est avéré un outil efficace pour l'optimisation du procédé. [4,5]

## II. PRESENTATION DU SEPARATEUR A TAPIS ROULANT

Le dispositif réalisé au niveau du laboratoire IRECOM de sidi bel abbès, est constitué d'un tapis roulant à bande conductrice lié à la masse, de trois bacs de récupération des produits séparés (ABS blanc, HIPS noir et le produit mixte) et d'une électrode elliptique de haute tension continue (voir figure 1).

L'entraînement du tapis est assuré par un moteur à courant continu alimenté par une source de tension variable, ce dernier est couplé directement sur le galet du tapis roulant.

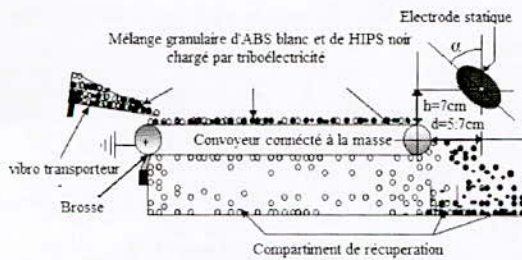


Figure 1 : vue synoptique du séparateur à tapis roulant

#### a- Principe de fonctionnement du dispositif et déroulement des expériences

Dans une première phase on charge le mélange granulaire (HIPS noir et ABS blanc) par un autre dispositif de chargement par triboélectricité (dispositif fluide aérodynamique) qui avait fait le sujet de traitement et d'optimisation dans une étude antérieure (voir figure 2).

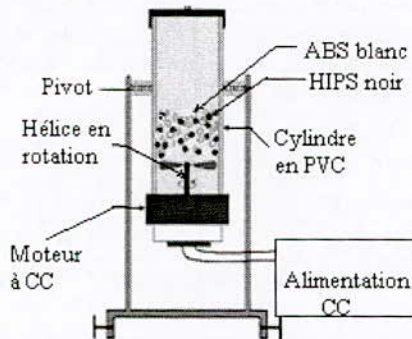


Figure 2 : nouveau dispositif de chargement par triboélectricité.

Ensuite on étale le produit sur la bande conductrice du tapis roulant suivi par l'application d'une haute tension continu à travers l'électrode statique et on met en marche le moteur d'entraînement (voir figure 1).

La démarche de notre travail est basée sur la stratégie suivante : [6]

Choix des facteurs influents sur le processus de la séparation.

Identification de l'intervalle de variation des différents facteurs.

Détermination du point de fonctionnement optimal.

Vérification de la fiabilité du point de fonctionnement optimal.

Suite à plusieurs contraintes mécaniques et sécuritaires (surtout le claquage) pour l'utilisation de ce nouveau procédé ; on s'est jugé de fixer l'électrode haute tension à une hauteur fixe de 7 centimètre par rapport au plan du tapis avec une inclinaison «  $\alpha$  » variant de  $20^\circ$  à  $60^\circ$  du grand axe de l'ellipse par rapport à la verticale avec un degré de liberté de rapprochement vers la bande du tapis de 5 à 7 centimètres (voir figure 1).

### III- CHOIX DES FACTEURS INFLUENTS SUR LE PROCESSUS DE LA SÉPARATION

La difficulté de commande et de réglage des paramètres de l'électroséparateur réside dans le fait que la séparation électrostatique est un processus multifactoriel interdépendant, il est donc très important de formuler l'ensemble des paramètres qui ont une grande influence sur les critères de performance du dispositif.

Les différents paramètres variables du séparateur électrostatique à tapis roulant sont principalement :

- La tension appliquée «  $U$  » à l'électrode statique (elliptique).
- La position angulaire «  $\alpha$  » de l'électrode statique.
- La position radiale «  $d$  » de l'électrode statique par rapport à l'extrémité du tapis.

Par contre la vitesse de déplacement du tapis liée à la vitesse d'entraînement du moteur a été fixé dès le début des manipulations et cela suite à beaucoup de difficultés techniques sur ce prototype, l'obtention d'une vitesse constante s'est avérée très difficile sauf pour une valeur de 15tr/min ; qu'on a jugé quelle sera la vitesse utilisée pour toutes les expériences.

Sachant que tous les essais ont été effectués dans les mêmes conditions climatiques de température et d'humidité qui étaient respectivement comprises entre  $15$  à  $20^\circ\text{C}$  et entre  $35\%$  à  $50\%$ .

Nous avons utilisé un seul type de mélange pour tous les essais, de masse de 10g composé de 50 % HIPS noir et 50 % ABS blanc.

Il est à signaler que la démarche de nos expériences dans ce document consiste à :

- Effectuer pour chaque expérience deux mesures et prendre la valeur moyenne.
- déterminer toutes les variables mises en jeu qui ont une influence directe sur la séparation électrostatique; ensuite on fait varier une seule variable à la fois tout en fixant les autres facteurs et voir son influence sur le système.

Suit à plusieurs essais préliminaires effectués sur ce procédé, on a s'est fixé sur la plage de variation de ces variables donnant ainsi un rendement meilleur de séparation électrostatique.

#### a- Influence de la tension appliquée à l'électrode statique (elliptique)

Nous avons étudié l'influence de la haute tension appliquée à l'électrode statique en la faisant varier de 5kV à 25kV, pour :

Une position radiale de l'électrode statique  $d = 7$  cm, une vitesse d'entraînement du moteur de 15tr/min et une inclinaison de l'électrode statique d'un angle  $\alpha = 30^\circ$  ; on a obtenu les résultats suivants :

Tension (KV)	5	10	15	18	20	25
HIPS noir(g)	0,51	4,71	4,84	4,23	4,81	4,63
Mixte (g)	7,7	2,52	0,79	0,97	0,56	0,34
ABS blanc(g)	1,8	2,8	4,47	4,78	4,6	4,95

Tableau 1 : séparation électrostatique avec variation de la haute tension

Pour ces essais (voir figure 3), la séparation est composée de deux parties distinctes, l'une dans l'intervalle [5 kV, 10kV] ou la masse du produit mixte chute d'une façon considérable et la masse du HIPS noir et de l'ABS blanc croit progressivement.

Dans le deuxième intervalle [10 kV, 25 kV], la masse du HIPS noir et de l'ABS blanc dépassent considérablement celle du produit mixte qui continu à décroître, ce qui arrange notre objectif.

Il a été constaté qu'à partir de 20 kV, les particules touchent l'électrode et des fois se collent contre elle ; pour cette raison, on fixera la tension de l'électrode à 15 kV dans la suite des expériences pour éviter ce désagrément qui nuira le fonctionnement de notre installation.

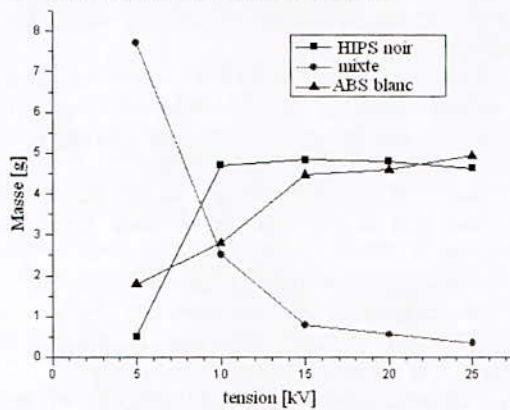


Figure 3: courbe de variation des masses de récupération en fonctions de la tension

b- Influence de la position angulaire «  $\omega$  » de l'électrode statique.

Après avoir fixé la vitesse de rotation du moteur à 15 tr/min et la tension à 15 kV, on a fait varier l'inclinaison de l'électrode entre 20° et 60° et les résultats sont groupés dans le tableau 2.

Alpha	20°	30°	40°	50°	60°
HIPS noir(g)	4,8	4,72	5,04	5,1	5,13
Mixte (g)	0,65	0,57	0,88	0,96	0,72
ABS blanc(g)	4,61	4,79	4,01	3,88	4,04

Tableau 2 : séparation avec variation de l'angle d'inclinaison de l'électrode

Pour alpha varia de 20° à 30°, les masses du HIPS noir et d'ABS blanc s'approche de 5 g par contre la masse du produit mixte atteint son minimum pour alpha avoisinant les 30° et spécialement en ce point l'ABS blanc prend sa valeur maximale ; ce qui nous conduira dans la suite des expériences à fixer

l'inclinaison de l'électrode statique à cette valeur (30°).

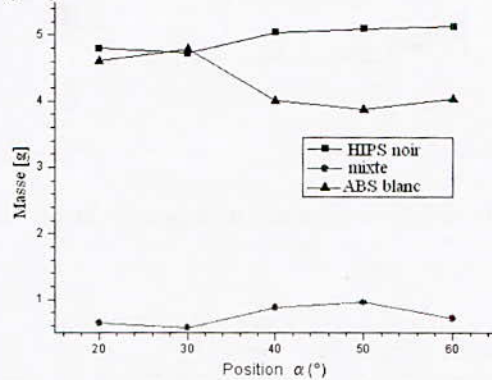


Figure 4 : courbe de séparation en fonction de «  $\alpha$  »

c- Influence de la position radiale « d » de l'électrode statique par rapport à l'extrémité du tapis

Afin d'examiner l'influence de la distance « d », nous avons fait trois essais pour 5, 6 et 7 cm. On a opté seulement pour trois valeurs pour des raisons de sécurité (éviter le court-circuit entre électrode et châssis métallique du tapis).

Distance d (cm)	5	6	7
Masse HIPS noir(g)	4,73	4,95	4,97
Masse Mixte (g)	0,59	0,49	1,65
Masse ABS blanc(g)	4,64	4,53	3,34

Tableau 3 : électroséparation avec variation de la distance « d »

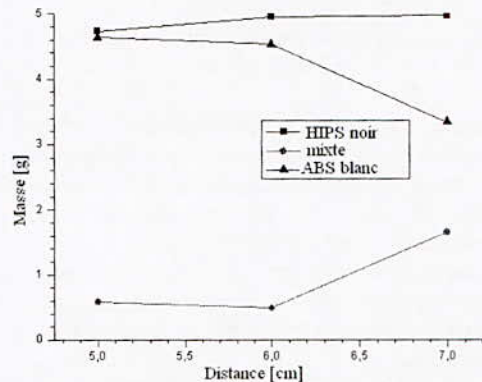


Figure 5 : courbe de séparation en fonction de la variation de « d »

Quand la distance varie entre 5 cm et 6 cm, la variation de la masse des trois produits n'est pas très sensible ; par contre au de la de 6 cm le procédé perd de sa qualité de séparation suite à une diminution de masse de L'ABS blanc et par conséquent l'augmentation de masse du mixte.

Dans la suite des expériences la distance « d » sera fixé à 6 cm.



C : D, Distance D entre le début de la partie conique et le cylindre de sortie d'air propre  
 E : L, Longueur de la partie cylindrique de l'électrode de masse sur l'efficacité de l'ESP ( $\eta$ ).

**Etape B :** Choix des facteurs et du domaine expérimental

La détermination du domaine d'étude est étroitement liée aux connaissances initiales détenues sur le phénomène physique étudié mais également aux objectifs visés par l'expérimentation. De plus, il faut veiller à minimiser le coût de l'étude, exprimé en nombre d'essais.

Nous définissons le domaine d'étude et de validité de l'expérience menée en considérant les limites possibles pour la variation des facteurs, sur le banc et au niveau de l'ESP. Pour cela, nous nous sommes référés à l'étude préliminaire faite sur l'influence des différents paramètres. Nous rappelons dès maintenant que les résultats de l'étude ne seront valables que sur le domaine de variation des facteurs considérés. Celui-ci est le suivant :

Facteurs	Mini (niveaux bas)	Maxi (niveaux haut)
U (kV)	10	20
V (volt)	0.5	1
D (cm)	0.5	3.5
L (cm)	1.5	10

Tableau 1 : Domaine de variation des

facteurs ou domaine d'étude

Les facteurs principaux considérés dans ce plan d'expériences sont donc :: U, V, D, L.

Les facteurs fixés dans ce plan d'expérience, sont :

- type de pollution (ciment)
- la nature et le rayon de courbure de l'électrode haute tension (cuivre Ø0.5mm)
- la nature et le type de la tension appliquée (contenu polarité négatif)
- les dimensions de l'électrode de masse et l'inclinaison de la partie conique

**Etape C :** Proposition d'un modèle

Notre choix s'est porté sur les plans composites à faces centrées, pour l'étude des surfaces de réponses.

Un plan composite à faces entrées est défini par :

- un plan factoriel complet  $2^k$ ,
- $n_0$  répétitions au centre du domaine expérimental, dédiées à l'analyse statistique.
- deux points en étoiles par paramètre et positionnées sur les axes de chacun de ceux-ci. Ces points contribuent à l'évaluation des termes quadratiques du modèle polynomial, c'est-à-dire

qu'ils donnent des informations sur la courbure de la surface de réponse.

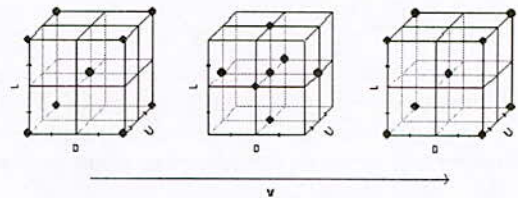


Figure 2 : Point expérimentaux du plan composite à faces centrées à quatre facteurs

Le nombre total d'essais devant être menés, N, va dépendre du nombre de facteurs k étudiés et du nombre de répétitions au centre du domaine,  $n_0$  :

$$N = 2^k + 2.k + n_0 \tag{2}$$

N	L	D	U	V	efficacité de l'ESP %
1	-1	-1	-1	-1	26,641
2	1	-1	-1	-1	28,13
3	-1	1	-1	-1	38,13
4	1	1	-1	-1	39,15
5	-1	-1	1	-1	52,88
6	1	-1	1	-1	65,23
7	-1	1	1	-1	61,98
8	1	1	1	-1	65,12
9	-1	-1	-1	1	31,14
10	1	-1	-1	1	32,6
11	-1	1	-1	1	39,5
12	1	1	-1	1	39,25
13	-1	-1	1	1	38,58
14	1	-1	1	1	46,21
15	-1	1	1	1	41,56
16	1	1	1	1	42,23
17	-1	0	0	0	38,33
18	1	0	0	0	53,4
19	0	-1	0	0	45,13
20	0	1	0	0	48,23
21	0	0	-1	0	36,68
22	0	0	1	0	53,45
23	0	0	0	-1	55,21
24	0	0	0	1	51,13
25	0	0	0	0	53,26
26	0	0	0	0	53,89
27	0	0	0	0	54,01

Tableau 2 : Plan composite centré pour l'étude de quatre facteurs

Les trois dernières lignes du tableau 2 correspondent à un essai au centre du domaine expérimental considéré, qui devra être répété  $n_0$  fois afin d'assurer certaines propriétés à la matrice d'expériences. Pour que celle-ci respecte la condition de précision uniforme, assurant une

variance quasi constante à l'intérieur du domaine expérimental,

$$n_0 = 3$$

$$\text{Donc } N = 2^4 + 2 \cdot 4 + 3 = 27$$

Le plan utilisé est un plan composite à faces centrées permettant de modéliser l'évolution d'un critère au moyen d'une forme quadratique analytique prenant en considérations 4 paramètres.

Soit  $\beta$  le vecteur des coefficients du modèle analytique recherché. Il est défini par :

$$\beta = \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \\ \beta_{11} \\ \beta_{22} \\ \beta_{33} \\ \beta_{44} \\ \beta_{12} \\ \beta_{13} \\ \beta_{14} \\ \beta_{23} \\ \beta_{24} \\ \beta_{34} \end{pmatrix} \quad (4)$$

Posant  $x_1, x_2, x_3$  et  $x_4$  les 4 variables étudiées, l'équation du modèle est donnée par l'équation (4)

$$\text{Reponse} = \beta_0 + \sum_{i=1}^4 \beta_i \cdot x_i + \sum_{i=1}^4 \beta_{ii} \cdot x_i^2 + \sum_{i=1}^3 \left( \sum_{j=i+1}^4 \beta_{ij} \cdot x_i \cdot x_j \right) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \text{Reponse} = & \beta_0 + \beta_1 \cdot x_1 + \beta_2 \cdot x_2 + \beta_3 \cdot x_3 + \beta_4 \cdot x_4 + \beta_{11} \cdot x_1^2 \\ & + \beta_{22} \cdot x_2^2 + \beta_{33} \cdot x_3^2 + \beta_{44} \cdot x_4^2 + \beta_{12} \cdot x_{12} + \beta_{13} \cdot x_{13} \\ & + \beta_{14} \cdot x_{14} + \beta_{23} \cdot x_{23} + \beta_{24} \cdot x_{24} + \beta_{34} \cdot x_{34} \end{aligned} \quad (6)$$

Le nombre d'inconnues d'un polynôme de degré 2 est établi à partir de la formule suivante :

$$p = \frac{(k+2)!}{k!2!} \Rightarrow p = \frac{(4+2)!}{4!2!} = 15 \text{ inconnues} \quad (7)$$

La mise en œuvre du plan permettant de définir le vecteur des coefficients du modèle,  $\beta$ , passe alors par la définition de 3 niveaux par facteur étudié (tableau 3) et conduit à la table d'expériences donnée (table 2), en utilisant la notation de Yates (variables centrées réduites).

**Etape D : Modèles mathématiques**

**1-Estimation des coefficients du modèle**

Nous utiliserons principalement le tableur EXCEL.. L'estimation des vecteurs des coefficients des modèles mathématiques, sont obtenues au moyen d'un programme Matlab, qui donne alors une forme analytique de la surface de réponse étudiée.

**V. RESULTATS**

Donc on peut écrire le modèle mathématique comme suit :

$$\eta = -53,8226 + 2,8785 \cdot L + 14,1687 \cdot D + 10,7727 \cdot U - 23,7069 \cdot V - 0,2151 \cdot L^2 - 1,3642 \cdot D^2 - 0,1874 \cdot U^2 + 54,7292 \cdot V^2 - 0,1799 \cdot LD + 0,059 \cdot LU - 0,4994 \cdot LV - 0,2461 \cdot DU - 2,9148 \cdot DV - 4,3534 \cdot UV \quad (8)$$

Facteur	U (KV)	V (volt)	L (cm)	D (cm)
Niveau -1	10	0.5	1.5	0.5
Niveau 0	15	0.75	5.75	2
Niveau+1	20	1	10	3.5

Tableau 3.

**V-1 Analyse graphique des résultats**

Les résultats obtenus peuvent alors être représentés graphiquement afin de comparer dans un premier temps les points mesurés et les réponses estimées. Pour cela, il est nécessaire de tracer le graphe d'adéquation du modèle. Les réponses mesurées sont placées en abscisse et les réponses estimées en ordonnée, figure (3). Si le nuage de points est aligné sur la droite d'équation  $y = x$ , la qualité descriptive du modèle sera a priori plutôt bonne. La figure (3) donne le graphe d'adéquation de notre modèle.

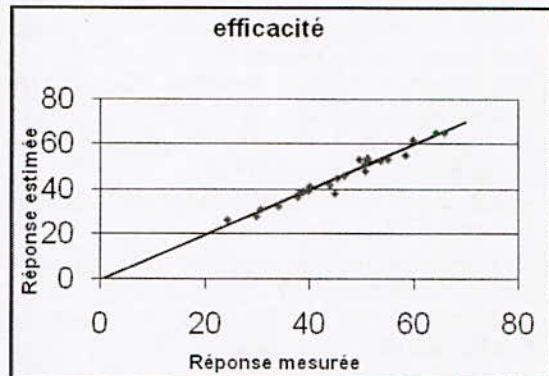


Figure (3) : graphe d'adéquation du modèle

La qualité descriptive du modèle est ici illustrée mais une deuxième analyse de variance va permettre de vérifier cette conclusion.

**3-2 Analyse statistique du modèle :**

L'équation du modèle empirique n'est qu'une approximation de la réalité. L'estimation des coefficients du modèle polynomial du second degré s'appuie sur des résultats d'essais qui sont, pour chacun des traitements du plan d'expériences, des

valeurs particulières d'une variable aléatoire. La mise en œuvre de tests statistiques doit permettre de porter un jugement sur les résultats obtenus, à savoir un modèle décrivant la variation de la réponse dans le domaine expérimental. Cette étape de l'analyse statistique aboutit à la construction du tableau d'analyse de régression et à la détermination de la qualité descriptive du modèle. L'analyse de régression consiste à expliquer la variation totale de la réponse définie à partir de la somme des carrés des écarts entre les résultats d'essais et leur moyenne :

L'analyse statistique du modèle dans sa globalité se poursuit par la construction d'un test statistique, qui consiste à affirmer que le modèle ne permet pas de décrire la  $\alpha$  égal à 5% :

Le tableau d'analyse de régression (Tableau 4) regroupe les différentes étapes permettant d'aboutir au calcul de cette probabilité.

Le tableau d'analyse de régression permet d'aboutir immédiatement au calcul du coefficient de détermination  $R^2$ ,  $R^2$  ajusté et  $Q^2$ :

la qualité descriptive du modèle va être évaluée au moyen des coefficients de détermination,  $R^2$  et  $R^2$  ajusté.  $Q^2$  Ceux-ci prennent les valeurs suivantes :

	$R^2$	$R^2$ Adj	$Q^2$
efficacité	0,959	0,910	0,814

Tableau (4) : coefficients de détermination de la qualité descriptive du modèle

Avec les coefficients  $R^2$  et  $R^2_{adj} > 0.9$  proche de l'unité, une bonne qualité descriptive est assurée. On peut donc dire que les modèles obtenus pourront servir à prédire les valeurs des réponses et avec les valeurs du facteur de détermination  $R^2$  sont très proches de 1, ce qui reflète la bonne qualité du modèle. De même, les valeurs du coefficient de détermination ajusté indiquent que le modèle postulé est aussi bien ajusté.

Au même titre que l'on a défini précédemment la qualité descriptive du modèle, il est possible de définir maintenant la qualité prédictive du modèle à partir du coefficient  $Q^2$ , plus sa valeur est proche de l'unité, une bonne qualité descriptive est assurée. On peut donc dire que les deux modèles obtenus ont une bonne qualité descriptive.

Une autre étape de l'analyse statistique du modèle concerne l'analyse statistique des coefficients basée sur le test statistique  $\langle\langle t_i \rangle\rangle$  de Student :

Le test utilisé est le test « t » de Student. Un effet sera dit significatif (c'est-à-dire que la variable ou l'interaction qui lui est associée a une influence sur la réponse), s'il est, pour un risque donné, significativement différent de 0. On testera donc l'hypothèse [5]:

$$H_0 = \langle\langle a_i = 0 \rangle\rangle$$

contre l'hypothèse :

$$H_1 = \langle\langle a_i \neq 0 \rangle\rangle \tag{9}$$

Pour cela, on calcule :

$$t_i = \frac{|a_i|}{s_i} \tag{10}$$

La table de Student donne pour un risque  $\alpha = 5\%$

$$t_{critique} = t(0.05, 12) \Rightarrow t_{critique} = 2,179 \tag{11}$$

$$t_{critique} = 2,179 \tag{12}$$

Un effet sera donc significatif au risque de 5% s'il son "ti" et supérieur à 2,179.

On obtient le tableau suivant :

Variable	effet	ti	Résultat
Const		t0 = 83,055	significatif
L	17,3354	t1 = 3,847	significatif
D	-10,8836	t2 = 4,392	significatif
U	-9,36885	t3 = 14,095	significatif
V	-7,80789	t3 = 6,349	significatif
L <sup>2</sup>	-7,76883	t11 = 6,317	significatif
D <sup>2</sup>	6,84115	t22 = 4,992	significatif
U <sup>2</sup>	-6,13885	t33 = 7,618	significatif
V <sup>2</sup>	5,401	t44 = 5,563	significatif
L.D	4,731	t12 = 1,865	Non significatif
L.U	-3,69113	t13 = 2,040	Non significatif
L.V	2,50888	t14 = 0,863	Non significatif
D.U	-2,29363	t23 = 3,001	significatif
D.V	-2,18612	t24 = 1,778	Non significatif
U.V	-1,06113	t34 = 8,849	significatif

Tableau (5) : Test de signification des coefficients

A partir de ce tableau, seuls les coefficients apportant une qualité descriptive au modèle seront conservés, ce qui revient à rejeter les coefficients des variables L.D, L.U, L.V et D.V

En conclusion, un modèle simplifié peut être proposé pour exprimer l'efficacité de l'ESP en fonction des paramètres significatifs :

$$\eta = -53,8226 + 2,8785.L + 14,1687.D + 10,7727.U - 23,7069.V - 0,2151.L^2 - 1,3642.D^2 - 0,1874.U^2 + 54,7292.V^2 - 0,2461.DU - 4,3534.UV \tag{13}$$

**Etape E : Validation du modèle**

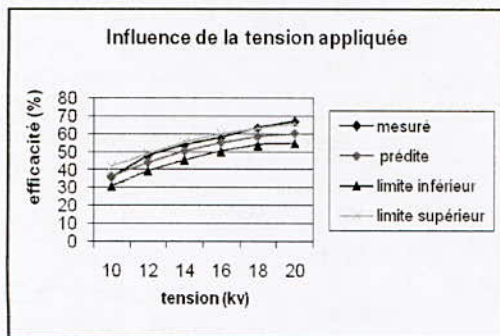
La validation des résultats donnés par le modèle consiste à vérifier si les hypothèses retenues au départ du plan d'expériences sont bien vérifiées. La validation peut être réalisée en effectuant un essai complémentaire en dehors des essais du plan d'expériences pour valider le modèle de comportement obtenu par le plan d'expériences.

Dans notre cas d'étude, nous avons pris les essais faites pour l'étude de l'Influence des paramètres en dehors des essais du plan d'expériences. Les résultats de ces essais sont comparés avec des résultats obtenus par le model mathématique (figures (4 -a,b,c,d).

**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 4-a.



Figures (4 -a). Variation de l'efficacité de collection en fonction de la tension appliqué

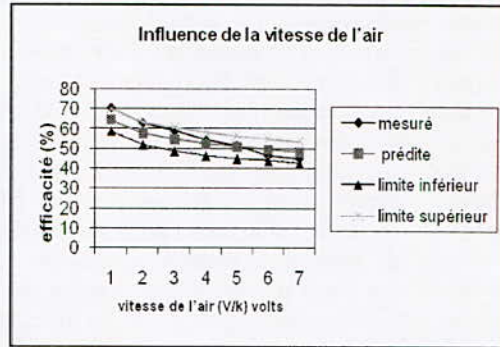
La valeur du potentiel électrique appliqué aux électrodes ionisantes a des effets importants sur l'efficacité de filtration.

La figure (4-a) montre que l'augmentation du potentiel électrique conduit à une amélioration de l'efficacité de filtration a 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.

**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-b).



Figures (4 -b) Influence de la vitesse de l'air sur l'efficacité.

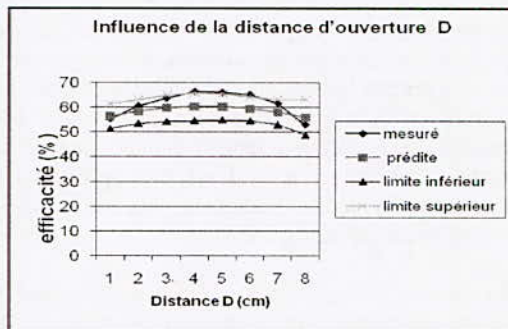
En examinant la figure (4-b), on observe que l'augmentation de la vitesse de l'air produit une baisse de l'efficacité du filtre. Ceci peut avoir plusieurs explications parmi lesquelles on retient les suivantes :

- la vitesse moyenne d'écoulement gazeux est en relation directe avec la force exercée sur les particules de pollution qui tend à la diriger parallèlement à l'axe central et par conséquent ver la sortie de l'air propre qui peut avoir des effets négatifs sur l'efficacité. Conséquent ce changement devient un paramètre important à étudier.

**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 20KV, la longueur L=10 cm, indice de la vitesse de l'air égale à 0.6 volts.

Nous obtenons les courbes de la figure (4-c).



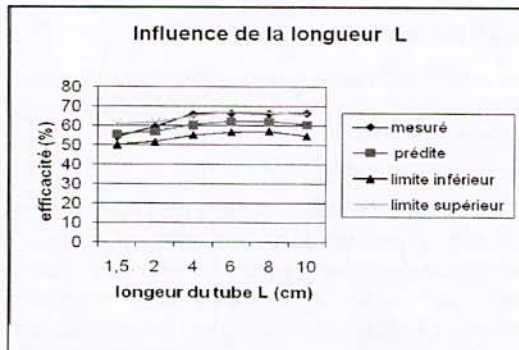
Figures (4 -c). Influence de la distance D (cm) sur l'efficacité de filtration

A partir de la figure (4-c), Nous constatons dans la 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.

#### 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 de la figure (4-d).



Figures (4-d) influence de la longueur L sur efficacité de collection..

La figure (4-d) 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.

L'intervalle entre la limite supérieure et la limite inférieure est appelé intervalle de confiance (ou zone de confiance). Une estimation par intervalle de confiance sera d'autant meilleure que l'intervalle sera petit pour un coefficient de confiance grand.

Nous avons tracé l'intervalle de confiance de la réponse théorique avec un coefficient de confiance  $\alpha = 0.05$

En tenant compte des conditions expérimentales dans lesquelles nous avons travaillé et des approximations que nous avons faites dans le modèle numérique, nous pouvons dire que les résultats obtenus sont satisfaisants, et nous remarquons que les résultats expérimentaux sont bien compris dans l'intervalle de confiance à 5% d'erreur.

#### VI. CONCLUSION

Les résultats expérimentaux ont montré que la méthode des plans d'expériences est un outil utile à la recherche des paramètres influents sur l'objectif fixé et à l'optimisation.

La méthodologie des plans d'expériences a donné des indications sur les effets des différents facteurs. Elle consiste dans un premier temps à faire une recherche des paramètres influents sur l'objectif fixé. Pour cela, l'utilisation de la méthode des surfaces de réponse s'avère d'une grande efficacité, car elle permet de classer l'effet des paramètres par

ordre d'importance. L'étude sur les effets des facteurs a permis, d'une part de restreindre et de choisir les paramètres du modèle recherché et d'autre part de définir les bornes de l'univers du discours pour chacun de ceux-ci. Un modèle présentant une bonne description du système étudié a ainsi pu être définie, et a conduit à une amélioration des performances du système.

#### VII. 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, T. Benaissa, H. benamar, S. Flazi « Essais Expérimentaux dans un Précipitateur Autonettoyant pour Dépolluer l'Air de Particules Solides » CNHT'09 Sidi-Bel-Abbes.
- [4] 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.
- [5] 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
- [6] Axel VINCENT, « Conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents marqués par un isotope » Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie CURIE PARIS (2002)
- [7] Bouchra WAHDAME, "Analyse et optimisation du fonctionnement de piles à combustible par la méthode des plans d'expériences" Thèse de doctorat de l'Université de technologie de Belfort Montbeliard et de l'université de Franche-Comte, 2006
- [8] Ricco Rakotomalala, "Pratique de la Régression Linéaire Multiple Diagnostic et sélection de variables", Université Lumière Lyon 2, 2007
- [9] Stéphane VIVIER, « Stratégies d'optimisation par la méthode des plans d'expériences et Application aux dispositifs électrotechniques modélisés par éléments finis »

# Association Et Optimisation De Deux Nouveaux Procèdes De Chargement Triboélectrique Et De Séparation Electrostatique Pour Les Particules Isolantes

Miloudi. M\*\*, Medles. K\*, Aksa. W\*, Tilmatine. A\*, Brahami. M\*, Dascalescu. L\*\*

\*Electrostatics and High Voltage Research Unit IRECOM, University Djillali Liabès Sidi Bel Abbès 22000, Algeria

\*\*Electrostatics of Dispersed Media Research Unit, LEA, University of Poitiers, Angoulême 16021, France

E-mail: miloudi.mohamed67@gmail.com, kmedles@univ-sba.dz

**Abstract**— The main objective of this paper is to model and optimize the electrode configuration and operation of a separator pads used in conjunction with a new tribo-charging device aerodynamics. The following control variables were considered for optimization: (i) the distance between the axis of the high voltage electrode and the surface of the electrode pads connected to the land, (ii) the angular position of the high voltage electrode with respect to the horizontal plane, (iii) the level of high voltage.

**Keywords**— Separation - tribo-electrostatic - experimental design

**Résumé**— L'objectif principal de cet article est de modéliser et d'optimiser la configuration des électrodes et le fonctionnement d'un séparateur à tapis utilisé conjointement avec un nouveau dispositif de charge tribo-aérodynamique. Les variables de contrôle suivantes ont été envisagées pour l'optimisation: (i) la distance entre l'axe de l'électrode haute tension et la surface de l'électrode tapis liée à la terre; (ii) la position angulaire de l'électrode haute tension par rapport au plan horizontal; (iii) le niveau de la haute tension.

**Mots clés**— Séparation - électrostatique - triboélectricité - plan d'expérience

## I- INTRODUCTION

La multiplication des mesures réglementaires de l'union européenne, associée aux règles concernant la valorisation des déchets du aux produits électriques et informatiques, constitue une stratégie intégrée permettant une utilisation soutenable des ressources naturelles. [1]

Actuellement, la séparation électrostatique des particules conductrices et isolantes est bien maîtrisée. Il reste cependant du travail à faire en ce qui concerne le tri des particules isolantes provenant des produits informatiques (ABS: Acrylonitrile Butadiène Styène, HIPS: High Impact Polystyrène et PC: Polycarbonate). Les procédés actuels de séparation électrostatique sont loin d'être si efficaces que pour les particules conductrices. [2,3]

L'objectif principal de notre travail est la mise en œuvre d'un procédé de séparation électrostatique à base d'un tapis roulant à bande conductrice liée à la masse pour la récupération des produits granulaires issues du broyage des carcasses des équipements électriques et informatiques pour le recyclage dont l'ABS constitue environ 30% de l'ensemble de la matière totale.

Par ailleurs, ce procédé est basé sur l'utilisation d'un tapis roulant à bande conductrice liée à la masse et à l'extrémité de la bande on place une électrode haute tension, possédant des degrés de liberté longitudinale, transversale et axiale et en bas du tapis on dispose de bacs de récupération. L'ensemble du dispositif est multifactoriel et nécessite beaucoup d'expériences pour optimiser le rendement, car les différents facteurs interagissent entre eux. Pour cette raison, la méthodologie des plans d'expériences s'est avéré un outil efficace pour l'optimisation du procédé. [4,5]

## II. PRESENTATION DU SEPARATEUR A TAPIS ROULANT

Le dispositif réalisé au niveau du laboratoire IRECOM de sidi bel abbés, est constitué d'un tapis roulant à bande conductrice lié à la masse, de trois bacs de récupération des produits séparés (ABS blanc, HIPS noir et le produit mixte) et d'une électrode elliptique de haute tension continue (voir figure 1).

L'entraînement du tapis est assuré par un moteur à courant continu alimenté par une source de tension variable, ce dernier est couplé directement sur le galet du tapis roulant.

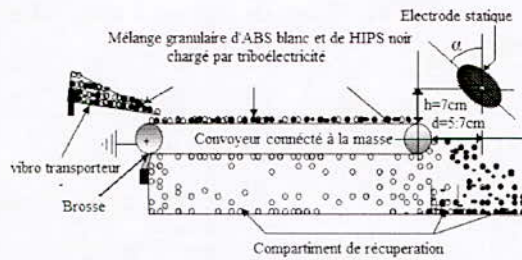


Figure 1 : vue synoptique du séparateur à tapis roulant

#### a- Principe de fonctionnement du dispositif et déroulement des expériences

Dans une première phase on charge le mélange granulaire (HIPS noir et ABS blanc) par un autre dispositif de chargement par triboélectricité (dispositif fluide aérodynamique) qui avait fait le sujet de traitement et d'optimisation dans une étude antérieure (voir figure 2).

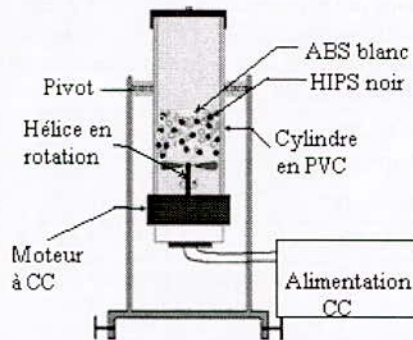


Figure 2 : nouveau dispositif de chargement par triboélectricité.

Ensuite on étale le produit sur la bande conductrice du tapis roulant suivi par l'application d'une haute tension continu à travers l'électrode statique et on met en marche le moteur d'entraînement (voir figure 1).

La démarche de notre travail est basée sur la stratégie suivante : [6]

Choix des facteurs influents sur le processus de la séparation.

Identification de l'intervalle de variation des différents facteurs.

Détermination du point de fonctionnement optimal.

Vérification de la fiabilité du point de fonctionnement optimal.

Suite à plusieurs contraintes mécaniques et sécuritaires (surtout le claquage) pour l'utilisation de ce nouveau procédé ; on s'est jugé de fixer l'électrode haute tension à une hauteur fixe de 7 centimètre par rapport au plan du tapis avec une inclinaison «  $\alpha$  » variant de  $20^\circ$  à  $60^\circ$  du grand axe de l'ellipse par rapport à la verticale avec un degré de liberté de rapprochement vers la bande du tapis de 5 à 7 centimètres (voir figure 1).

### III- CHOIX DES FACTEURS INFLUENTS SUR LE PROCESSUS DE LA SÉPARATION

La difficulté de commande et de réglage des paramètres de l'électroséparateur réside dans le fait que la séparation électrostatique est un processus multifactoriel interdépendant, il est donc très important de formuler l'ensemble des paramètres qui ont une grande influence sur les critères de performance du dispositif.

Les différents paramètres variables du séparateur électrostatique à tapis roulant sont principalement :

- La tension appliquée «  $U$  » à l'électrode statique (elliptique).
- La position angulaire «  $\alpha$  » de l'électrode statique.
- La position radiale «  $d$  » de l'électrode statique par rapport à l'extrémité du tapis.

Par contre la vitesse de déplacement du tapis liée à la vitesse d'entraînement du moteur a été fixée dès le début des manipulations et cela suite à beaucoup de difficultés techniques sur ce prototype, l'obtention d'une vitesse constante s'est avérée très difficile sauf pour une valeur de 15tr/min ; qu'on a jugé quelle sera la vitesse utilisée pour toutes les expériences.

Sachant que tous les essais ont été effectués dans les mêmes conditions climatiques de température et d'humidité qui étaient respectivement comprises entre  $15$  à  $20^\circ\text{C}$  et entre  $35\%$  à  $50\%$ .

Nous avons utilisé un seul type de mélange pour tous les essais, de masse de 10g composé de 50 % HIPS noir et 50 % ABS blanc.

Il est à signaler que la démarche de nos expériences dans ce document consiste à :

- Effectuer pour chaque expérience deux mesures et prendre la valeur moyenne.
- déterminer toutes les variables mises en jeu qui ont une influence directe sur la séparation électrostatique; ensuite on fait varier une seule variable à la fois tout en fixant les autres facteurs et voir son influence sur le système.

Suit à plusieurs essais préliminaires effectués sur ce procédé, on a s'est fixé sur la plage de variation de ces variables donnant ainsi un rendement meilleur de séparation électrostatique.

#### a- Influence de la tension appliquée à l'électrode statique (elliptique)

Nous avons étudié l'influence de la haute tension appliquée à l'électrode statique en la faisant varier de 5kV à 25kV, pour :

Une position radiale de l'électrode statique  $d = 7$  cm, une vitesse d'entraînement du moteur de 15tr/min et une inclinaison de l'électrode statique d'un angle  $\alpha = 30^\circ$ ; on a obtenu les résultats suivants :

Tension (KV)	5	10	15	18	20	25
HIPS noir(g)	0,51	4,71	4,84	4,23	4,81	4,63
Mixte (g)	7,7	2,52	0,79	0,97	0,56	0,34
ABS blanc(g)	1,8	2,8	4,47	4,78	4,6	4,95

Tableau 1 : séparation électrostatique avec variation de la haute tension

Pour ces essais (voir figure 3), la séparation est composée de deux parties distinctes, l'une dans l'intervalle [5 kV, 10kV] ou la masse du produit mixte chute d'une façon considérable et la masse du HIPS noir et de l'ABS blanc croit progressivement.

Dans le deuxième intervalle [10 kV, 25 kV], la masse du HIPS noir et de l'ABS blanc dépassent considérablement celle du produit mixte qui continu à décroître, ce qui arrange notre objectif.

Il a été constaté qu'à partir de 20 kV, les particules touchent l'électrode et des fois se collent contre elle ; pour cette raison, on fixera la tension de l'électrode à 15 kV dans la suite des expériences pour éviter ce désagrément qui nuira le fonctionnement de notre installation.

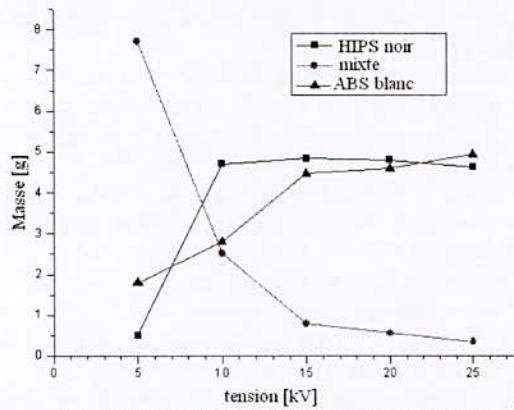


Figure 3: courbe de variation des masses de récupération en fonctions de la tension

b- Influence de la position angulaire « ω » de l'électrode statique.

Après avoir fixé la vitesse de rotation du moteur à 15 tr/min et la tension à 15 kV, on a fait varier l'inclinaison de l'électrode entre 20° et 60° et les résultats sont groupés dans le tableau 2.

Alpha	20°	30°	40°	50°	60°
HIPS noir(g)	4,8	4,72	5,04	5,1	5,13
Mixte (g)	0,65	0,57	0,88	0,96	0,72
ABS blanc(g)	4,61	4,79	4,01	3,88	4,04

Tableau 2 : séparation avec variation de l'angle d'inclinaison de l'électrode

Pour alpha varia de 20° à 30°, les masses du HIPS noir et d'ABS blanc s'approche de 5 g par contre la masse du produit mixte atteint son minimum pour alpha avoisinant les 30° et spécialement en ce point l'ABS blanc prend sa valeur maximale ; ce qui nous conduira dans la suite des expériences à fixer

l'inclinaison de l'électrode statique à cette valeur (30°).

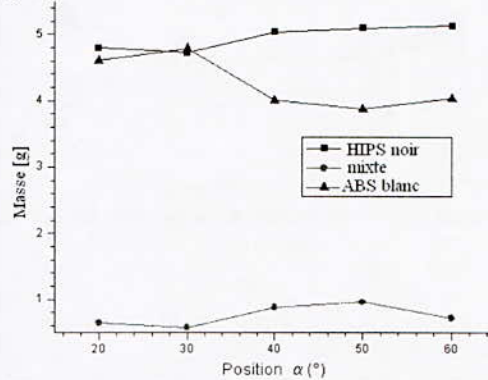


Figure 4 : courbe de séparation en fonction de « α »

c- Influence de la position radiale « d » de l'électrode statique par rapport à l'extrémité du tapis

Afin d'examiner l'influence de la distance « d », nous avons fait trois essais pour 5, 6 et 7 cm. On a opté seulement pour trois valeurs pour des raisons de sécurité (éviter le court-circuit entre électrode et châssis métallique du tapis).

Distance d (cm)	5	6	7
Masse HIPS noir(g)	4,73	4,95	4,97
Masse Mixte (g)	0,59	0,49	1,65
Masse ABS blanc(g)	4,64	4,53	3,34

Tableau 3 : électroséparation avec variation de la distance « d »

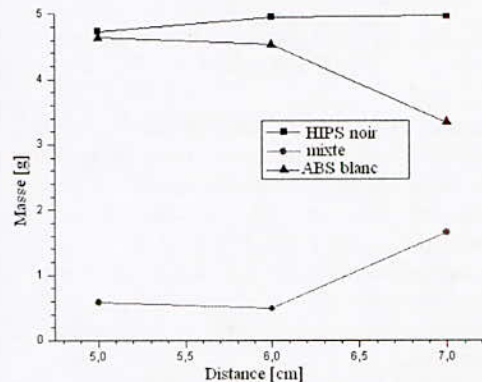


Figure 5 : courbe de séparation en fonction de la variation de « d »

Quand la distance varie entre 5 cm et 6 cm, la variation de la masse des trois produits n'est pas très sensible ; par contre au de la de 6 cm le procédé perd de sa qualité de séparation suite à une diminution de masse de L'ABS blanc et par conséquent l'augmentation de masse du mixte.

Dans la suite des expériences la distance « d » sera fixé à 6 cm.



IV. MODELISATION DES PARAMETRES DE  
L'ELECTRO - SEPARATEUR PAR LA METHODE DES  
PLANS D'EXPERIENCES

A- Choix des intervalles d'étude

Les intervalles d'étude des différents facteurs ont été choisis suivants les réponses obtenues à partir des essais préliminaires. [7]

En examinant la courbe des figures 3, 4 et 5, on constate que la masse du HIPS noir et celle de l'ABS blanc commence à se stabiliser avec une masse du produit mixte se rapprochant de son minimum, cela nous a conduit à fixer les intervalles d'étude pour les trois facteurs comme suit:

$$15 \text{ kV} \leq U \leq 25 \text{ kV} \quad (1)$$

$$5 \text{ cm} \leq d \leq 7 \text{ cm} \quad (2)$$

$$20^\circ \leq \alpha \leq 40^\circ \quad (3)$$

B- Choix du plan expérimental

Vue le nombre d'interaction entre les différents facteurs, l'emploi d'un logiciel dédié à la modélisation expérimentale des processus complexes : MODDE 5.0, de la société Umetrics sera très utile.

Après une première étude des différents facteurs qui ont une influence sur les critères de performance de l'électroséparateur, on va essayer d'établir une relation entre les grandeurs d'entrée (d,  $\alpha$ , U) et les grandeurs de sortie (masse du produit mixte, masse du HIPS noir et la masse de l'ABS blanc). Pour cela nous proposons en premier lieu le plan du premier degré et on va établir le test de validité, s'il n'est pas valide on passe par la suite au plan du deuxième degré appelé « plan composite à faces centrées » qui offre une modélisation par des surfaces de réponse (RSM), en plus du modèle mathématique.

1- Plan d'expériences complet du modèle du premier degré: Les 11 essais du plan d'expériences factoriel ont été effectués sur un matériau provenant d'un mélange contenant 50% de HIPS noir et 50% d'ABS blanc. La masse de l'échantillon est de 10g.

Après le processus de séparation, les produits sont collectés dans les 3 compartiments du séparateur (deux produits purs et un mixte). Chaque fraction a été pesée avec une balance électronique de résolution 0,01 g.

Résultats des expérimentations

Les résultats des 11 expériences sont présentés dans le tableau 4, pour une vitesse de la bande transporteuse de 15tr/min, une humidité de 38,7%, une hauteur=7cm et une température de 20,2°C.

U(kv)	d (mm)	$\alpha$ (°)	ABS (noir) (g)	Mixte (g)	ABS (blanc) (g)
15	5	20	4,26	0,46	5,2
25	5	20	4,09	0,72	5,17
15	7	20	4,23	0,81	4,9

25	7	20	4,71	0,67	4,64
15	5	40	4,77	0,29	5,02
25	5	40	4,51	0,41	5,09
15	7	40	4,49	0,7	4,84
25	7	40	4,89	0,42	4,67
20	6	30	5,02	0,38	4,6
20	6	30	4,99	0,4	4,57
20	6	30	5,03	0,39	4,61

Tableau 4. Résultats des 11 expériences du plan factoriel.

En introduisant ces résultats dans le logiciel « modde5.0 »; pour examiner la validité et l'approche du modèle; on a obtenu le résultat dans la figure 6.

Pour le modèle du premier degré, on a constaté que Le pourcentage de la variation de la réponse R2 (coefficient permettant la qualité descriptive du modèle de détermination du modèle) expliquée par le modèle et le pourcentage prédictif de la variation de la réponse du modèle Q2 (coefficient permettant de préciser la qualité prédictive du modèle), sont très écartées l'un de l'autre; de ce fait le modèle n'est pas valide, ainsi on est passé au second plan ou plan composite et examiner de nouveau sa validité et déterminer le modèle mathématiques.

2- Plan d'expériences composite et modèle de deuxième degré: L'intérêt des plans composites réside dans le fait qu'ils prennent facilement la suite d'un premier plan factoriel dont les résultats sont inexplicables par un modèle du premier degré. Il suffit d'effectuer les expériences qui correspondent aux points en étoile et de faire les calculs sur l'ensemble des expériences. Dans ce plan on doit faire 17 expériences composites.

Résultats des expérimentations

Les résultats des 17 expériences effectuées selon le plan d'expériences composite sont reportés au le tableau 5.

N°	U [kV]	d[cm]	$\alpha$ [°]	HIPS noir [g]	mixte [g]	ABS blanc [g]
1	15	5	20	4,26	0,46	5,2
2	25	5	20	4,09	0,72	5,17
3	15	7	20	4,23	0,81	4,9
4	25	7	20	4,71	0,67	4,64
5	15	5	40	4,77	0,29	5,02
6	25	5	40	4,51	0,41	5,09
7	15	7	40	4,49	0,7	4,84
8	25	7	40	4,89	0,42	4,67
9	20	6	30	4,98	0,34	4,71
10	20	6	30	5,09	0,33	4,61
11	20	6	30	4,8	0,38	4,8
12	15	5	20	4,86	0,51	4,64
13	25	5	20	4,57	0,69	4,67
14	15	7	20	4,92	0,48	4,58
15	25	7	20	5,02	0,38	4,6
16	15	5	40	4,99	0,4	4,57
17	25	5	40	5,03	0,39	4,61

Tableau5. Résultats du plan d'expérience composite

On a procédé à l'estimation des erreurs et des effets significatifs sur les trois réponses obtenues après réparation.

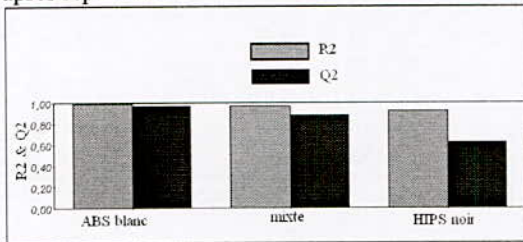


Figure 6 : vérification de la qualité du modèle avec « modde5.0 »

On élimine les effets non significatifs, on obtient ainsi, les modèles mathématiques suivants :

Pour le produit HIPS noir :

$$Y_{HIPS} = 5,02 + 0,045 * U + 0,067 * d + 0,134 * \alpha - 0,0016 * U^2 - 0,14 * d^2 + 0,104 * U * d - 0,0098 * U * \alpha - 0,037 * d * \alpha \quad (4)$$

Pour le produit ABS blanc :

$$Y_{ABS} = 4,58 - 0,039 * U - 0,139 * d - 0,034 * \alpha + ,072 * U^2 + 0,107 * d^2 + 0,04 * \alpha^2 - 0,037 * U * d + 0,018 * U * \alpha + 0,0197 * d * \alpha \quad (5)$$

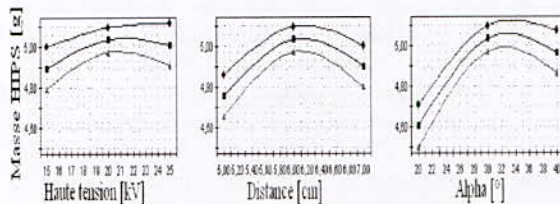


Figure 7 : modèle prédit par le logiciel « modde.5.0 » pour la variation de la masse du HIPS noir en fonction de U, d et alpha

V. VÉRIFICATION DU POINT OPTIMAL:

D'après l'analyse effectuée par le logiciel «modde5.0» de Umetrics; on trouve que la vérification de point optimale est difficile, la seule méthode consiste à maximiser la quantité du HIPS noir et ABS blanc, ce qui impliquera à minimiser la quantité du produit mixte collecté. Tenant compte des intervalles de variations de chaque facteur, le logiciel « Modde.5.0 » peut prédire le point optimal du fonctionnement selon l'objectif recherché. [8]

Tension [kV]	Distance [cm]	Alpha [°]	HIPS noir [g]	Mixte [g]	ABS blanc [g]
15,002	5,7184	33,56	5,0126	0,2942	4,7186

Tableau 6 : valeurs prédites du point optimal en fonction des variables U, d et alpha de chaque produit élaboré par le logiciel « modde.5.0 »

Ainsi le modèle nous donne un point convergeant vers un optimum du processus d'électroséparation correspondant à d=5,7184 cm,

alpha=33,56° et U=15,002 kV ; expérimentalement on a effectué des essais au tour du point optimal ; on a obtenu les résultats suivants :

Tension [kV]	Distance [cm]	Alpha [°]	HIPS noir [g]	Mixte [g]	ABS blanc [g]
25	6,2	33	5,06	0,29	4,62
17	5,87	33	5,04	0,34	4,61
15	5,8	33	4,97	0,36	4,64

Tableau 7 : résultats expérimentaux au voisinage du point optimal.

Si on compare les résultats expérimentaux

(tableau 7) et les résultats prédits par le logiciel « modde.5.0 » (tableau 6), pratiquement toutes les valeurs des masses obtenues sont dans la plage de tolérance prédite.

Pour une première mise en service d'un tel procédé d'électroséparation, on est très satisfait des résultats obtenues qui sont bien admises et nécessitent une amélioration par le développement de cette installation expérimentale.

VI. CONCLUSION :

L'électroséparateur à tapis roulant conducteur lié à la masse est un nouveau procédé demandant la mise en œuvre d'un ensemble de dispositions et de techniques pouvant le rendre encore plus exploitable dans le domaine industriel.

A travers notre étude qui est basée sur la méthode des plans d'expériences, ça nous a permis de délimiter les intervalles de variation des facteurs variables et ensuite de modéliser le rendement du séparateur en proposant un modèle mathématique qui est validé en vérifiant des critères bien définis. Les modèles obtenus ont été ensuite utilisés pour déterminer les valeurs optimales des différents facteurs et pour prédire le rendement du séparateur qui serait obtenu pour n'importe quelles valeurs des facteurs.

Les résultats obtenus sont très motivants et peuvent être perfectionnés dans le futur par l'utilisation d'une bonne bande conductrice qui a constitué une difficulté pour notre installation.

Cela ne fait que valoriser notre travail expérimental et constituera une base dans le domaine de la recherche.

L'emploi des plans d'expériences associé à l'exploitation du logiciel « modde.5.0 » s'est avérée très efficace dans ce mode expérimental minimisant le nombre d'essai à effectuer et donnant une prédiction du modèle coïncidant ou se rapprochant des résultats expérimentaux.

## RÉFÉRENCES

- [1] Yerushalmi, J. et Avidan, A., in J.F. Davidson, R. Clift and D. Harrison (eds.), Fluidization, 2nd edn., Academic Press, London, 1985, p. 225.
- [2] Iuga, A., Calin, L., Mihalcioiu, A., Dascalescu, L. "tribocharging of plastics granulates in fluidized bed device". In: journal of electrostatics, 63 (6-10), 937-942 (2005)
- [3] Calin, L., Caliap, L., Neamtu, V., Morar, L., Iuga, A., Samuala, A., Dascalescu, L. "tribocharging of granular plastic mixtures in view of electrostatic separation". In: IEEE industry applications society 40<sup>th</sup> annual meeting, 2-6 oct 2005 Hong Kong. Conference record. 2, 1435-1441 (2005).
- [4] Calin, L., M. Mihalcioiu, A. Iuga, .Dascalescu, L « fluidized bed device for plastic granules triboelectrification ». In: Particule Science and Technology 25(2) 205-211 (2007).
- [5] Amar Tilmatine, Karim Medles, Salah-Eddine Bendimerad, Fodil Boukholda and Lucien Dascalescu "Electrostatic separators of particles: Application to plastic/metal, metal/metal and plastic/plastic mixtures ". 2009. Elsevier
- [6] Medles, K.; Tilmatine, A.; Rezouga, M.; Ziane, M.; Ramdani, Y.; Bendaoud, A. "Experimental Designs Methodology And Its Application To An Electrostatic Separation Process" Materials Technology: Advanced Performance Materials, Volume 21, Number 3, September 2006 , pp. 144-147(4)
- [7] K. Medles, A. Tilmatine, F. Miloua, A. Bendaoud, M. Younes, M. Rahli, and L. Dascalescu, Set point identification and robustness testing of electrostatic separation processes. IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 43 , pp. 618-626, 2007.
- [8] Umetrics AB, MODDE 5.0. User Guide and Tutorial, Umetrics, Umea, Sweden, 1999.

## EVALUATION DU RAPPORT SIGNAL/BRUIT DU PROCÉDÉ DE LA SEPARATION ELECTROSTATIQUE

N. Hassani<sup>1</sup>, A. Tilmatine<sup>1</sup>, L. Dascalescu<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Département Electrotechnique, Université de Sidi-Bel-Abbès, Algérie.

<sup>2</sup>Laboratoire EIAA, IUT Angoulême, France.

**Résumé :** La séparation électrostatique des matériaux granulaires comme tout processus technologique est influencé par trois types de paramètres : les paramètres d'entrée, les paramètres de pilotage (de commande) et les paramètres de perturbation. Les paramètres de perturbation sont tous ceux qui interviennent sur le procédé indépendamment de la volonté de l'opérateur. C'est le cas de la température extérieure, humidité ambiante, vibrations...

L'objectif de cet article s'agit d'étudier la robustesse de la séparation électrostatique et d'analyser les rendements de la machine en fonction d'un paramètre « bruit » et des paramètres d'entrées « signal » et par l'application de la méthode des plans d'expériences au processus électrostatique de la séparation des mélanges granulaires.

Les résultats délivrés par l'électro-séparateur SELMEG, un modèle de laboratoire conçu et réalisé au laboratoire IRECOM de l'université de Sidi-Bel-Abbès, ont été utilisés pour la modélisation du processus de la séparation électrostatique.

Mots clé\_ Plan d'expériences ; méthode de Taguchi, séparation électrostatique.

**Abstract** the electrostatic separation of material granular as any technological process is influenced by three types of parameters: parameters of entry, parameters of piloting (of order) and parameters of disturbance. The parameters of disturbance are coughing those which intervene on the process independently of the will of the operator. It is the case of the outside temperature, ambient moisture, vibrations...

The objective of this article acts to study the robustness of electrostatic separation and to analyze the outputs of the machine according to a parameter " noise " and parameters of entries " signal " and by the application of the method of the experimental designs to the electrostatic process of separation of the granular mixtures.

The results delivered by the electro-separator SELMEG, a laboratory model designed and realized at laboratory IRECOM of Sidi-Bel-Abbes university, were used for the modelling of the electrostatic separation process.

Key words\_ Design of experiments, Taguchi's method, electrostatic separation.

### 1. Introduction

Les procédés granulaires qui utilisent les forces des champs électriques pour la séparation ou la purification de matériaux représentent en ce moment le troisième domaine important d'application de l'électrostatique. Traditionnellement liés à l'industrie minière, ces procédés se développent aujourd'hui essentiellement en rapport avec de nouvelles applications dans le domaine du recyclage des

matériaux et du conditionnement de produits alimentaires ou agricoles [1-4]. Cependant, la complexité des procédés électrostatiques reste un obstacle de taille pour élargir le champ d'utilisation de ceux-ci, vu la nécessité d'assurer le contrôle simultané d'une multitude de facteurs électriques et mécaniques [5]. C'est d'ailleurs pour cette raison que la séparation est considérée comme un processus multifactoriel typique [6].

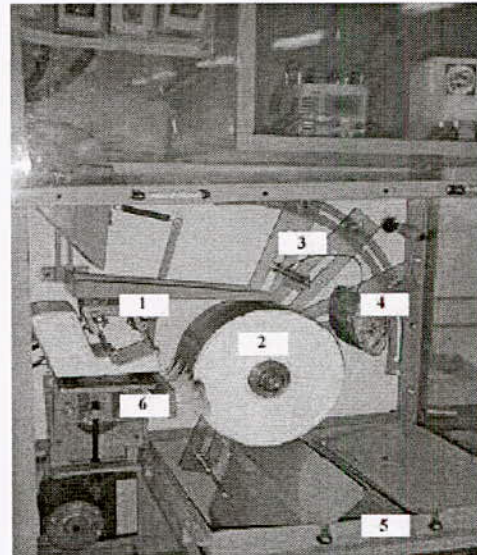


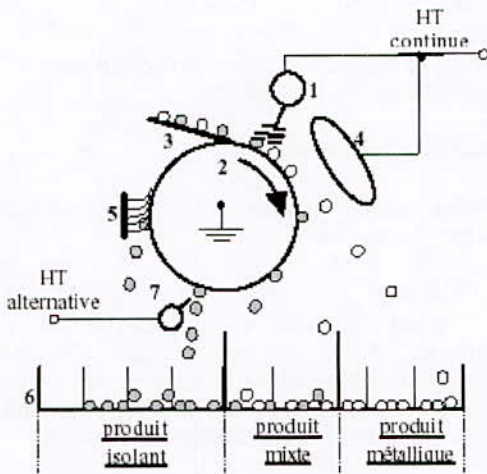
Figure 1: Photographie de la chambre de séparation du SELMEG Séparateur Electrostatique des Mélanges Granulaires (Modèle de laboratoire) réalisé au laboratoire IRECOM de l'Université de Sidi-Bel-Abbès (Algérie) [7, 8].

### 2. Principe de fonctionnement de l'électro-séparateur

Le schéma de la figure 1 montre les différents éléments composant le séparateur et le rôle de chacun d'eux. Des charges électriques sont créées par ionisation de l'air grâce à la décharge couronne générée par l'électrode à pointes (1), appelée électrode couronne. Les granules déposés sur le cylindre tournant (2) par le vibro-transporteur (3) acquièrent tous une charge électrique  $q$  de même signe que le potentiel de la haute tension continue, et se comportent différemment suivant qu'ils soient électriquement conducteurs ou isolants.

a) Les granules isolants restent "collés" au tambour et adhèrent à sa surface grâce à la force d'image électrique. Ils tombent dans le collecteur (6), dans la partie qui leur est

réservée, lorsque la force de pesanteur l'emporte sur la force d'image. Pour assurer la chute de ces particules, certains électro-séparateurs sont équipés par une autre électrode à pointes, appelée électrode de neutralisation (7), pour éliminer la charge q par neutralisation. Les particules qui ne tombent pas et qui restent "collées" sont éliminées mécaniquement par une brosse (5).



**Figure 2 :** Eléments constituant de l'électro-séparateur  
 1) Electrode couronne reliée à une HT continue ;  
 2) Electrode cylindrique reliée à la terre ;  
 3) Vibro-transporteur ;  
 4) Electrode statique reliée à la même HT continue ;  
 5) Brosse ;  
 6) Collecteur de particules ;  
 7) Electrode de neutralisation reliée à une HT alternative.

b) Les granules conducteurs perdent rapidement la charge q acquise par effet couronne, à travers le cylindre relié à la terre. En arrivant dans la zone du champ électrostatique généré par l'électrode statique de forme elliptique (4), ils acquièrent par induction électrostatique une charge de signe opposé au potentiel de la haute tension continue. Ils sont ensuite attirés par l'électrode elliptique et déposés dans la partie droite du collecteur.

Dans tous les cas, le produit granulaire à séparer est déposé sur la surface de l'électrode cylindrique reliée à la terre, qui l'introduit dans la zone du champ électrique. Deux mécanismes de charge sont simultanément employés: "bombardement ionique" et "induction électrostatique". Le premier est destiné aux particules isolantes seulement, passant à travers la décharge couronne, le deuxième implique seulement les particules conductrices en contact avec le tambour en présence d'un champ électrique externe, à savoir le champ électrostatique créé par l'électrode elliptique [8][9].

**3. Elaboration du plan d'expériences**

La méthode des plans d'expériences sert à optimiser l'organisation des essais. Elle permet de choisir le nombre et les conditions des essais à accomplir en fonction d'un objectif bien défini. Avec cette méthode, il est possible

d'étudier plusieurs facteurs simultanément, de réduire la dispersion des résultats liée à la mesure, ainsi que d'évaluer les effets des facteurs et leurs interactions. La méthode s'appuie sur des règles statistiques et analytiques pour modéliser le processus étudié, afin de réduire et de contrôler au maximum le temps d'expérimentation, mais aussi de détecter et de quantifier les erreurs de mesure.

Le choix des variables du processus qui seront les facteurs du plan d'expériences représente la première étape de la méthode. Dans les séparateurs électrostatiques industriels, trois facteurs sont, en règle générale, facilement contrôlables ou ajustables : la haute tension U [kV], la vitesse de rotation de l'électrode cylindrique n [tr/min], et le débit du vibro-transporteur D [kg/h] ainsi un facteur de perturbation l'humidité H [%].

Ces facteurs feront donc l'objet de l'étude qui suit et dont l'objectif est de minimiser la quantité de « mixte », ce qui implique la maximisation de la quantité de produits utiles collectée. Les plans d'expériences utilisés sont les plans produits proposés par Dr Génichi Taguchi. Ce sont des plans qui prennent en considération les facteurs contrôlés (signal) et les facteurs bruits, et permet de calculer le rapport signal/bruit [9].

**3.1. Calcul du rapport signal/bruit**

**Rapport signal/bruit dans le cas où l'optimum est un minimum (type S)**

$$V_i = -10 \log \left[ \frac{1}{n} \sum_{j=1}^{j=n} Y_{ij}^2 \right] = -10 \log (\sigma^2 + \bar{Y}^2) \quad (1)$$

**Rapport signal/bruit dans le cas où l'optimum est un maximum (type L)**

$$V_i = -10 \log \left[ \frac{1}{n} \sum_{j=1}^{j=n} \left( \frac{1}{Y_{ij}} \right) \right] = -10 \log \left[ \frac{1}{\bar{Y}^2} \left( 1 + 3 \frac{\sigma^2}{\bar{Y}^2} \right) \right] \quad (2)$$

**Rapport Signal/Bruit dans le cas où l'optimum est une nominale**

$$V_i = -10 \log \left[ \sigma^2 + (\bar{Y} - \text{Cible})^2 \right] \quad (3)$$

La variance (carré de l'écart - type) de la ligne "i" dans le cas il y aurait "n" colonnes se calcule par la formule:

$$\sigma_i^2 = \frac{(Y_{i1} - M_{Li})^2 + (Y_{i2} - M_{Li})^2 + \dots + (Y_{in} - M_{Li})^2}{n} \quad (4)$$

**La perte sera d'autant plus faible que le ratio S/N sera grand.** L'optimisation économique d'un système reviendra à configurer les facteurs principaux de telle sorte qu'ils maximisent le ratio S/N.

**4. Matériau et méthode**

Les expériences ont été réalisées sur un échantillon de matériau granulaire de masse totale 200g composé de 50% de cuivre rigide et 50% de polychlorure de vinyle (PVC). La taille moyenne des granules est d'environ 5 mm, mais la longueur de certaines particules de cuivre est de

N°	D kg/h	n tr/min	U kV	H (%)		S/N
				1	2	
				40	60	
				Masse du mixte g		
1	5	80	20	10,5	13,6	-21,69
2	11	80	20	17,1	20,9	-25,62
3	5	100	20	20,3	25,8	-27,31
4	11	100	20	22,7	27,9	-28,11
5	5	80	30	4,2	6,8	-15,04
6	11	80	30	11,8	14,7	-22,49
7	5	100	30	10,8	13,7	-21,82
8	11	100	30	15,2	18,9	-24,68
<b>Moyennes</b>				14,1	17,8	-23,34

l'ordre de 1cm. L'échantillon, fourni par l'Entreprise Nationale de l'Industrie des Câbles (ENICAB Biskra), est montré dans la photographie de la figure 3.

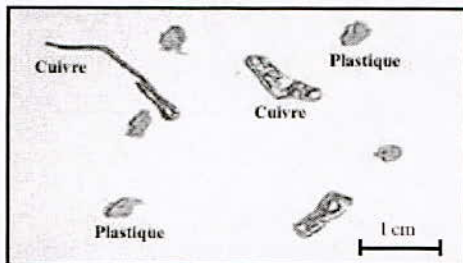


Figure 3: Nature, forme et taille des particules de l'échantillon utilisé

Le domaine expérimental a été choisi en partant des études préliminaires, réalisées selon la procédure décrite par Dascalescu. [10].

L'objectif de la présente étude est de diminuer l'influence des facteurs bruit par une optimisation des facteurs de pilotage pour le bon fonctionnement de la séparation électrostatique.

Les facteurs principaux sont [11]:

L'objectif de la présente étude est de diminuer l'influence des facteurs bruit par une optimisation des facteurs de pilotage pour le bon fonctionnement de la séparation électrostatique.

Tableau 1: résultats expérimentales des essais

Les facteurs principaux sont [11]:

- Le débit (D) : Niveau -1 = 5 kg/h, Niveau +1 = 11 kg/h.
- Tension appliquée (U) : Niveau -1 = 26 kV, Niveau +1=30kV.
- Vitesse de rotation du tambour (n): Niveau -1 = 80 tr/min, Niveau +1 = 100 tr/min.

Le facteur bruit considéré est:

- Le bruit externe : Humidité ambiante (H%) (Niveau -1 = 40%, Niveau +1 = 60%)

Le logiciel MODDE 5.0 (Umetrics AB, Umea, Suède) permet la création et l'analyse des plans d'expériences. Une fois les valeurs de mesure expérimentales saisies et le traitement par ordinateur effectué, le programme assiste l'utilisateur pour l'analyse statistique des résultats et la prédiction des réponses.

### 5. Résultats et discussion:

Les résultats des 8 essais sont présentés dans le Tableau 1.

#### 5.1. Calcul et optimisation du rapport S/N

Le logiciel MODDE 5.0 propose d'une part un modèle mathématique concernant le rapport S/N et d'autre part trace un graphique des effets significatifs figure 4

$$S/N_{mixte} = -23,345 - 1,880 * D - 2,135 * n + 2,337 * U \quad (5)$$

L'optimisation du modèle consiste à maximiser le rapport  $S/N_{mixte}$ , on prendra donc :

- le facteur "Débit" au niveau (-1)
- le facteur "Vitesse" au niveau (-1)
- le facteur "Tension" au niveau (+1)

La meilleure optimisation sera donc obtenue avec un débit de 5 kg/h, une vitesse de 80 tr/min et une tension de 30 kV. De plus, cette configuration sera la plus robuste par rapport aux perturbations dues à l'humidité.

Cette configuration -1, -1, +1 est l'expérience N°5 du plan principal. On constate effectivement que cette configuration donne le meilleur compromis entre une réponse faible (masse du produit mixte), et une faible sensibilité aux bruits (variance faible). Cette configuration donne un rapport Signal/Bruit optimal, la perte sera donc minimum. Dans ce cas, une vérification du modèle en dehors du maillage n'est pas nécessaire, en effet, nous

avons réalisé le plan complet, et donc toutes les configurations possibles.

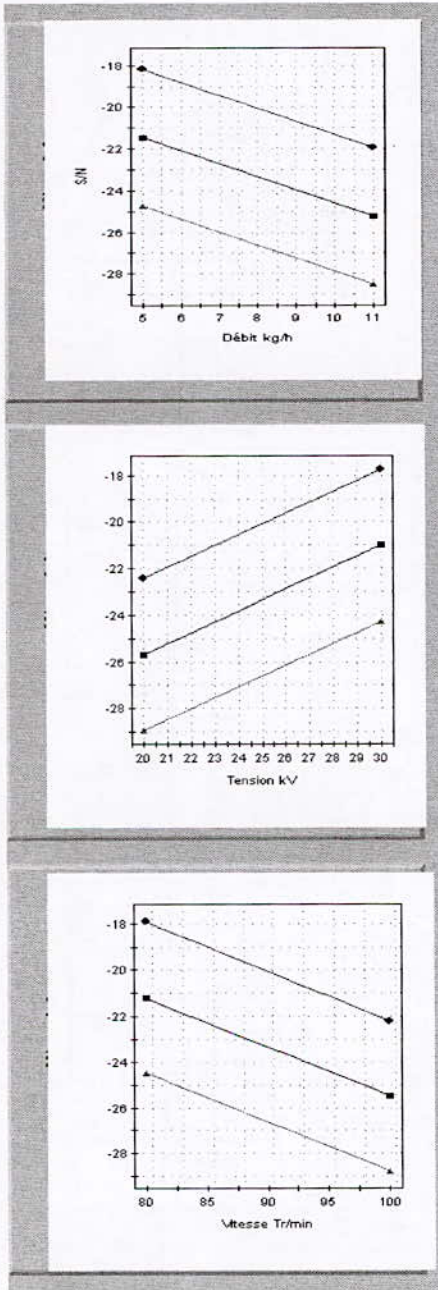


Figure 4: Graphique des effets significatifs du rapport S/N de la masse du mixte

5.2. Calcul et optimisation en moyenne et variance

L'optimisation a été réalisée par l'utilisation du rapport S/N. Cependant, il est utile pour mieux comprendre les effets des facteurs de calculer le modèle des réponses en moyenne.

5.2.1 Calcul des effets des facteurs principaux en moyenne

Pour calculer les coefficients du modèle, on utilise comme réponse du plan principal les moyennes des lignes (Tableau 2).

Tableau 2: Calcul des moyennes pour le produit mixte

N°	D (kg/h)	n (tr/min)	U (kV)	Moyennes (g)
1	5	80	20	12,05
2	11	80	20	19,00
3	5	100	20	23,05
4	11	100	20	25,30
5	5	80	30	5,50
6	11	80	30	13,25
7	5	100	30	12,25
8	11	100	30	17,05

Suivant les résultats des expériences, le modèle de la moyenne proposé par MODDE5.0 :

$$M_{mixte} = 15,931 + 2,718 * D + 3,481 * n - 3,918 * U \quad (6)$$

On remarque que dans ce cas, l'optimisation en moyenne donnerait les mêmes résultats que l'optimisation en S/N, c.-à-d., un débit de 5 kg/h, une vitesse de 80 tr/min et une tension de 30kV.

5.2.2 Calcul des effets des facteurs principaux en variance

Pour calculer les coefficients du modèle, on utilise comme réponse du plan principal les variances des lignes (Tableau 3).

Tableau 3: Calcul des variances pour le produit mixte

N°	D (kg/h)	n (tr/min)	U (kV)	Variances
1	5	80	20	2.40
2	11	80	20	3.61
3	5	100	20	7.56
4	11	100	20	6.76
5	5	80	30	1.69
6	11	80	30	2.10
7	5	100	30	2.10
8	11	100	30	3.42

Le modèle de la variance proposé par MODDE 5.0 devient :

$$\sigma_{mixte}^2 = 3,705 + 0,316 * D + 1,333 * n - 1,472 * U \quad (7)$$

Les graphes des effets significatifs sont représentés à la figure 6 .

Ils montrent que dans le domaine de variation des facteurs de commande, la robustesse par rapport au variation non contrôlée du l'humidité (H), est obtenue à des valeurs basses de débit (5 kg/h) et une vitesse de (80 tr/min) et à des valeurs plus élevées de la tension appliquée U (30kV).

Dans ce cas de figure toutes les optimisations vont dans le même sens, l'optimisation est immédiate.

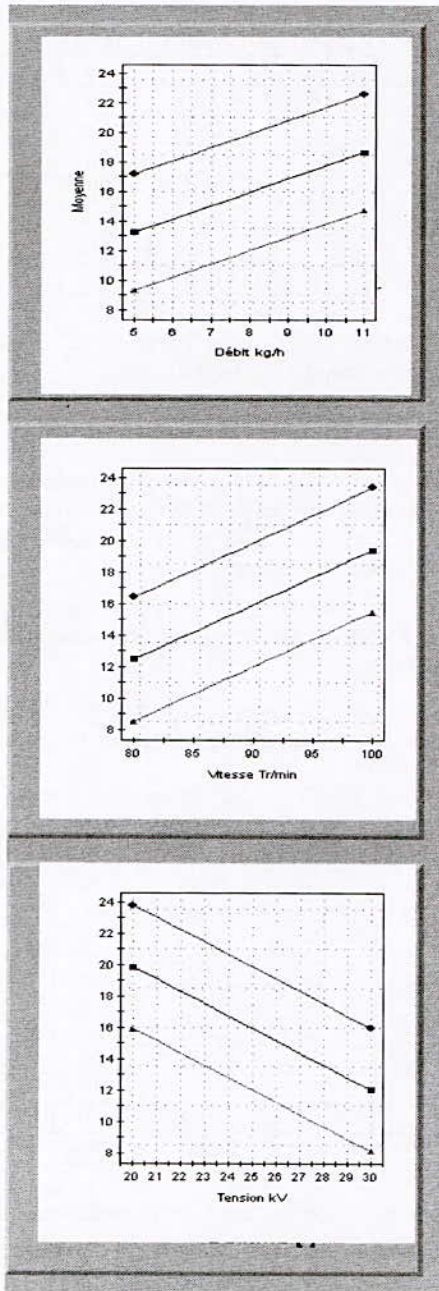


Figure 5: Graphique des effets significatifs des moyennes de la masse du mixte

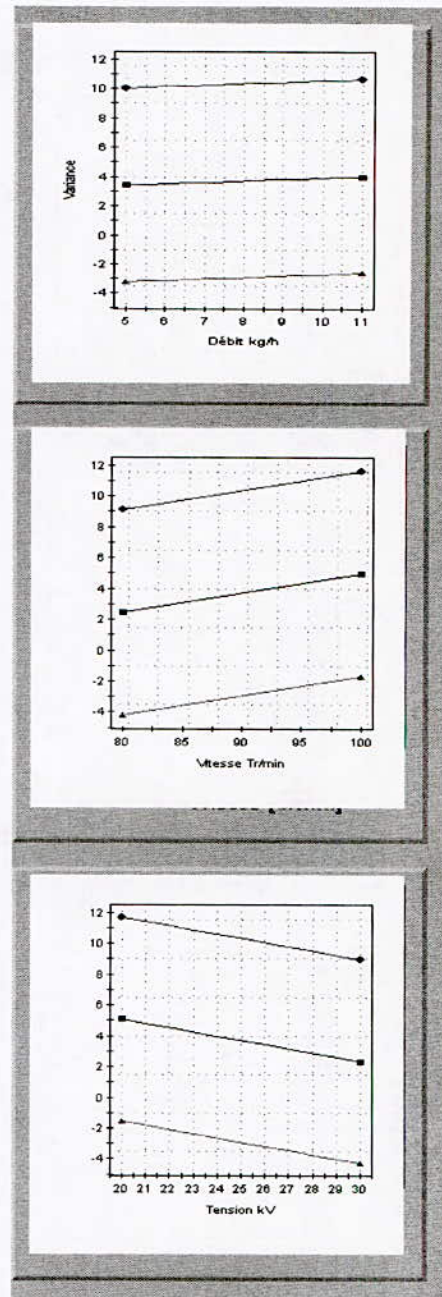


Figure 6: Graphique des effets significatifs des variances de la masse mixte

### 6. Conclusion

Comme conclusion on peut dire que l'optimisation du rapport S/N du produit mixte permet de jouer sur les interactions entre les facteurs bruits et les facteurs principaux (si elles existent) afin de réduire l'influence des facteurs bruits et donc d'améliorer la robustesse du procédé de la séparation électrostatique.



Le régime optimal de fonctionnement d'une installation de séparation électrostatique est quelquefois obtenu après un nombre impressionnant de tests (jusqu'à plusieurs centaines dans le cas du tri des minerais complexes). La technique des plans d'expériences s'est montrée très utile dans l'optimisation du processus de la séparation électrostatique. Elle contribue à réduire aussi bien les coûts que le temps nécessaire pour accomplir les expériences. Des logiciels comme MODDE sont capables de faciliter d'une façon significative les calculs, parfois lourds, qui accompagnent cette méthode.

La méthodologie de Taguchi s'est avérée être un outil puissant pour la conception robuste des procédés de séparation électrostatique, dans lesquels il y a une variabilité inhérente due aux fluctuations des conditions ambiantes. Par le choix approprié des conditions de fonctionnement de l'installation de séparation électrostatique, le processus peut être rendu moins sensible aux variations, évitant de ce fait les éventualités contestées du rejet et/ou du retraitement du produit.

#### 6. Références bibliographiques

- [1] **O.C. Ralston**, Electrostatic Separation of Mixed Granular Solids. Amsterdam: Elsevier, 1961.
- [2] **K. Haga**, "Applications of the electrostatic separation technique," in J.S Chang, A.J. Kelly and J.M. Crowley (Eds), Handbook of Electrostatic Processes. New York: Dekker, 1995, pp. 365-386.
- [3] **L. Dascalescu, R. Morar, A. Iuga, A. Samuila, and V. Neamtu**, "Electrostatic separation of insulating and conductive particles from granular mixes" Particulate Science and Technology, vol. 16, pp. 25-42, 1998.
- [4] **I.I. Inculet, G.S.P. Castle, J.D. Brown** "Electrostatic separation of plastics for recycling". Particulate Science and Technology, 16: 91-100, 1998.
- [5] **A. Iuga, R. Morar, A. Samuila, and L. Dascalescu**, "Electrostatic separation of metals and plastics from granular industrial wastes," IEE Proc.-Sci. Meas. Technol., vol. 148, pp. 47-54, 2001.
- [6] **R. Morar, A. Iuga, L. Dascalescu, A. Samuila** "Factors which influence the insulation-metal electroseparation". Journal of Electrostatics, Elsevier, 30 (1993) 403-412.
- [7] **Tilmatine.A, Flazi.S, Dascalescu.L, Medles.K, Ramdani.Y** "Design and realization of an electrostatic separator granular particles. Industrial exploitation". Journal of Materials Technology, Lancashire. England. Volume 18-4. December 2003.
- [8] **Tilmatine.A** "Etude et réalisation d'un séparateur électrostatique mélanges granulaires. Exploitation industrielle". Thèse de Doctorat d'Etat soutenue à l'Université Sidi Bel Abbes (Algérie). Janvier 2004.
- [9] **G. Taguchi and Y. Yokoyama**, «Taguchi Methods: Design of Experiments. Dearborn, Michigan», American Supplier Institute, 1993.
- [10] **L. Dascalescu.L, A. Tilmatine, F. Aman and M. Mihailescu** "Optimisation of electrostatic separation processes using response surface modelling". IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 40, 2004.
- [11] **K. Senouci, K. Medles, A. Bendaoud, M. Younes, S. Das, L. Dascalescu**, «Application de la maîtrise statistique des procédés au pilotage d'un processus de séparation électrostatique», J. Acta Electrothetica, Vol. 47, pp. 10-18, 2006.

# Réalisation Et Optimisation D'un Dispositif De Chargement Triboélectrique Par Air Comprime Pour Les Particules Isolantes

Aksa. W<sup>1</sup>, Miloudi. M<sup>2</sup>, Medles. K<sup>1\*</sup>, Tilmatine. A<sup>1</sup>, Dascalescu. L<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Electrostatics and High Voltage Research Unit IRECOM, University Djillali Liabès Sidi Bel Abbès 22000, Algeria

<sup>2</sup>Electrostatics of Dispersed Media Research Unit, LEA, University of Poitiers, Angoulême 16021, France

\*kmedles@univ-sba.dz

**Résumé**— Notre travail consiste à mettre en œuvre et optimiser un nouveau dispositif de chargement triboélectrique des particules isolantes ABS (Acrylonitrile-Butadiène-Styrène Copolymère). Les échantillons sont deux sortes d'ABS, caractérisés par des additifs et colorants différents l'un de couleur vert (ABS vert) et l'autre de couleur blanc (ABS blanc). Le fonctionnement de ce dispositif est basé sur l'injection de l'air comprimé pour avoir un mouvement aléatoire des particules dans un tube cylindrique en Plexiglas. Ce mouvement donne un bon chargement électrique des particules par la triboélectricité ce qui facilitera leurs séparation à l'aide d'un dispositif de tri électrostatique.

**Mots clefs**— séparation, triboélectricité, charges électriques, Plan d'expérience.

**Abstract**— Our work is to implement and optimize a for tribocharged particulate insulating ABS (Acrylonitrile-Butadiene-Styrene Copolymer). The samples are two kinds of ABS, characterized by different additives and colors, one green (green ABS) and another white (white ABS). The working of this device is based on the injection of compressed air to have a random movement of particles in a cylindrical Plexiglas tube. This movement provides a good electrical charging of particles by the triboelectricity who facilitating their separation by means of an electrostatic sorting device.

**Keywords**— Separation, triboelectricity, electrical charges, Experiment design

## I- INTRODUCTION

Le matériel informatique est devenu un produit de consommation comme un autre, mais cela ne va pas sans conséquences pour l'environnement. Les premiers ordinateurs individuels, au début des années 60, étaient utilisés en moyenne pendant 10 ans. Aujourd'hui, cette durée n'est plus que de 4 ans et même moins de 2 ans pour les produits les plus récents, les ordinateurs personnels peuvent contenir jusqu'à 40 matières plastiques différentes, l'ABS étant aujourd'hui majoritaire. Depuis 15 ans, plusieurs pièces en acier ont été progressivement substituées par des pièces en plastique. Cette tendance devrait se poursuivre au cours des prochaines années. Ce type de matériel, trop polluant et complexe à traiter, ne doit surtout pas être jeté à la

poubelle ou en décharge. Donc, comment s'en débarrasser sans dommage pour la nature ? ; Ce qui justifiera l'importance de résoudre les différentes problématiques de récupération de ces matériaux [1]. Plusieurs techniques sont utilisées afin d'améliorer le taux de séparation des granules plastiques qui proviennent de ce type de déchets [2]; notre travail consiste principalement à la réalisation et la mise en marche d'un dispositif de chargement triboélectrique et assurer son fonctionnement et sa modélisation au niveau du laboratoire IRECOM de l'université de Sidi Bel Abbès (Algérie) ; les résultats obtenus sont très satisfaisants vue le taux de chargement et de séparation élevé par rapport aux autres installations conçues.

## II- INSTALLATION EXPERIMENTALE

L'air comprimé injecté à l'intérieur du tube cylindrique représente la partie essentielle de ce dispositif qui est constituée des éléments suivants (figure 1)

Un compresseur d'air standard, un T pneumatique, un manomètre, une vanne pneumatique, un tuyau pneumatique, un tube cylindrique, un entonnoir, un tube cylindrique isolant et transparent en plexiglas, un scotch conducteur en aluminium, un dispositif de rotation, un support métallique portant le tube cylindrique, un couvercle isolant avec plusieurs perçages.

Le mouvement des particules en plastique dans le dispositif de chargement par triboélectricité implique trois types de collisions : A) collisions des particules de même matière, B) collisions des particules de matières différentes, C) collisions entre les particules et les parois du cylindre.

Le tube cylindrique est remplis d'une quantité de granules isolantes ABS. Après avoir fermé le tube à l'aide du couvercle percé, le compresseur injecte une pression d'air régulée grâce à la vanne pneumatique ainsi que le manomètre au sein de ce même tube via son entonnoir. Un mouvement d'air aléatoire se crée, ce qui donne une triboélectrification des granules isolantes ABS.

Après un temps  $t$ , le tube cylindrique est retourné grâce à son dispositif de rotation ce qui permet de récupérer les granules isolantes ABS à l'ouverture du couvercle qui joue le rôle de collecteur, sans faire

arrêter le compresseur afin d'éviter le collage des particules contre les parois et aussi de vider tous le contenu.

Après avoir chargé la matière granulaire, nous récupérons le produit ABS dans un récipient de forme circulaire pour estimer le taux de la charge acquise on utilisant un électromètre (figure 3)

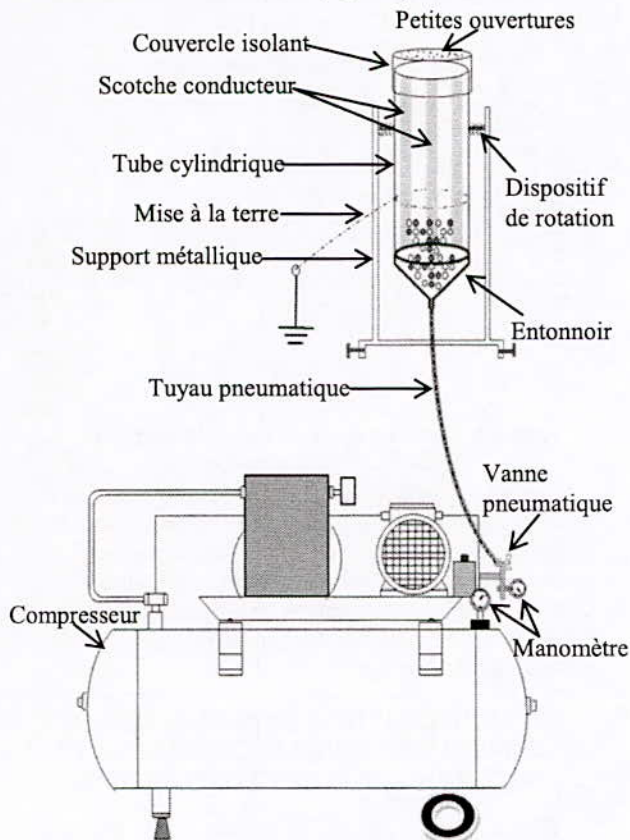


Figure 1: conception schématique du dispositif de chargement par triboélectricité.

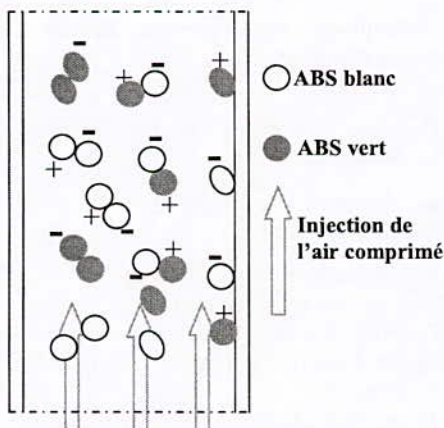


Figure 2 : mécanisme de chargement triboélectrique à pression d'air comprimé

### II.1. Mesure du champ électrostatique

Un électromètre de marque SIMCO type SS-2X (figure 3) a été utilisé pour la mesure du champ électrostatique des granules ABS chargés par la triboélectricité. L'appareil de mesure de champs électrostatiques SS-2X est exclusivement destiné à la détection et la mesure de tensions électrostatiques.



Figure 3 : photographie de l'électromètre SS-2X

L'appareil de mesure de champs électrostatiques SS-2X a été développé pour mesurer l'électricité statique. Un champ homogène est requis pour assurer une mesure fiable. Une mesure peut présenter en effet un écart sur des surfaces supérieures à 15cm x 15cm. La distance de mesure standard est de 5 cm.

Pour la mesure de charges supérieures à 100 kV une distance de mesure de 13 cm est préconisée.

L'affichage est indiqué à la fois en Volts (potentiel) et en kV/m (champ électrique).

Des précautions sont à prendre avant d'effectuer la mesure :

- Mettre l'appareil de mesure à la masse, ceci augmente la précision de mesure.

Un champ homogène est requis pour assurer une mesure correcte. La surface à mesurer doit par conséquent avoir une surface maximale de 40 cm x 40 cm avec une distance de 5 cm.

Un diaphragme d'atténuation est incorporé dans la tête de mesure de l'appareil. Cet atténuateur est réglable dans 3 positions, X1 ; X10 ; X100. Pour obtenir la bonne valeur de mesure, la valeur d'affichage doit être multipliée par la valeur de consigne. [5]

Il est à signaler que la démarche de nos expériences dans ce document consiste à :

- 1- Effectuer pour chaque expérience deux mesures et prendre la valeur moyenne par unité de masse.
- 2- La température ambiante pendant l'étude expérimentale était de l'ordre de 17,1° C à 19,3 et le taux d'humidité était l'ordre de 55,2 % à 61,8 %.
- 3- déterminer les variables mises en jeu et pouvant influer sur le chargement des particules ; ensuite on fait varier une seule variable à la fois tout en fixant les autres et voir leurs influences sur le système.

### II.2. Influence de la masse des particules sur la charge acquise

Les résultats obtenus concernant la mesure du champ électrostatique, produit par les granules d'ABS, en fonction de la masse sont par la figure 4. Le temps de chargement des échantillons granulés ainsi que la pression d'air comprimé injecté par le compresseur sont maintenues constant (temps = 20 sec et  $p_{inj} = 2$  bar).

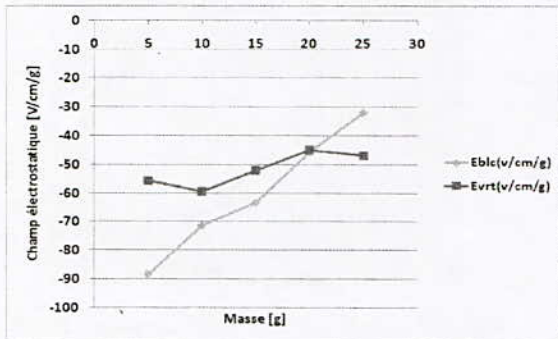


Figure 4 : résultats de variation de la charge (potentiel de surface) en fonction du temps.

On remarque que le champ électrostatique diminue avec l'augmentation de la masse, ceci est justifié par le fait que plus le nombre de granules augmente plus le nombre des collisions diminuent et par conséquent, le chargement des particules est mauvais.

II.3 Influence du temps de chargement sur la charge acquise

La figure 2 représente l'influence du temps de chargement sur la charge ; La masse des échantillons granulés ainsi que la pression d'air comprimé injecté par le compresseur sont maintenues constant (masse = 10 g et  $p_{inj} = 2$  bar). Les granules sont chargés avec des durées allant de 5sec à 30sec.

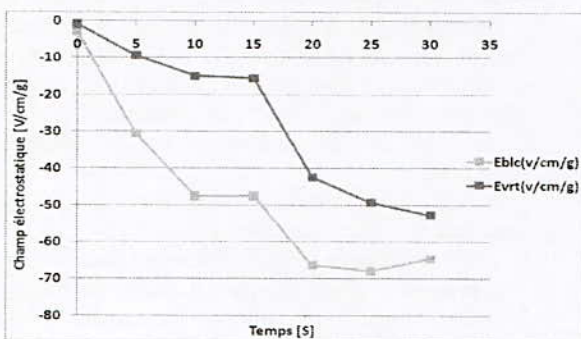


Figure 5 : résultats de variation de la charge en fonction du temps

L'efficacité de la charge dépend considérablement du temps de chargement des plastiques traités, la charge augmente avec le temps jusqu'à 10 sec, elle reste constante entre 10 et 15 sec, puis elle augmente avec le temps. Si les particules restent longtemps dans le dispositif de chargement triboélectrique, la charge devient constante.

II.4. Influence de la pression d'air comprimé sur la charge acquise

L'influence de la pression d'air comprimé injecté par le compresseur allant de 0.5bar à 4bar sont présentés dans la figure 3, et représenté par la figure 6. Le temps de chargement des échantillons granulés ainsi que la masse des échantillons granulés sont constants (temps= 20 sec et  $m = 10$  g).

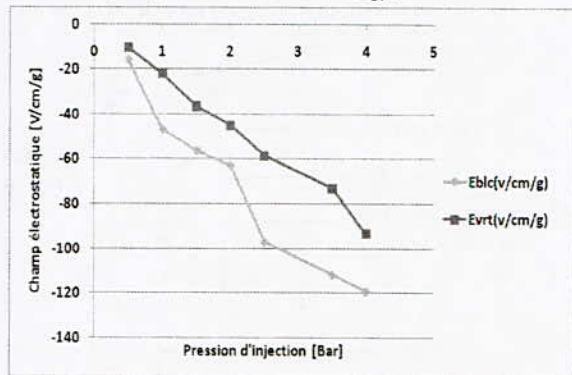


Figure 6: résultats de variation de la charge en fonction de la pression

La charge acquise augmente proportionnellement avec la pression d'air comprimé injecté par le compresseur. Ceci peut être expliqué par le mouvement d'air aléatoire à l'intérieur du tube. Afin d'éviter que le compresseur ne se vide avant la fin de l'expérience, la pression d'air maximale ne doit pas dépasser les 3,5bar.

III. MODELISATION DES PARAMETRES DE CHARGEMENT TRIBOELECTRIQUE PAR LA METHODE DES PLANS D'EXPERIENCES

III.1. Choix des intervalles d'étude

Les intervalles d'étude des différents facteurs ont été choisis suivants les résultats obtenus à partir des essais préliminaires. [6]

a- Intervalle d'étude de la masse des produits

D'après le tableau des expériences préliminaires, on a choisit l'intervalle d'étude de la masse comme suit :

$$5g \leq m \leq 15g \tag{1}$$

La valeur centrale de l'intervalle d'étude de la masse est donnée par :

$$m_c = (m_{max} + m_{min})/2 \tag{2}$$

D'où :  $m_c = 10$  g

b. Intervalle d'étude de temps de chargement des granules par triboélectricité :

D'après le tableau des expériences préliminaires, on a choisit l'intervalle d'étude du temps de chargement comme suit :

$$15 \text{ sec} \leq t \leq 25 \text{ sec} \tag{3}$$

La valeur centrale de l'intervalle d'étude de temps est donnée par :

$$t_c = (t_{max} + t_{min})/2 \tag{4}$$

D'où :  $t_c = 20$  sec

c. Intervalle d'étude de la pression d'air comprimé injecté par le compresseur:

D'après le tableau des expériences préliminaires, on a choisit l'intervalle d'étude de la pression comme suit :

$$2,5 \text{ (bar)} \leq P_{inj} \leq 3,5 \text{ (bar)} \quad (5)$$

La valeur centrale de l'intervalle d'étude de la pression est donnée par :

$$P_c = (P_{max} + P_{min})/2 \quad (6)$$

D'où : :  $P_c = 3 \text{ bar}$

III.2. Choix du plan expérimental:

Après une première étude des différents facteurs qui ont une influence sur les critères de performance de chargement triboélectrique, on va maintenant essayer d'établir une relation entre les grandeurs d'entrée (masse, temps, pression d'injection) et les grandeurs de sortie (champ électrostatique d'un produit ABS Blanc et ABS Vert)

TABLEAU 4 : RÉSULTATS DES EXPÉRIENCES DU PLAN FACTORIEL

N° Essai	Masse [g]	Temps [S]	pression [Bar]	E <sub>ABSBlanc</sub> [V/cm /g]	E <sub>ABSVert</sub> [V/cm /g]
1 (A)	5	15	2,5	-64,60	-61,20
2(B)	15	15	2,5	-61,20	-63,47
3(C)	5	25	2,5	-61,20	-61,20
4(D)	15	25	2,5	-49,87	-58,93
5(E)	5	15	3,5	-74,80	-68,00
6(F)	15	15	3,5	-56,67	-65,73
7(G)	5	25	3,5	-74,80	-74,80
8(H)	15	25	3,5	-53,27	-71,40

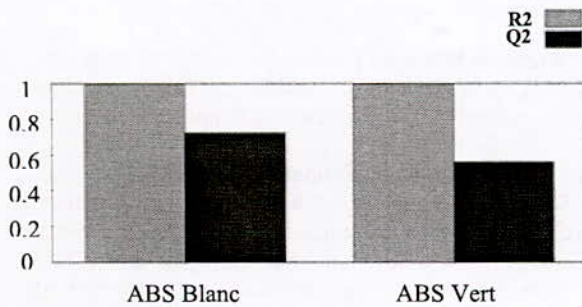


Figure 7: validité du choix du plan d'expérience pour les deux ABS noir et blanc

Où :

R<sub>2</sub> : Indicateur permettant de préciser la qualité descriptive d'un modèle

Q<sub>2</sub>: Indicateur permettant de préciser la qualité prédictive d'un modèle.

En se référant au logiciel modde 5.0 pour examiner la qualité des expériences et des modèles (voir figure

7). Pour cela nous proposons en premier lieu le plan du premier degré ; qui a donné :

Pour le potentiel blanc le modèle mathématique est :

$$Y_{blanc} = -62,05 \quad (7)$$

Pour le potentiel noir le modèle mathématique est :

$$Y_{vert} = -65,59 \quad (8)$$

La conclusion de cette étude est que l'on doit rejeter le modèle linéaire. Il faudrait refaire une étude en utilisant un modèle polynomial du second degré, et par conséquent un autre plan d'expériences appelé plan composite car les modèles mathématiques de charge des particules blanc et vert ne sont pas valides.

a. Résultats des expérimentations du plan composite: Les résultats des 17 expériences effectuées selon le plan d'expériences composite sont reportés au table1 On a procédé à l'estimation des erreurs et des effets significatifs sur les deux réponses obtenues après chargement.

Un effet sera significatif au risque de 5% avec:

$$v = n - p = 17 - 10 = 7; \text{ où :}$$

$t_{crit} = (0.05 ; 7) = 2.365$ , si son test statistique «  $t_i$  » est supérieur à 2.365.

$v$  : degré de liberté

$n$  : le nombre d'expériences réalisées

$p$  : le nombre d'effets y compris la constante

$t_{crit}$  : test critique (Table de distribution du T de Student [6])

On obtient le Tableau 2.

TABLEAU 1: LES 17 EXPERIENCES DU PLAN COMPOSITE

N° Essai	Masse [g]	Temps [S]	pression [Bar]	E <sub>ABSBlanc</sub> [V/cm /g]	E <sub>ABSVert</sub> [V/cm /g]
1 (A)	5	15	2,5	-64,60	-61,20
2(B)	15	15	2,5	-61,20	-63,47
3(C)	5	25	2,5	-61,20	-61,20
4(D)	15	25	2,5	-49,87	-58,93
5(E)	5	15	3,5	-74,80	-68,00
6(F)	15	15	3,5	-56,67	-65,73
7(G)	5	25	3,5	-74,80	-74,80
8(H)	15	25	3,5	-53,27	-71,40
9 (a)	5	20	3	-68,00	-74,80
10(b)	15	20	3	-56,67	-72,53
11(c)	10	15	3	-62,90	-68,00
12(d)	10	25	3	-57,80	-68,00
13(e)	10	20	2,5	-71,40	-68,00
14(f)	10	20	3,5	-76,50	-74,80
15(M)	10	20	3	-71,40	-74,80
16(M)	10	20	3	-68,00	-76,50
17(M)	10	20	3	-71,40	-74,80

TABLEAU 2: ANALYSE DE CHAQUE EFFET DU MODELE POUR LA CHARGE DE L'ABS BLANC

Répon	Variable	Effet	t <sub>i</sub>	Résultats
ABS blanc	Const	a <sub>0</sub> = -68.93		
	M	A <sub>m</sub> = 6.57	t <sub>1</sub> = 14.47 > 2.365	Significatif
	T	A <sub>T</sub> = 2.32	t <sub>2</sub> = 5.11 > 2.365	Significatif
	P	A <sub>p</sub> = -2.77	t <sub>3</sub> = -6.11 > 2.365	Significatif
	M* M	A <sub>m<sup>2</sup></sub> = 5.58	t <sub>4</sub> = 12.3 > 2.365	Significatif
	T* T	A <sub>T<sup>2</sup></sub> = 7.57	t <sub>5</sub> = 16.66 > 2.365	Significatif
	P* P	A <sub>p<sup>2</sup></sub> = -6.03	t <sub>6</sub> = 13.27 > 2.365	Significatif
	M*T	I <sub>M-T</sub> = 1.41	t <sub>7</sub> = 3.11 > 2.365	Significatif
	M*P	I <sub>m-p</sub> = 3.12	t <sub>8</sub> = 6.86 > 2.365	Significatif
T*P	I <sub>t-p</sub> = -1.42	t <sub>9</sub> = 3.11 > 2.365	Significatif	

TABLEAU 3: ANALYSE DE CHAQUE EFFET DU MODELE POUR LA CHARGE DE L'ABS VERT

Répo	Variab	Effet	t <sub>i</sub>	Résultats
ABS blanc	Const	a <sub>0</sub> = -74,632		
	M	A <sub>m</sub> = 0,794	t <sub>1</sub> = 2,685 > 2.365	Significatif
	T	A <sub>T</sub> = -0,793	t <sub>2</sub> = 2,682 > 2.365	Significatif
	P	A <sub>p</sub> = -4,193	t <sub>3</sub> = 14,179 > 2.365	Significatif
	M* M	A <sub>m<sup>2</sup></sub> = 0,416	t <sub>4</sub> = 1,407 < 2.365	Non Significatif
	T* T	A <sub>T<sup>2</sup></sub> = 6,081	t <sub>5</sub> = 20,564 > 2.365	Significatif
	P* P	A <sub>p<sup>2</sup></sub> = 2,681	t <sub>6</sub> = 9,067 > 2.365	Significatif
	M*T	I <sub>M-T</sub> = 0,709	t <sub>7</sub> = 2,397 > 2.365	Significatif
	M*P	I <sub>m-p</sub> = 0,709	t <sub>8</sub> = 2,397 > 2.365	Significatif
T*P	I <sub>t-p</sub> = -2,126	t <sub>9</sub> = 7,190 > 2.365	Significatif	

Les modèles polynomiaux du second degré sont :

**Pour l'ABS blanc le modèle mathématique est :**

$$Y_{\text{blanc}} = -68,93 + 6,57.m + 2,32.t - 2,77.p - 5,58m^2 + 7,57.t^2 - 6,03.p^2 + 1,41.m.t + 3,12.m.p - 1,42.t.p \tag{9}$$

**Pour l'ABS vert le modèle mathématique est :**

$$Y_{\text{vert}} = -74,63 + 0,79.m - 0,79.t - 4,19.p + 6,08t^2 + 2,68.p^2 + 0,71.m.t + 0,71.m.p - 2,13.t.p \tag{10}$$

b. Influence des facteurs choisis sur les réponses

A partir des modèles mathématiques obtenus, on peut déterminer l'influence de chaque facteur sur chacune des réponses, en traçant la variation des réponses en fonction de ces facteurs choisis. On peut démontrer facilement que les facteurs les plus influents sur les réponses sont respectivement la masse, la pression d'injection et le temps pour l'ABS blanc tandis que pour l'ABS vert : la pression d'injection, la masse et le temps. (Figure 8)

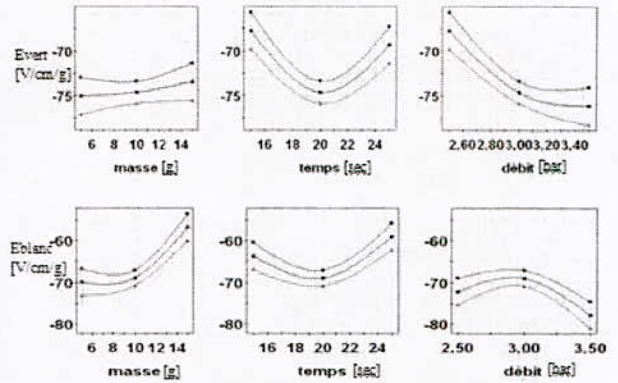


Figure8: Effets de chaque facteur sur les réponses pour l'ABS vert et l'ABS Blanc

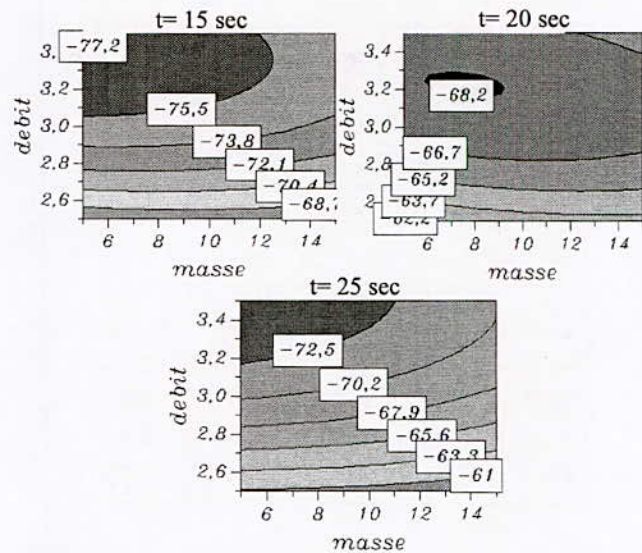


Figure9: Réponses prédites par le logiciel MODDE 5.0, en fonction des paramètres : masse et pression pour différentes valeurs du temps (ABS vert)

c. Vérification du point optimal :

Selon le logiciel MODDE 5.0, le meilleur chargement électrostatique correspond à la plus petite charge de l'ABS blanc qui est égale à E=-76,67 V/cm/g avec la plus grande charge de l'ABS vert qui est égale à -75,66 qui correspond aux valeurs optimales suivantes : une masse de 15g, un temps de 23,48 sec et une pression d'injection de 3,19 bar comme le montre la figure 10 donnée par le logiciel MODDE 5.0.

1	2	3	4	5	6	7
masse	temps	débit	Vblanc	Vvert	iter	log(D)
10,7382	25	2,5	-60,0279	-60,2171	5003	1,3981
7,45	15	2,5	-67,9349	-62,5897	5002	1,0624
6,2511	15,5528	3,5	-75,7298	-69,1565	5004	1,3261
6,3886	24,1536	3,5	-76,6887	-75,6659	1429	1,721
<b>6,1406</b>	<b>24,2075</b>	<b>3,5</b>	<b>-76,6792</b>	<b>-75,6666</b>	<b>2017</b>	<b>1,7211</b>
10,7382	25	2,5	-60,0279	-60,2171	5003	1,3981
12,1741	25	2,5	-57,6945	-59,9195	2526	1,4985
6,2975	15,8676	3,5	-76,5558	-70,0282	1737	1,3551

Figure 10: Recherche des valeurs optimales en utilisant le logiciel MODDE 5.0

#### V. CONCLUSION

La réalisation et la mise en marche d'un dispositif de chargement triboélectrique est l'objectif principal de ce travail. Lors de nos expériences, le taux de chargement des particules granulaires a atteint une valeur élevé par rapport a d'autre mode de chargement. L'étude expérimentale avec la méthode des plans d'expériences, permet de délimiter les intervalles de variation des facteurs variables et ensuite de modéliser le rendement du dispositif d'acquisition de charge en proposant un modèle mathématique qui est validé en vérifiant des critères bien définis. Les modèles obtenus ont été ensuite utilisés pour déterminer les valeurs optimales des différents facteurs et pour prédire le rendement du dispositif de chargement triboélectrique qui serait

obtenu pour n'importe quelles valeurs des facteurs. Nous avons pu voir et confirmer par des résultats expérimentaux que cette technologie est très utile et peut très bien être utilisée pour le traitement des déchets plastiques.

#### RÉFÉRENCES

- [1] L.Dascalescu, A.Samuila, A.Iuga, R.Morar, I.Csorvasy .Influence of materiel superficial moisture on insulation-metal electro-separation. IEEE transaction on industry applications vol 30 N° 4, july / august 1994.
- [2] 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, p. 241-225.
- [3] ENSPM formation industrie ifp training c5-2, juin 2005 «Electricité statique»
- [4] Conservatoire national des arts et métiers, conservatoire numérique «Machine a double rotation pour l'électrisation par influence», <http://cnum.cnam.fr>
- [5] A.Tilmatine, K. Medles, S. Bendimerad, F. Boukholda, Lucien Dascalescu, "Electrostatic separators of particles: Application to plastic/metal, metal/metal and plastic/plastic mixtures", Waste Management Elsevier, Volume 29, Issue 1, January 2009, Pages 228-232
- [6] K.Medles, A.Tilmatine, F.Miloua, A Bendaoud, M. Rahli, L. Dascalescu, " Set point identification and robustness testing of electrostatic separation processes" Industry Applications, IEEE Transactions on , Volume: 43 , Issue: 3 , 2007 , Page(s): 618 - 626.
- [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, 16: 25-42, 1998.

# Etude Comparative Entre Plusieurs Méthodes D'optimisation Appliquées Au Procède De Séparation Electrostatique De Particules

S. Touhami<sup>1</sup>, K. Medles<sup>1</sup>, O. Dahou<sup>1</sup>, W Aksa<sup>1</sup>, A.Tilmatine<sup>1</sup>, L. Dascalescu<sup>2</sup>

Electrostatics and High Voltage Research Unit IRECOM, University Djillali Liabès Sidi Bel Abbès, Algeria  
Electrostatics of Dispersed Media Research Unit, LAII & LEA, University of Poitiers, Angoulême 16021, France  
kmedles@univ-sba.dz

**Résumé**— Ce papier présente les résultats d'une comparaison entre trois méthodes d'optimisation : la méthode du Gradient Projeté (GP), la méthode des simplexes de Nelder – Mead (NM) et la méthode des Algorithmes Génétiques (AG). L'intérêt de cette étude est porté sur le choix d'une méthode appropriée qui a pour rôle la détermination des consignes à appliquer aux actionneurs équipant l'installation d'une séparation électrostatique.

**Abstract**— this paper presents the results of a comparison of three optimization methods: the method of projected gradient (PG), the method of simplex Nelder - Mead (NM) and Genetic Algorithms (GA). The interest of this study is focused on the choice of an appropriate role for which the determination of guidelines to be applied to actuators fitted to the installation of an electrostatic separation.

**Mots clés** — séparateur électrostatique, gradient projeté, algorithme génétique, la méthode du Nelder – Mead

## 1. INTRODUCTION

Les séparateurs électrostatiques à cylindre tournant, sont des systèmes de nature multi – variable, non linéaire et perturbée. Afin d'optimiser le fonctionnement de ce type de processus, les spécialistes, sont souvent intéressés à l'élaboration des modèles mathématiques, qui interprètent avec une précision acceptable la variation des critères de performance en fonction des paramètres de l'installation. A partir des modèles établis, et à l'aide d'une méthode d'optimisation approprié, les coordonnées du point de fonctionnement optimal de l'installation peuvent être déterminées. Ainsi, Les paramètres contrôlable du processus, sont ajustés et stabilisés a la valeur de la solution optimal durent tous la période du fonctionnement du séparateur électrostatique. Cette méthode s'avère efficace dans un régime de fonctionnement normal. Mais, en présence d'une perturbation dans un ou plusieurs paramètres qui sont généralement des paramètres non contrôlable. On aperçoit une diminution de la performance du séparateur qui résulte du déplacement du point de fonctionnement optimal dans l'espace de recherche. Dans ce cas, le réajustement des paramètres contrôlables sur les nouveaux coordonnés du point de fonctionnement

optimal est obligatoire. Cette opération devient pénible au fur et à mesure que la variation du signal perturbateur devient rapide. Pour résoudre ce problème nous avons proposé dans l'article précédent une méthode de contrôle cyclique [2] dont le rôle consiste à mètre à jour les consignes à appliquer aux actionneurs équipant l'installation du laboratoire. La performance de cette méthode dépend en grande partie de la performance de la méthode d'optimisation utilisée. Pour choisir une méthode d'optimisation appropriée à notre application, nous allons faire une comparaison entre trois méthodes, qui utilisent différents principes de recherche. Ces méthodes sont testées sur un modèle mathématique du séparateur étudié. Ce modèle est établi expérimentalement par la méthode des plans d'expérience. Les variables de contrôle considéré pour cette étude sont la valeur de la haute tension appliquer a l'électrode couronne, et l'inclinaison de la paroi installée entre les deux compartiments réservés au produit conducteur et mixte. Le troisième variable du modèle, qui représente la vitesse de rotation du tambour, est considéré comme un paramètre non contrôlable. Ce paramètre est exposé à une perturbation qui pourra être interprété par la variation de la tension d'alimentation du moteur qui entraîne le cylindre tournant.

## 2. MODELISATION DU SEPARATEUR ELECTROSTATIQUE

L'application de la méthodologie des plans d'expérience [1] nous a permis de modéliser les critères de performance d'un séparateur électrostatique par les équations suivantes :

$$m_{Cu} = 79.9 + 4.36 n - 0.79U - 4.85 \gamma + 1.26 nU - 0.94 n\gamma \quad (1)$$

$$m_{Mix} = 0.86 + 0.42 n - 0.12U - 0.18 \gamma + 0.1 n^2 + 0.09U^2 \quad (2)$$

$$m_{PVC} = 99.3 - 0.38 n - 0.12U - 0.11 \gamma - 0.13U^2 + 0.07 nU \quad (3)$$

Avec n, U et  $\gamma$  représente respectivement la valeur centré réduit de la vitesse de rotation du tambour, la valeur de la haut tension appliqué a l'électrode couronne et l'inclinaison de la paroi installé entre les deux compartiments réservés au produit conducteur et mixte. Les trois modèles sont valides dans l'espace de recherche limitée par les valeurs regroupées dans le Tab.1



**Tab.1 : Domaine de validité des modèles établis.**

Facteur	U[kV]	n [tr/min]	γ [°]
Valeur minimale	30	60	-6
Valeur maximale	34	90	2

Dans cette application nous supposons que l'installation est équipée par des actionneurs dont le rôle consiste à régler la tension de l'électrode couronne et l'inclinaison du paroi selon les valeurs désirées.fig.1.

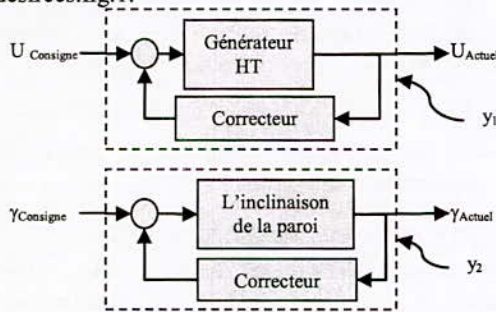


Fig.1 : La représentation des sous système : alimentation HT ; paroi.

Pour modéliser le comportement réel des sous système représentés par la fig.1, nous proposons l'utilisation d'un modèle différentiel du premier ordre. La transformation de Laplace de ce type de modèle est donnée par la relation (4)

$$y(s) = \frac{1}{trS + 1} \quad (4)$$

Avec :

tr : Le temps de réponse du système a 63% de la valeur final.

La réponse temporelle des sous système à une excitation indiciel représente généralement la consigne fournie par l'algorithme d'optimisation. Elle est illustrée par la figure suivante.

On quantifie les temps de réponse exacte de chaque sous système on peut avoir un modèle qui interprète avec une précision acceptable le comportement du séparateur électrostatique dans les deux régimes de fonctionnement : dynamique et statique.

**Remarque :**

Dans le présent travail on s'intéresse à la maximisation du produit conducteur. Dans les problèmes généraux d'optimisation, on parle souvent de la minimisation d'une fonction objective. Cela ne pose aucun problème, puisque les problèmes de maximisation et de minimisation peuvent être résolu par le même algorithme on utilise simplement la transformation suivante :

$$\max[f(x)] = -\min[-f(x)] \quad (5)$$

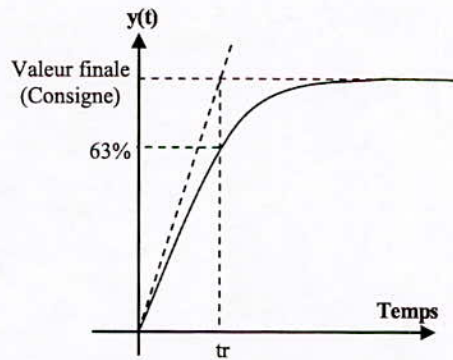


Fig.2: Réponse temporelle des systèmes représentés par la relation 4

**3. MÉTHODE DU GRADIENT PROJETÉ**

La méthode du gradient projeté est une méthode d'optimisation itérative. A partir d'une première conjecture de la solution optimal, l'algorithme calcul une direction de recherche en utilisant l'information sur la première dérivé de la fonction a optimisé. Ensuite, il calcul une distance de déplacement qui minimise cette fonction suivant la direction déterminée. On utilise les deux informations, on peut calculer les coordonnées d'une solution plus adapté par rapport a la solution de départ.

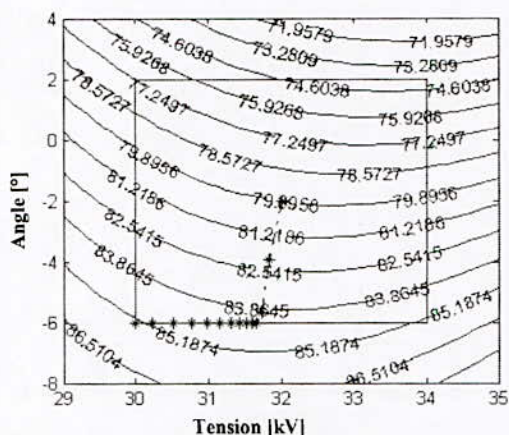
Avant de passé à la deuxième itération l'algorithme teste la faisabilité de cette solution. Si la solution est non faisable « c.-à-d. elle n'appartient pas à l'espace de recherche » l'algorithme projette cette solution à l'intérieur de l'espace de recherche on utilise la fonction de projection donné par la relation (6). Le processus est répété jusqu'à ce que la condition d'arrêt soit satisfaite [3][4].

$$P(x_k) = \begin{cases} l_{inf} & \text{si } x_k < l_{inf} \\ x_k & \text{si } x_k \in [l_{inf}, l_{sup}] \\ l_{sup} & \text{si } x_k > l_{sup} \end{cases} \quad (6)$$

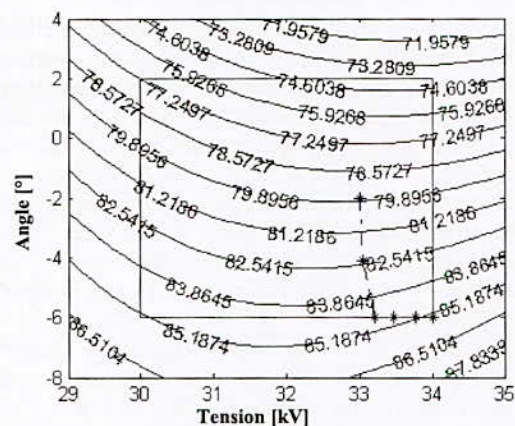
Avec :

P(x<sub>k</sub>) : C'est la projection du point x<sub>k</sub> a l'intérieur de l'espace de recherche.

Pour montrer le comportement itératif de la méthode nous proposons comme application, la maximisation du produit conducteur pour une vitesse de rotation n = 75 tr/min. Les résultats de cette application sont représentés graphiquement par les Figures 3-4 et numériquement par les tables 2-3.



**Fig.3:** Optimisation du produit conducteur par la méthode du gradient projeté Pour :  $n = 75$  tr/min ( $U$ ;  $\gamma$ )<sub>initial</sub> = (32 kV; -2°)



**Fig.4:** Optimisation du produit conducteur par la méthode du gradient projeté pour :  $n = 75$  tr/min ( $U$ ;  $\gamma$ )<sub>initial</sub> = (33 kV; -2°)

**Tab.2 :** Les itérations de la méthode du gradient projeté  
Pour :  $n = 75$  tr/min ( $U$ ;  $\gamma$ )<sub>initial</sub> = (32 kV; -2°)

N°ite	Tension [kV]	Angle [°]	Cu[%]
0	32,000000	-2,000000	79,869000
1	31,842000	-3,940000	82,154178
...	...	...	...
12	30,222002	-6,000000	85,085549
13	30,000000	-6,000000	85,304000

**Tab.3 :** Les itérations de la méthode du gradient projeté  
Pour :  $n = 75$  tr/min ( $U$ ;  $\gamma$ )<sub>initial</sub> = (33 kV; -2°)

N°ite	Tension [kV]	Angle [°]	Cu [%]
0	33,000000	-2,000000	79,737500
1	33,052800	-4,102600	82,396332
...	...	...	...
4	33,772640	-6,000000	85,121369
5	34,000000	-6,000000	85,350000

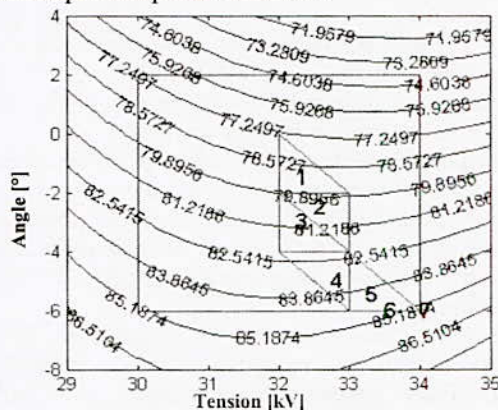
Les résultats de cette application nous on permet de ce rendre compte que :

- 1- L'exécution de la méthode exige :
  - a. La disponibilité d'une solution initiale fournie par l'utilisateur de l'algorithme ;
  - b. La disponibilité d'une fonction mathématique continue et dérivable sur tout l'espace de recherche.
- 2- Le nombre d'itérations effectuées par la méthode dépend de la forme des courbes isovaleur de la fonction a optimisé.
- 3- La méthode ne fournie qu'une seule solution.
- 4- La méthode peut être piégée dans des optimums locaux.

**4. MÉTHODE DE NELDER-MEAD**

Contrairement à la méthode du gradient projeté, la méthode de Nelder - Mead n'utilisent que la valeur de la fonction a optimisé. Le principe de cette méthode consiste à déplacer un simplex vers les régions où ils se trouvent les solutions optimales. Ensuite rétrécit le simplex autour de la meilleur solution. Dans un espace à deux dimensions un simplex est représenté par un triangle. L'un des vertex du triangle est choisi par l'utilisateur de l'algorithme [5][6].

Les résultats de l'application de la méthode de NM sur le problème précédent sont représentés graphiquement par les Figures 5-6 est numériquement par les Tables 4-5



**Fig. 5 :** Optimisation du produit conducteur par la méthode de Nelder - Mead Pour :  $n = 75$  tr/min ( $U$ ;  $\gamma$ )<sub>initial</sub> = (31 kV; -2°)

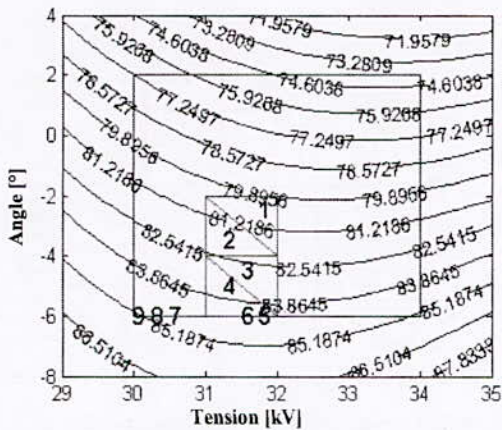


Fig.6 : Optimisation du produit conducteur par la méthode de Nelder - Mead Pour :  $n = 75$  tr/min ( $U$ ;  $\gamma$ ) initial = (31 kV; -2°)

Tab.4 : Les itérations de la méthode de Nelder - Mead Pour :  $n = 75$  tr/min ( $U$ ;  $\gamma$ ) initial = (31 kV; -2°)

N°ite	Tension [kV]	Angle [°]	Cu[%]
1	32,333333	-1,333333	78,923306
2	32,666667	-2,666667	80,563889
...	...	...	...
6	33,666667	-6,000000	85,024111
7	34,000000	-6,000000	85,350000

Tab.5 : Les itérations de la méthode de Nelder - Mead Pour :  $n = 75$  tr/min ( $U$ ;  $\gamma$ ) initial = (31 kV; -2°)

N°ite	Tension [kV]	Angle [°]	Cu[%]
1	31,666667	-2,666667	80,803306
2	31,333333	-3,333333	81,726222
...	...	...	...
8	30,333333	-6,000000	84,985778
9	30,000000	-6,000000	85,304000

D'après les résultats de cette application on peut remarquer que :

- 1- La solution fournie par la méthode de NM dépend non seulement de la solution initiale fournie par l'utilisateur de l'algorithme mais aussi de l'orientation du simplex initial.
- 2- La méthode ne fournit qu'une seule solution. Cette solution représente le centre du simplex.
- 3- Le nombre d'itérations effectuées par la méthode est indépendant de la forme des courbes isovaleur de la fonction à optimiser
- 4- La méthode peut être piégée dans des optimums locaux.

5. MÉTHODE DES ALGORITHMES GÉNÉTIQUE

Le concept des algorithmes génétiques est directement dérivé du théorème de l'évolution naturel fondé par Charles Darwin. Pour résoudre

un problème d'optimisation l'AG génère aléatoirement un ensemble de solution potentiel. Fig.7. L'ensemble représente une population initiale d'individu. Ensuite il utilise trois opérateurs de base : la reproduction ; croisement et la mutation pour guider l'évolution de la population vers de bonnes solutions [7].

La sélection a pour but de favoriser les meilleurs éléments de la population pour le critère considéré. Le croisement et la mutation ont pour but d'assurer l'exploitation des solutions actuelles et l'exploration de l'espace de recherche. Par conséquent, les individus les moins adaptés vont être exclus et les meilleurs vont survivre pour construire la nouvelle population [8]. Chaque itération de l'algorithme génétique représente une génération. Au fur et à mesure de la progression d'une génération à l'autre, les solutions trouvées vont converger vers les régions où ils se trouvent les solutions optimales fig.8.

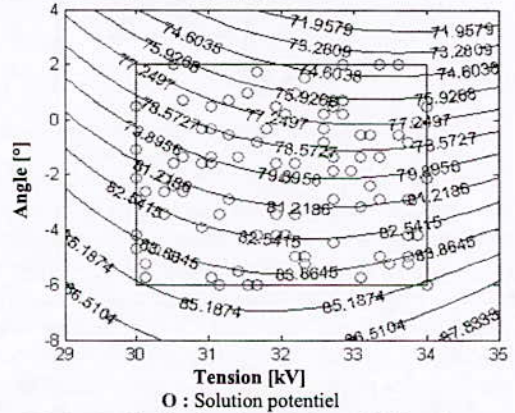


Fig.7 : La distribution des solutions initiales dans l'espace de recherche « population initial d'individu »

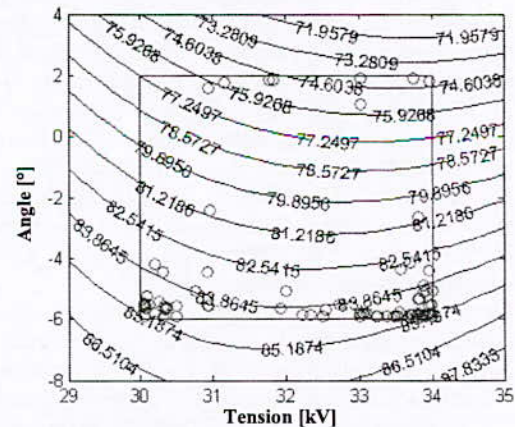


Fig.8: La distribution des individus dans l'espace de recherche après 30 générations

Les caractéristiques de cette méthode peuvent être récapitulées dans les points suivants :

- 1- La méthode est capable de s'échapper d'un optimum local.
- 2- l'algorithme converge vers plusieurs solutions locales en même temps.

- 3- Dans chaque génération l'algorithme effectue plusieurs opérations d'évaluation. Cela exige un espace mémoire et un temps de calcul considérable par rapport aux méthodes précédentes.
- 4- L'ajustement des paramètres de l'algorithme représente un problème pénible qui est résolu généralement par tâtonnement.

6. SIMULATION

Dans cette simulation nous utilisons les méthodes d'optimisations décrites précédemment pour contrôler le fonctionnement perturbé du séparateur électrostatique. Le modèle du séparateur utilisé dans cette simulation est donné par la fig.9.

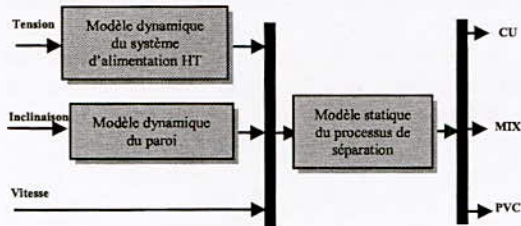


Fig.9 : Modèle du séparateur électrostatique

Le modèle statique du processus est représenté par les équations mathématiques (1)-(3). Les modèles mathématiques des sous systèmes représentés par  $y_1$  et  $y_2$  dont la forme mathématique est donnée par la relation (4) sont caractérisés respectivement par les temps de réponses  $\tau_1 = 1/3$  ;  $\tau_2 = 2/3$ . Ces deux valeurs, signifient que les actionneurs peuvent stabiliser les paramètres du séparateur à 95% de la valeur désiré « consigne » dans une période égale au maximum 1sec pour la valeur de la HT et 2sec pour la valeur de l'inclinaison.

Le principe de la méthode du contrôle utilisée dans cette application, repose sur l'optimisation de la masse du produit conducteur donné par la relation (1) pour une valeur mesurée de la vitesse de rotation du tambour  $n$  qui sera considéré comme un facteur perturbateur. Le résultat de l'optimisation «  $(U; \gamma)_{Optimal}$  » est passé comme une consigne aux actionneurs équipant l'installation de la séparation électrostatique. Le schéma descriptif de cette simulation est représenté par la fig.10

La procédure de contrôle est exécutée d'une façon cyclique pendant toute la période du fonctionnement du séparateur électrostatique. Le déroulement des opérations exécutées dans un seul cycle de contrôle est représenté en détaille dans le diagramme temporel de la fig.11.

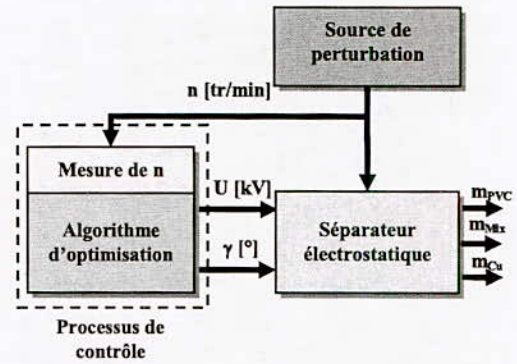


Fig.10: Schéma descriptif du processus de contrôle

Au début de chaque cycle, le contrôleur doit à :

- $t_0$  : Mesurer la vitesse de rotation du tambour ;
- $t_1$  : L'algorithme d'optimisation reçoit la valeur de la vitesse mesuré ensuite, il commence le calcul de  $(U ; \gamma)_{Optimal}$
- $t_2$  : La mesure de la vitesse est mise en arrêt
- $t_3$  : L'algorithme d'optimisation fourni la solution optimale  $(U ; \gamma)_{Optimal}$
- $t_4$  : Les facteurs contrôlables du séparateur se stabilisent à la valeur de la solution optimale.

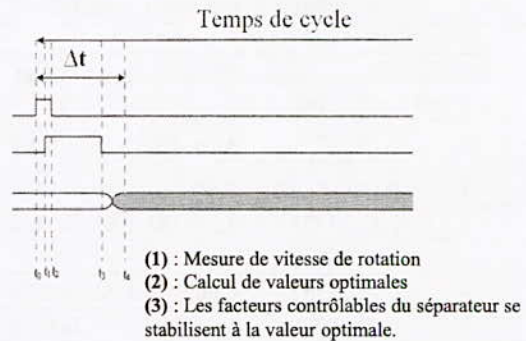


Fig.11 : Le diagramme temporel d'un cycle de contrôle

La forme de la perturbation considérée dans cette simulation est donnée par la fig12.1. Cette perturbation, est interprétée, dans le domaine industriel, par la variation de la tension d'alimentation du moteur qui entraîne le cylindre tournant.

Pour suivre la variation de la perturbation avec une précision acceptable nous allons fixer le temps de cycle a une valeur constante  $T_{cyc} = 2sec$ . Si on considère le temps de calcul de la valeur optimal caractérisé par la durée  $[t_1 t_3]$  est négligeable. Alors la valeur de  $T_{cyc} = 2sec$  vas permettre a l'installation de se stabiliser aux valeurs fournies par les processus de contrôle

## 7. DISCUSSION DES RÉSULTATS

A l'instant  $t = 0$  sec les paramètres du séparateur sont ajustés à la valeur centrale  $(U; \gamma) = (32\text{kV}; -2^\circ)$ . A l'instant  $t = 120$  sec « choisie d'une façon arbitraire » les contrôleurs exécutent leurs premiers cycles de contrôle. A cet instant on aperçoit la différence entre les consignes fournies par les différentes méthodes d'optimisations. Pour une vitesse de rotation inférieure à  $74.76$  tr/min la solution fournie par les trois méthodes est caractérisé par  $(U; \gamma) = (30\text{kV}; -6^\circ)$ . La vitesse de rotation devient supérieure à  $74.76$  tr/min, l'AG converge vers une solution qui égal  $(U; \gamma) = (34\text{kV}; -6^\circ)$ . Cette solution permet au processus contrôlé par l'AG de récupérer plus de produit conducteur.

La vitesse augmente au dessus de  $77.17$  tr/min la méthode du GP converge vers la même solution trouvée par l'AG. Les deux processus contrôlé par la méthode des AG et GP récupèrent la même quantité du produit conducteur.

Pour suivre la consigne fournie par le contrôleur, l'actionneur de la HT varie la valeur de la tension de  $30$  jusqu'à  $34$  kV ce qui exige un passage transitoire par les valeurs compris entre  $30$  et  $34$  kV. Ce passage engendre une diminution transitoire de la quantité du produit conducteur récupéré fig.12.3.(b).

Dans la plage caractérisé par les vitesses de rotation  $n = [74.76 \text{ tr/min}; 77.17 \text{ tr/min}]$  la méthode du GP converge vers une solution local au lieu de la solution global.

Pour réduire le nombre de générations effectuées par l'AG dans un seul cycle, nous avons utilisé la population finale générée par l'algorithme dans le cycle  $k$  comme une population initial dans le cycle  $k+1$ . On utilise cette méthode le nombre de génération peut être réduit de  $60$  à  $5$  génération/cycle. Mais pour que la méthode fournie une solution optimal l'AG exige plusieurs cycle au début du contrôle fig.12.2.(a).

D'après les résultats de cette simulations, nous avons vue que : Chaque méthode d'optimisations possède des avantage et des inconvénients.

L'utilisation de l'AG permet la détection des optimums globaux du processus. Mais, l'exécution de cette méthode exige un espace mémoire et un

temps de calcul considérable par rapport à d'autres méthodes d'optimisation. En plus, l'ajustement des paramètres de l'algorithme représente un problème pénible qui est résolu généralement par tâtonnement.

La méthode du GP est une méthode de calcul rapide. Elle peut résoudre des problèmes à plusieurs facteurs dans une courte période. Mais l'inconvénient de cette méthode c'est qu'elle peut être facilement piégée dans des optimums locaux. Cette méthode ne peut résoudre que les problèmes représentés par des fonctions mathématiques continues et dérivables sur tout l'espace de recherche. Dans le domaine industriel ce point peut être considéré comme un autre inconvénient de la méthode.

La méthode des simplexes de Nelder – Mead est une méthode simple et très pratique. Comme la méthode des AG, cette méthode exige un simple processus cabale d'évaluer les solutions générées par la méthode dans chaque itération. Mais contrairement à la méthode des AG, le nombre d'opérations d'évaluation effectuées dans chaque itération est très faible. L'inconvénient majeur de cette méthode c'est qu'elle peut être piégée dans un optimum local

## 8. CONCLUSION

L'ajustement des paramètres d'un séparateur électrostatique exige l'utilisation d'une méthode d'optimisation caractérisée par :

- 1- Sa capacité à détecter la solution globale à partir d'un ensemble de solutions locales;
  - 2- Un temps de calcul qui permet au processus de contrôle de suivre et éliminer en temps réel les effets indésirables d'une perturbation.
- Le premier point peut être obtenu par l'exploitation des AG qui est une méthode nécessitant un temps de calcul considérable comparé à d'autres méthodes d'optimisation. Pour résoudre se problème, nous proposons l'hybridation de cette méthode et une méthode d'optimisation locale. On a opté pour la méthode NM qui a presque les mêmes caractéristiques que la méthode des AG (Les deux méthodes exige un simple processus cabale d'évaluer les solutions potentielles générées par les deux algorithmes)

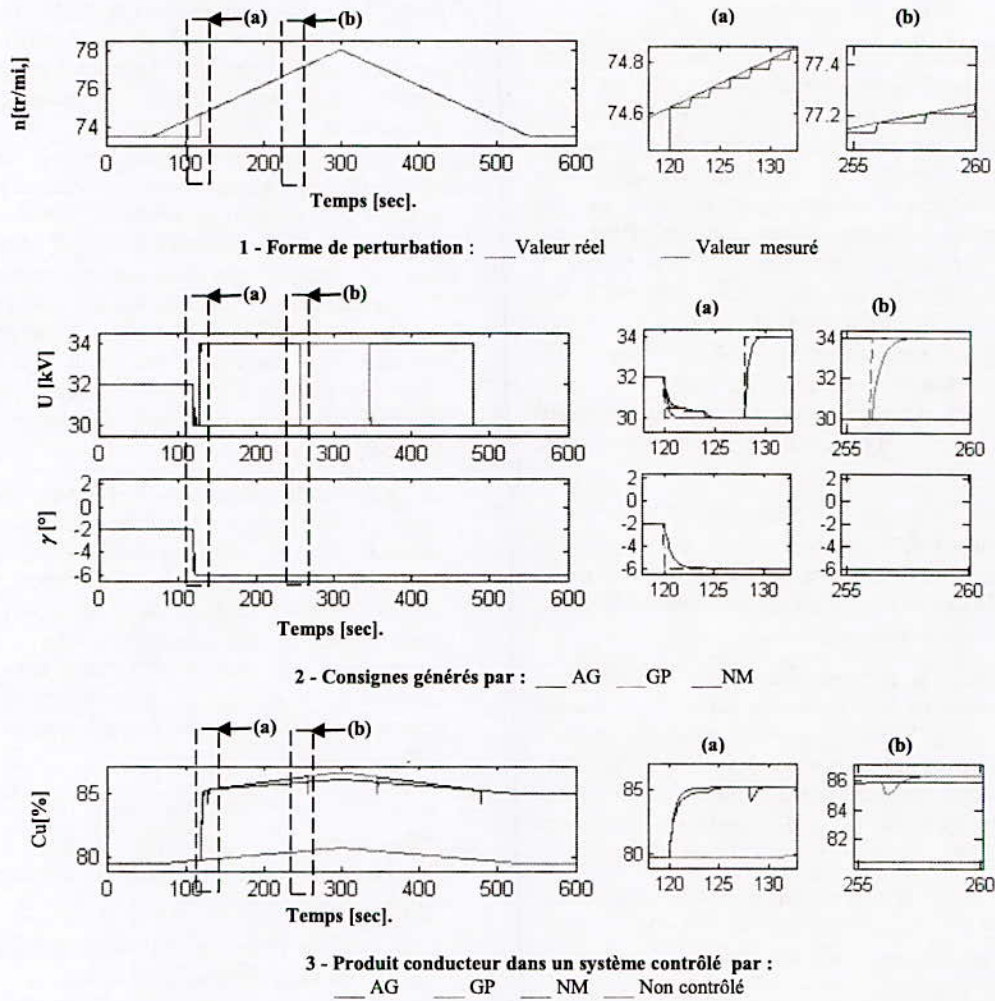


Fig.12 : Comportement d'un processus de séparation électrostatique contrôlé par différentes méthodes d'optimisation.

REFERENCES

[1] K. Medles, A. Tilmatine, F. Miloua, A. Bendaoud, M. Younes, M. Rahli, and L. Dascalescu, Set point identification and robustness testing of electrostatic separation processes. IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 43, pp. 618-626, 2007.

[2] O.Dahou, K. Medles, S. Touhami, M.F. Boukhoulda, A. Tilmatine L. Dascalescu, Application of Genetic Algorithms to the Optimization of a Roll-Type Electrostatic Separation Process IEEE/IAS Annual Meeting, Houston, October 3-7, 2010

[3] C.T. Kelley, Iterative Methods for Optimization Society for Industrial and Applied Mathematics. SIAM 1999

[4] S. Boyd and L. Vandenberghe Convex Optimization. Cambridge: Cambridge University Press, 2004.

[5] James E. Gentle, Optimization Methods For Applications In Statistics - Springer-Verlag, New York - 2006

[6] Randy L. Haupt Douglas H. Werner Genetic Algorithms in Electromagnetics -John Wiley & Sons-2007

[7] J.H. Holland, Adaptation in natural and artificial systems, Technical Report, University of Michigan, Ann Arbor, 1975

[8] J.M. Renders, Algorithmes génétiques et Réseaux de Neurons. Paris : HERMES, 1995.

# Contrôle Optimal Du Processus De La Séparation Electrostatique Par L'intelligence Artificielle

O. Dahou<sup>1</sup>, K. Medles<sup>1</sup>, S.Touhami<sup>1</sup>, W Aksa<sup>1</sup>, A.Tilmatine<sup>1</sup>, L. Dascalescu<sup>2</sup>

Electrostatics and High Voltage Research Unit IRECOM, University Djillali Liabès Sidi Bel Abbès, Algeria  
Electrostatics of Dispersed Media Research Unit, LAII & LEA, University of Poitiers, Angoulême 16021, France

kmedles@univ-sba.dz

**Résumé** —l'article présenté consiste à la mise au point d'une procédure de contrôle optimal du processus de séparation électrostatique en utilisant un algorithme génétique. La cible était la maximisation du produit conducteur, les variables de contrôle étant la haute tension d'alimentation du système d'électrodes, et l'inclinaison de la paroi installée entre les deux compartiments réservés au produit conducteur et mixte. L'efficacité de la procédure est testée par rapport à une situation de dysfonctionnement qui peut arriver dans la pratique industrielle : une variation de la vitesse de rotation du tambour

**Abstract**—this paper presented is the development of a procedure for optimal control of electrostatic separation processes using a genetic algorithm. The target was to maximize the product driver, the control variables are the high voltage electrode system and the inclination of the wall installed between the two compartments to the product driver and mixed. The effectiveness of the procedure is tested against a situation of dysfunction that can occur in industrial practice: a variation of the speed of rotation of the drum

**Mots clé**—Séparateur électrostatique, contrôle, optimisation, cycle, algorithme génétique, gradient projeté

## I. INTRODUCTION

La séparation électrostatique est un terme générique donné à une importante classe de technologies de traitement de matériaux, largement utilisée pour le triage des mélanges granulaires ayant des caractéristiques électriques différentes. Le tri du mélange est produit par des forces qui agissent sur les objets chargés ou polarisés dans un champ électrique assez intense. Actuellement, cette technique est considérée comme la meilleure possibilité utilisée dans la séparation des mélanges granules isolant et métalliques, car elle offre du plastique recyclé de qualité élevée et une meilleure efficacité pour la récupération des métaux par rapport aux méthodes conventionnelles [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 d'utilisateurs et les critères d'efficacité économique

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.

Beau coups de procédure 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.

Le but de ce travail est d'analyser les particularités de l'application des algorithmes génétiques pour le contrôle d'un procédé électrostatique Les auteurs proposent dans ce travail d'utiliser cet algorithme pour la commande d'un séparateur électrostatique à cylindre tournant, pour lequel un modèle mathématique valide est disponible. Les variables de contrôle considérées pour cette étude sont la haute tension d'alimentation du système d'électrodes du séparateur, et l'inclinaison de la paroi installée entre les deux compartiments réservés au produit conducteur et mixte. L'efficacité de la procédure est testée par rapport à une situation de dysfonctionnement qui peut arriver dans la pratique industrielle : une variation de la vitesse de rotation du tambour, qui pourra être interprété par une modification de la tension d'alimentation du moteur.

## II. FORMULATION MATHÉMATIQUE DU PROBLÈME

L'application de la méthodologie des plans d'expérience [5] nous a permis de modéliser le

séparateur électrostatique par les équations suivantes :

$$Rec_{Cu} = 79.87 + 4.36n - 0.79U - 4.85\gamma + 1.26nU - 0.94n\gamma \quad (1)$$

$$Rec_{Mx} = 0.86 + 0.42n + 0.12U + 0.18\gamma + 0.1n^2 + 0.09U^2 + 0.07\gamma \quad (2)$$

$$Rec_{PVC} = 99.27 - 0.38n - 0.12U - 0.11\gamma - 0.13U^2 + 0.07nU \quad (3)$$

Avec :

- n : La vitesse de rotation du tambour « valeur centrée réduite »
- U : La tension appliquée a l'électrode couronne « valeur centrée réduite »
- $\gamma$  : L'inclinaison de paroi installée entre les deux compartiments réservés au produit conducteur et mixte. « valeur centrée réduite »

Les limites du domaine expérimental sont regroupées dans le Tableau.I.4

Facteur	U[kV]	n tr/min]	$\gamma$ °]
Valeur minimale	30	60	-6
Valeur maximale	34	90	2

D'après Fig.1, on peut remarquer que les coordonnées du point qui maximise la récupération du produit conducteur sont différent par rapport au coordonnées du point qui minimise la récupération du produit mixte et ceux qui maximise la récupération du produit isolant.

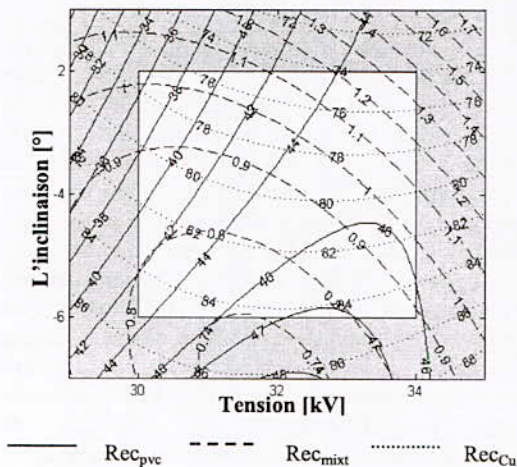


Fig.1 : La surface de réponse de la récupération des trois produits en fonction de l'inclinaison et la tension pour une vitesse de rotation n = 75tr/min

### III. LES ALGORITHMES GÉNÉTIQUES

Le concept des algorithmes génétiques est directement dérivé du théorème de l'évolution naturel fondé par Charles Darwin. Ce théorème

affirme qu'après plusieurs générations, les espèces biologiques évoluent selon le principe de la sélection naturel pour exécuter certaines taches remarquables. Le principe de la sélection naturel assigne une grande probabilité de survivre aux individus les mieux adaptés à leurs environnements. Ces individus concurrencent entre eux pour l'obtention des ressources vitales « l'abrte, nourriture ....etc. » et pour attirer des compagnons pour la reproduction. C'est pour cette raison que les individus les moins adaptés ont une faible chance de survivre et de se reproduire [6][7][8].

#### A) Éléments de base d'un algorithme génétique

La structure générale d'un algorithme génétique est organisée dans le pseudo programme suivant:

#### Début

```

{
  t:=0;
  Initialisé Pop (t);
  Évalué Pop (t);
  Tan que (critère d'arrêt
non satisfait) alors
  {
    t :=t+1;
    Sélectionné Pop (t) a partir de Pop
(t-1);
    Évolué
    Pop (t);
    Évalué
    Pop (t);
  }
  Fin de tan que;
}
Fin.

```

Avec :

Pop (t): La population d'individu de la génération t . Dans un algorithme génétique, trois opérateurs génétiques principaux sont utilisés pour produire une population Pop (t+1) plus adaptée à partir de la population Pop (t). Ces opérateurs sont: la sélection; le croisement et la mutation.

La direction et la vitesse de recherche sont deux facteurs importants qui agissent sur le rapport exploitation/exploration dans un algorithme génétique. L'exploitation des solutions potentiel est assuré par le mécanisme de la sélection alors que l'exploration des régions neuve de l'espace de recherche et assurer par le mécanisme de croisement et la mutation.

#### a) La sélection

Assigne à chaque individu de la population Pop (t) une probabilité de survivre. Pour que les meilleurs individus participent à l'évolution de la



population Pop (t+1), ces derniers sont placés dans gisement d'individus destinés au croisement.

b) Le croisement

C'est la sélection au hasard de deux individu a partir du gisement de croisement ensuit. la permutation d'une ou plusieurs partie de la chaîne de chromosome d'un individu avec l'autre.

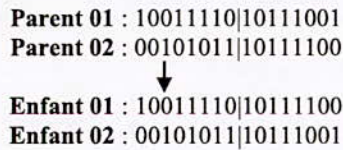


Fig.2. Opérateur de croisement.

c) La mutation

La mutation c'est l'inversion d'un ou plusieurs bits du génotype de l'individu. Dans un algorithme génétique, un opérateur de mutation joue le rôle d'un opérateur de recherche aléatoire. Cet opérateur est contrôlé par un facteur nommée probabilité de mutation  $P_m$ . La figure Fig.3. illustre un exemple de l'exécution de l'opérateur de mutation.

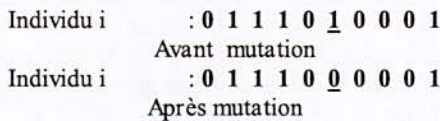


Fig.3. Opérateur de mutation

IV. LA STRATÉGIE D'APPLICATION DES ALGORITHME GÉNÉTIQUE A LA RÉOLUTION DU PROBLÈME D'OPTIMISATION

La fonction à optimiser, est une fonction quadratique à trois facteurs. Deux d'entre eux, sont des facteurs contrôlables représentées par la haute tension appliqué à l'électrode couronne, et l'angle de paroi installé entre les deux compartiments réservé au produit conducteur, et produit mixte. Le troisième qui représente la vitesse de rotation du tambour et considéré comme une perturbation. L'algorithme génétique utilisé doit être capable de fournir des solutions optimales pour différentes valeurs de vitesse de rotation. A cet effet, le phénotype de l'individu doit inclure dans sa structure les deux facteurs contrôlables. Cette structure est illustrée par la Figure suivante

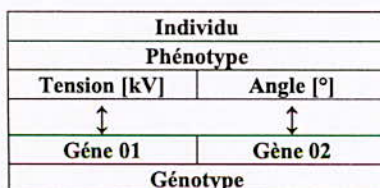


Fig.4. Représentation de la structure d'un individu

Pour établir l'interactivité entre l'algorithme génétique et la fonction a optimiser, les facteurs du phénotype doivent être quantifié ensuit codé en binaire. Le nombre de bit utilisé dans cette étape dépend du nombre de niveau de quantification choisie par l'utilisateur de l'algorithme. Pour notre application, nous avons choisie 5 bits pour chaque facteur. Ce choix nous donne la possibilité de quantifier les deux facteurs en  $2^5 - 1 = 31$  niveaux. Ce qui nous donnons une résolution de recherche qui égale à 0.129 [kV] pour la tension, et 0.258 [°] pour l'angle.

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).

V. CONTROLE PERMANENT DES PARAMETRES D'UN SEPARATEUR ELECTROSTATIQUE

Le contrôle du fonctionnement du séparateur électrostatique est fait par simulation sur le modèle établi par la méthode des plans d'expérience «Voir (1)(2)(3)».

A partir du modèle de la récupération du produit isolant, et selon les mesures de la valeur de la perturbation « vitesse de rotation du tambour », le contrôleur va élaborer une solution qui va amener le processus à son point de fonctionnement optimal. Cette tache est répétée d'une façon cyclique durant tout la période de fonctionnement du processus. Le cycle de contrôle est caractérisé par un temps bien déterminé. Dans notre cas on peut le fixé à 1 ou 2sec. On peut faire plusieurs générations dans un cycle mais en doit prendre en considération que :  $\Delta t = \{ \text{le temps de la mesure de la vitesse de rotation} + \text{le temps de calcul de la solution optimal} \ll (U ; \gamma) \text{ Optimal} \}$  + la durée de stabilisation du séparateur a la valeur  $(U ; \gamma) \text{ Optimal}$  doit être inférieure à la duré du cycle. Le déroulement d'un seul cycle de contrôle se fait comme il et indiqué dans la Figure.III.17 :

Au début de chaque cycle on doit à :

1.  $t_0$  : Mesurer la vitesse de rotation du tambour ;
2.  $t_1$  : L'algorithme génétique reçoit la valeur de la vitesse mesuré ensuit il commence le calcul de  $(U ; \gamma) \text{ optimal}$
3.  $t_2$  : la mesure de la vitesse est mise en arrêt
4.  $t_3$  : l'AG fournit la tension optimale  $(U ; \gamma) \text{ Optimal}$
5.  $t_4$  : l'apparition de la tension optimale à l'électrode couronne et la paroi est réglée à l'angle optimal

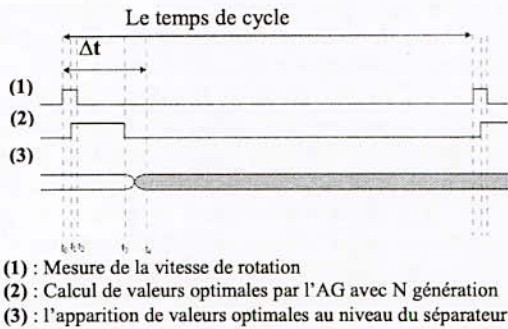


Fig.5. Le diagramme temporel d'un cycle de contrôle

## VI. APPLICATION

Cette section vise à étudier et analyser l'aptitude des algorithmes génétique pour la commande optimale du séparateur électrostatique à cylindre tournant

Nous n'avons assumé que le séparateur à deux variables à commander : la tension  $U$  appliquée à l'électrode couronne, l'inclinaison  $\gamma_2$  de la paroi installée entre les deux compartiments réservés au produit mixte et conducteur. Le troisième qui représente la vitesse de rotation du tambour est considéré comme une perturbation.

### a) L'ajustement des paramètres de l'algorithme génétique

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

Pour déterminer la combinaison «  $N_{pop}$ ,  $P_c$ ,  $G$ ,  $P_m$  » qui optimise les performances de l'algorithme, en va utiliser la méthode proposée par Schaffer [9]. Dans cette méthode, les paramètres de l'algorithme génétique vont être discrétiser comme suit: la taille de la population  $N_{pop} = [10, 20, 30, 50, \dots, 100]$ ; La probabilité de croisement  $P_c = [0.6, 0.65, 0.75, 0.80, 0.85, 0.90, 0.95]$ ; Taux d'individus remplacé par une nouvelle progéniture dans chaque génération  $G = [0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9]$ ; La probabilité de mutation  $P_m = [0.005, 0.01, 0.015, 0.02, 0.025, 0.030, 0.035, 0.04, 0.045, 0.05]$ ; cela donne au total 1750 combinaison possible.

Chaque combinaison est exécutée 10 fois «La mesure de la performance retenue sera la moyenne de tous les mesure». Les résultats de cette étude sont donnés par le tableau ci-dessous :

Tab 2. Les paramètres de l'algorithme génétique

Type de codage	:	Code Gray
Initialisation	:	Aléatoire
Type de sélection	:	Par valeur prévu
Type de croisement	:	A deux Point
Taille de l'individu	:	$N_{ind}=20bits$
Taille de population	:	$N_{pop}=50$
Probabilité de croisement	:	$P_c=0.95$
Taux d'individus remplacé par une nouvelle progéniture dans chaque génération	:	$G=0.6$
Probabilité de mutation	:	$P_m=0.015$

Rappelons que l'aspect stochastique intervient très fréquemment au cours de la recherche effectuée à l'aide de l'algorithme génétique. De ce fait, pour assurer que la solution optimale trouvée est unique, nous avons lancé la recherche 10 fois.

### b) Détermination du point optimal du fonctionnement

La forme de la perturbation considérée est représentée par la Fig.6. (a). Cette perturbation représente une variation inférieure à 10% de la variation totale de la vitesse de rotation autour de la valeur moyenne  $n = 75$  [tr/min]. Elle représente la simulation d'une variation de vitesse due à une modification de la tension d'alimentation du moteur [10].

La régulation de la tension appliquée au niveau de l'électrode couronne  $U$ , et de l'angle d'inclinaison  $\gamma$  est représentée par les figures Fig.6. (b). et Fig.6. (c) respectivement. Et pour tester l'efficacité de l'algorithme élaboré, une comparaison entre deux processus a été effectuée; un de ces processus est contrôlé par notre méthode (c.à.d. l'AG) avec un temps de cycle  $T_{cyc} = 2sec$ ; et un nombre de génération  $NG = 1$  génération /cycle est;  $tr_u = 0.1$  sec et  $tr_\gamma = 0.2$  sec sont consécutivement le temps nécessaire a la stabilisation de la source haute tension, et de la paroi à  $\pm 5\%$  de la valeur finale

Le deuxième processus est un processus non contrôlé, dont l'état initial du système est caractérisé par les valeurs  $((U_0; \gamma_0) = (32kV; -2^\circ))$ . Cette solution représente le centre du domaine de recherche

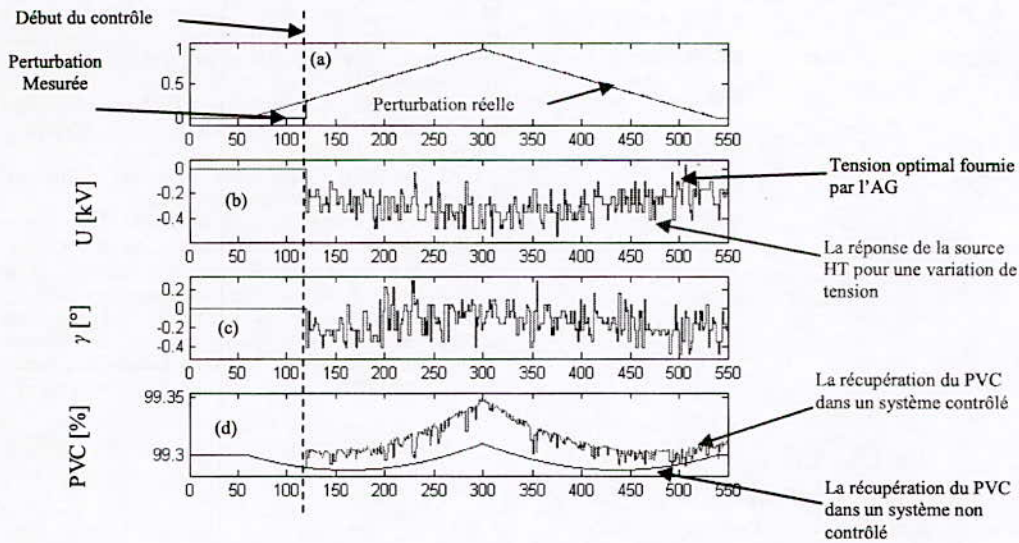


Fig.6 la récupération du PVC dans les deux processus, le premier est contrôlée par la méthode des AG avec  $T_{cyc} = 2sec$  ;  $NG = 1$  génération /cycle ;  $tr_u = 0.1sec$  et  $tr_\gamma = .2sec$   
 Les paramètre du deuxième processus « processus non contrôlé » sont fixé a  $(U ; \gamma) = (0 ; 0) \equiv (32kV ; -2^\circ)$

D'après cette figure, Nous remarquons la présence d'oscillations qui s'étalent sur des intervalles de temps très importants, ce qui peut rendre le système de contrôle un peu compliqué.  
 Pour l'amélioration des performances du système de commande, et afin de réduire la complexité du

contrôleur, nous augmentons le nombre de générations par cycle à 5, tout en gardant la même stratégie de contrôle. Le problème va diminuer considérablement comme il est montré dans la figure ci-dessous :

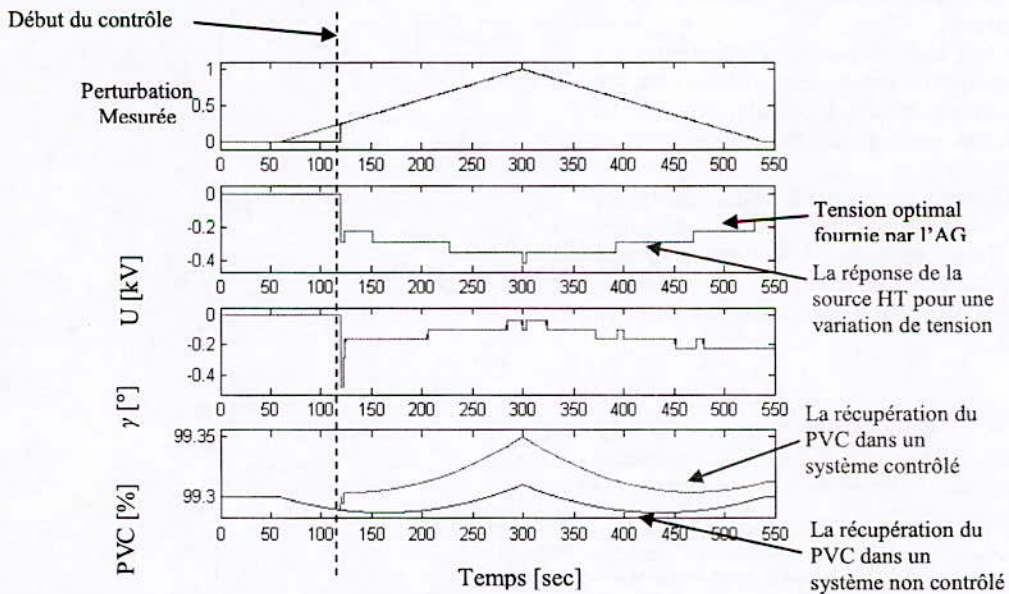










Fig.7: la récupération du PVC dans deux processus, le premier est contrôlée par la méthode des AGs avec  $T_{cyc} = 2sec$  ;  $NG = 5$  génération /cycle ;  $tr_u = 0.1sec$  et  $tr_\gamma = 0.2sec$   
 Les paramètre du deuxième processus « processus non contrôlé » sont fixé a  $(U ; \gamma) = (0 ; 0) \equiv (32kV ; -2^\circ)$

Function name	Calls	Total Time	Total Time Plot (dark band = self time)
AlgorithmeGenétique	1	0.451 s	
Decodage	1000	0.120 s	
Croisement	50	0.110 s	
Selection	50	0.100 s	
mean	50	0.040 s	
Mutation	50	0.020 s	
sortrows	100	0.020 s	
Initialisation	1	0.010 s	

## VII. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons adopté les « algorithmes génétiques » comme outil d'optimisation du fonctionnement d'un séparateur électrostatique à cylindre tournant

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 vitesse de rotation de tambour par rapport à un système non contrôlé

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.

Concernant la vitesse de calcul, notre programme proposé converge très rapidement (0.451 s) sur une durée de cycle qui égale à 2 secondes, 22% de cet période va être consacré au calcul de la valeur optimale.

Les résultats obtenus permettent d'espérer une bonne application des méthodes de l'intelligence artificielle pour déterminer le fonctionnement optimal du processus de la séparation électrostatique dans un environnement en temps réel.

## RÉFÉRENCES

- [1] I.I.Inculet, G.S.P. Castle, J.D.Brown « Electrostatic separation of plastics for recycling » Particulate science and technology 16:91-100, 1998
- [2] A.Tilmatine, K. Medles, S. Bendimerad, F. Boukholda, Lucien Dascalescu, "Electrostatic separators of particles: Application to plastic/metal, metal/metal and plastic/plastic mixtures", Waste Management Elsevier, Volume 29, Issue 1, January 2009, Pages 228-232,
- [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 modeling based on fuzzy logic » Journal of Electrostatics, vol 51&52, pp206-211, 2001

[5] K.Medles, A.Tilmatine, F.Miloua, A. Bendaoud, M. Younes, M. Rahli, L. Dascalescu, "Set point identification and robustness testing of electrostatic separation processes" Industry Applications, IEEE Transactions on , Volume: 43 , Issue: 3 , 2007 , Page(s): 618 - 626.

[6] Guenounou, O., A. Belmehdi et B. Dahhou. «Multi-objective optimization of tsk fuzzy model» Expert Systems with Applications 36(4), 2009

[7] J.M. Renders, «Algorithmes génétiques et Réseaux de Neurones».Éditions HERMES, Paris, 1995.

[8] J.H.Holland, «Adaptation in natural and artificial systems», Technical reports, University of Michigan, Ann Arbor, 1975

[9] Stephen Boyd and Lieven Vandenberghe "Convex Optimization" Edition: Cambridge University Press 2004.

[10] O.Dahou, K.Medles, S.Touhami, M.F. Boukholda, A.Tilmatine, L.Dascalescu « Application of Genetic Algorithms to the Optimization of a Roll-Type Electrostatic Separation Process" IEEE/IAS Annual Meeting, Houston, October 3-7, 2010

# Effect of Pressure and Humidity on Properties of the Corona Discharge in ESP

H. Nouri<sup>1,2\*</sup>, M. Aissou<sup>1</sup>, Y. Zebboudj<sup>1</sup>, N. Zouzou<sup>2</sup> and L. Dascalescu<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Génie Electrique de Bejaia (LGEB) Université de Bejaia, 06000, Algeria

<sup>2</sup>Institut Pprime, CNRS, ENSMA Université de Poitiers F86962 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France

\*E-mail address: [hm\\_nouri@yahoo.fr](mailto:hm_nouri@yahoo.fr)

**Abstract**—This paper aims to analysis the behavior of dc corona discharge in wire-to-plane electrostatic precipitators (ESP) depending on the relative humidity and pressure. Several design parameters are taking into account especially the numbers of active electrodes and their diameter. In particular, current-voltage curves are analyzed. Experimental results show that discharge current is strongly affected by the relative humidity and pressure for a given atmospheric condition. Discharge current is affected by the humidity especially in the case of negative corona. Changing the values of humidity and pressure not only changes the property of the gas but also affects the corona onset conditions and ion mobility. Corona onset voltage (Vs) has been identified by fitting the experimental data with an empirical current-voltage relationship.

**Keywords:** Corona discharge, Current-voltage characteristics, Pressure, Relative humidity

## I. INTRODUCTION

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. Corona discharge, as applied to Electrostatic Precipitators (ESP), is a gas discharge phenomenon associated with the ionization of gas molecules by high-energy electrons in a region of the strong electric field strength. The process of corona generation in the air at atmospheric conditions requires a non uniform electrical field, which can be obtained by the use of a small diameter wire electrode and a plate or cylinder as the other electrode.

Industrial ESP are used with success to reduce the emissions of smoke, fumes and dust, playing an important role to maintain a clean environment and to achieve more healthy air quality [1]. They are able to remove more than

99 % of the particulates from the flue gas in terms of mass/volume [2]. In these systems, particles are charged by means of the ions produced by a dc corona discharge in the common cases. The electrically charged particles are then collected on the collecting electrodes toward which they are propelled via the electric field present in the inter electrode space. The particles migrate to the collecting plate due to the coulomb forces, but they are also under the influence of the viscous forces due to the fluid flow and ionic wind [3-6].

Although the wet ESP operates on the same principles as the dry ESP, the major difference is that the charged particles, on arriving at the collecting electrodes, are removed by a flushing liquid (usually water) than by mechanical rapping [7]. In the case of humid gases, sticky or low electrical resistivity particles, wet ESP are used with success to control fine particle emissions [8].

In such systems, the knowledge of the relative humidity (RH) effect on dc corona discharge behavior is of crucial importance. Some aspects of this effect are not well known and require further investigations in order to achieve realistic and valid models, which are able to be integrated in a numerical simulation.

The main objective of this investigation is to analyze the effect of the relative humidity, varying from 10 % up to saturated conditions, on positive and negative dc corona discharge behavior in wire-to-plane electrostatic precipitator. Several design parameters are taking into account especially the numbers of active electrodes and their diameter. In particular, current-voltage curves and current waveforms are analyzed and discussed.

II. EXPERIMENTAL SETUPS

The schematic representations of the wire-to-plane ESP used in this investigation are shown in Fig. 1. The ESP, based on a dc corona, consists of two parallel electrodes (stainless steel plates, 200 mm-length and 100 mm-width in x-direction and z-direction, respectively). Both parallel electrodes are grounded. The high voltage electrodes consist of a stainless steel wires with different diameters (0.2, 0.3, 0.41, and 0.61 mm) parallel to z-axis midway between the grounded electrodes. The distance between both grounded plates is equal to 100 mm. In the first ESP (called 1W-ESP, Fig. 1a), only one wire is connected to the high voltage. However, the second configuration (called 3W-ESP, Fig. 1b) uses 3 similar wires to create the corona discharges. The distance between two successive wires is set to 40 mm.

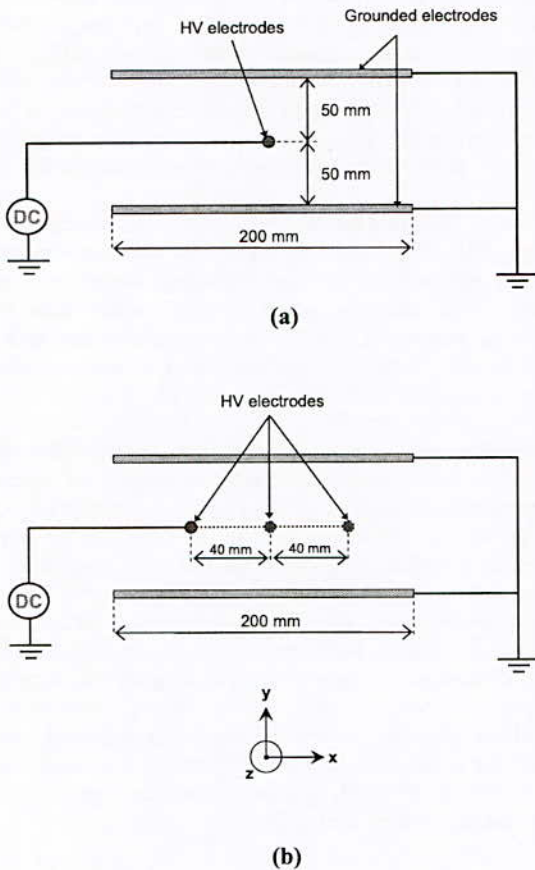


Fig. 1 Electrostatic Precipitator configurations: (a) 1W-ESP, and (b) 3W-ESP

In this study the two dc high voltage polarities have been used (positive and negative). The dc high voltage is applied

with the help of a dc power supply (SPELLMAN SL 150,  $\pm 40$  kV;  $\pm 3.75$  mA) with an accuracy of 0.1 kV. The power supply is protected by a ballast resistor of 10k $\Omega$ . The time-averaged current is measured through a digital millimeter (METERMAN 37 XR, accuracy  $\approx 1 \mu A$ ).

As shown in Fig. 2, the experiments are carried out inside a closed cylindrical vessel (glass, 500 mm-high, and 250 mm-diameter) filed with clean air.

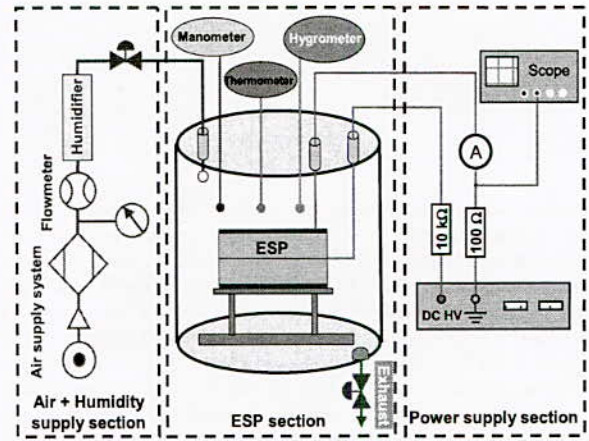


Fig. 2 Experimental set up

Since the effect of temperature on the electrical behavior of a corona discharge has been examined extensively in the literature, the effect of the relative humidity and pressure are the parameters taking into account in this work. During each experiment, the temperature inside the test chamber is controlled ( $T = 22 \pm 1$  °C).

The relative humidity of the ambient air varies between 60 and 70 %. It is reduced by introducing a dry clean air ( $RH < 5$  %) coming from a compressed air network system. Then, it is increased by adding water vapor resulting from heated water after a period of relaxation in a container (during 15 min). The air volume inside the test chamber is monitored in humidity with a dedicated sensor (Hygrometer SR-1364, accuracy  $\approx 3\%$ ).

Each current-voltage curves represents the average of five series of measurement. Between two of them, the gas is entirely renewed. All measurements were made in an air-conditioned laboratory, where the temperature was maintained at 22°C.

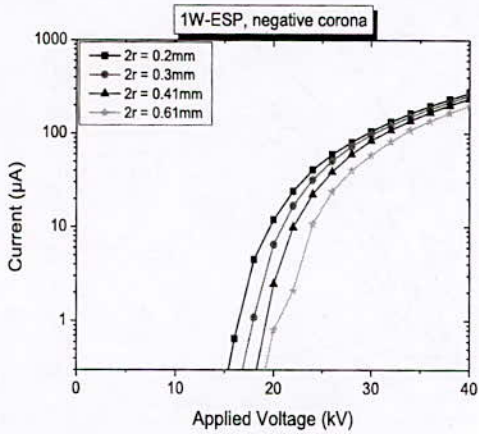
III. RESULTS AND DISCUSSION

In following sections, the effect of the ESP design (number of wires and their diameter) pressure and relative humidity on the current-voltage characteristics is discussed. As the first step, the optimum operating conditions for the ESP were sought by varying the design and operating

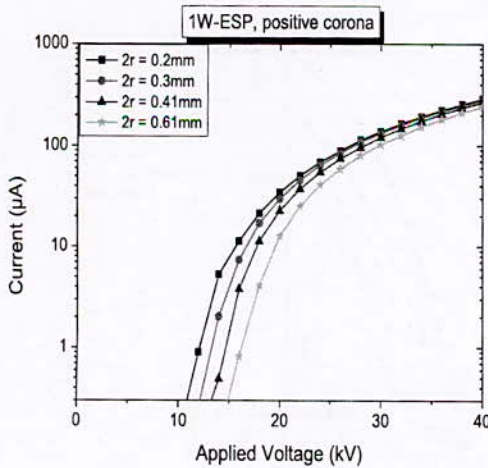
parameters such as the wires number and the diameter of discharge wires. Before operating the ESP, corona current - voltage characteristics were measured for evaluating the electrical charge particles. While the high voltage was applied to the discharge electrode, the current was measured at the collection plates.

A. Current-voltage characteristics

Figs. 3a-3b shows the current-voltage curves in the case of 1W-ESP for both high voltage polarities. The semi-logarithmic representation is adopted here in order to show the early stage of the corona discharge. The discharge current increases with the applied voltage when it exceeds the corona onset voltage (Vs) until gas breakdown occurs.



(a)

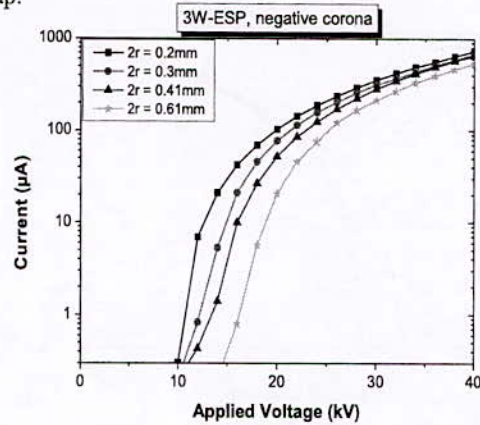


(b)

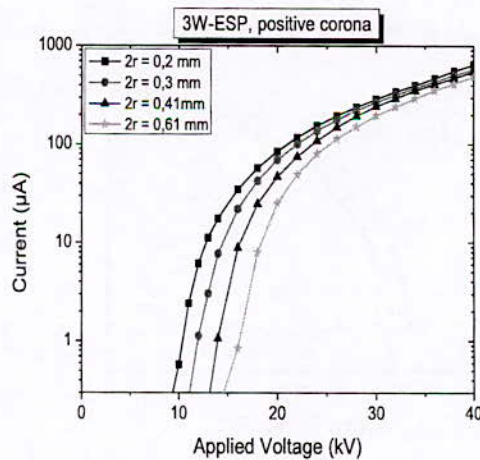
Fig. 3 Current-voltage characteristic of 1W-ESP: (a) negative corona, (b) positive corona

As expected, the corona discharge is ignited at lower voltage when the wire diameter decreases. Furthermore, one can also observe the effect of polarity on the current-voltage curves. Indeed, at a given voltage the discharge current is higher with the negative polarity, which could be explained by the difference between the apparent mobility of negative charge carriers compared to positive ones [9].

Similar discharge behavior is observed in the case of 3W-ESP, as shown in Figs. 4a-4b. Whatever the polarity, the discharge current increases with the HV electrode number. However, current magnitude with three wires is lower than three times the current magnitude with one wire ( $I_{1 \text{ wire}} < I_{3 \text{ wires}} < 3 \times I_{1 \text{ wire}}$ ). This is due to the electric field interaction between two successive high voltage wires. In fact, the distance between the wires is lower than the interelectrode gap.



(a)



(b)

Fig. 4 Current-voltage characteristic of 3W-ESP: (a) negative corona, (b) positive corona

The current-voltage curves are quite sensitive to relative humidity variations, as shown in Figs. 5a-5b. Depending on the applied voltage the effect of the relative humidity on the discharge current is different. At a given low voltage, even during the early stage of corona discharge, the current increases with relative humidity due to the electric conductivity enhancement.

At higher applied voltage, corona discharge is more developed in the gas with higher current magnitude. In this case, relative humidity effect is more complex. Except at RH=99%, current level is lower at higher relative humidity. This effect is probably due to the decreases of apparent mobility of ions, resulting from their combination with water molecules as the relative humidity increases.

The pressure increase causes a variation of the ionization coefficient  $\alpha$ , in the ionization region, and a variation of the ion mean free path length  $\lambda$ , in the drift region, for a fixed potential voltage value  $V$  between the electrodes.

The ionization coefficient is given by [10]:

$$\alpha = AP.e^{-B.P/E} \tag{1}$$

where the constants  $A$  and  $B$  are:  $A=9m^{-1}Pa^{-1}$ ,  $B=257Vm^{-1}Pa^{-1}$ .  $E$  is the electric field.

As the pressure goes up,  $\alpha$  decreases, thus producing a lower ionization rate close to the tip. As a consequence, the current generated by the corona discharge decreases (fig. 6).

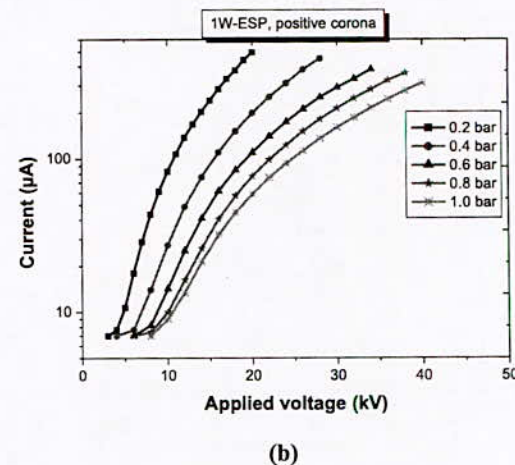
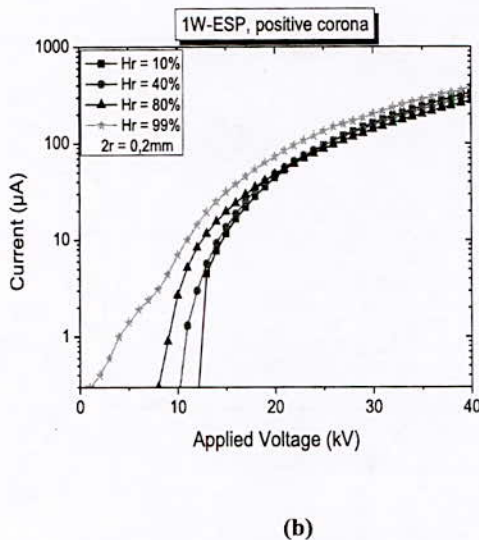
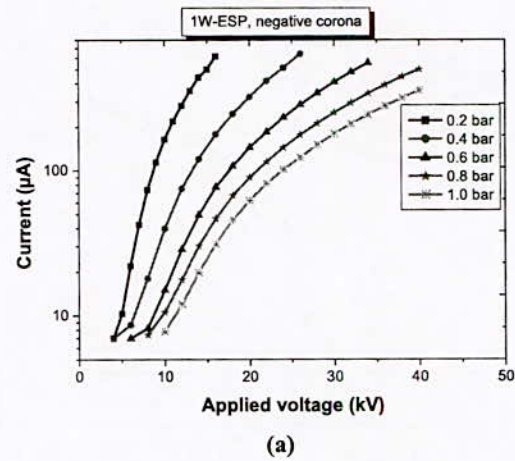
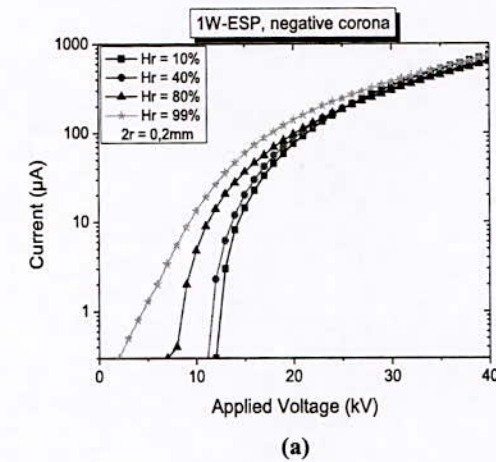


Fig. 5 Effect of humidity on I(V) curves in case of 1W-ESP: (a) negative corona, (b) positive corona ,  $2r = 0.2$  mm.

Fig. 6 Effect of pressure on I(V) curves in case of 1W-ESP: (a) negative corona, (b) positive corona,  $2r = 0.2$  mm.

The sequence of phenomena at 0.2 and 0.4 bar gas were essentially the same as at 1 bar, except that threshold



potentials were correspondingly lower. The rate of current increase at lower pressures and the current is general were greater at corresponding potentials because of the higher ion motilities as pressure decreased.

**B. Corona onset voltage**

The time-averaged discharge current, which crosses the inter electrode gap is a non-linear function of the applied voltage. Although the discharges include complex phenomena, a simple empirical relationship between current (I) and voltage (V) is generally used [12]. It is expressed by:

$$I = CV(V - V_s) \tag{2}$$

where  $V_s$  is the corona onset voltage and C is a constant that depends on the electrode configuration and the mobility of charge carriers.

Figs. 7-9 show the evolution of  $V_s$  against the wires radius, relative humidity and pressure for both high voltage polarities. Results are obtained from fitting the experimental data the previous equation.

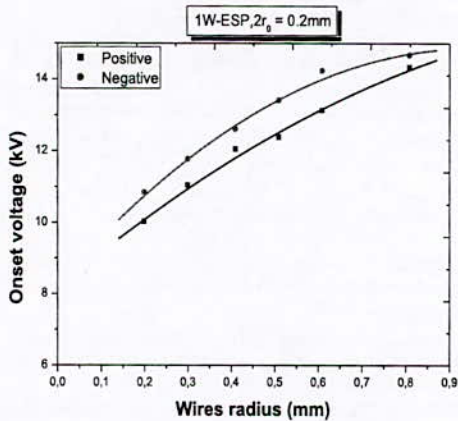


Fig.7 Variation of corona onset voltage with active electrode diameters

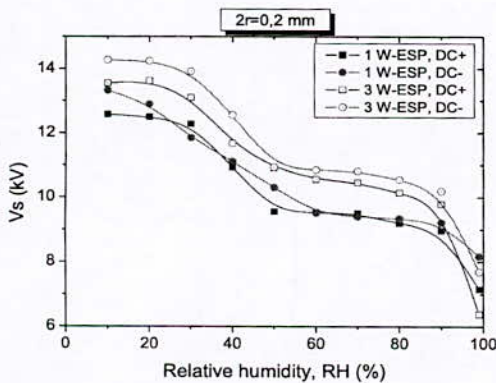


Fig.8 Variation of corona onset voltage with relative humidity

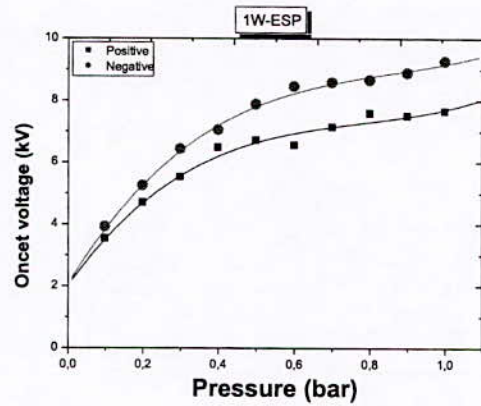


Fig.9 Variation of corona onset voltage with pressure

The conditions for the corona initiation field strength are essentially set by the design of the discharge electrode. The voltage necessary to overcome this critical field strength, however, is set by the complete configuration of discharge and collecting electrodes. One can observe that corona onset voltage is higher in the case of 3W-ESP and especially for negative polarity. Whatever the case,  $V_s$  decreases with the relative humidity with two particular transitions in the ranges  $30 < RH < 60\%$  and  $80 < RH < 100\%$ .

**C. The mobility of the charge**

The constant C, which is proportional to the apparent mobility of the charge carriers, is lower in the case of positive polarity. Furthermore, it seems that the apparent mobility decreases with the relative humidity in the range  $10 < RH < 80\%$  whatever the case, which approves the observation noted in the previous section.

Figs. 10-12 show the evolution of C in different conditions of active electrode and gas propieties.

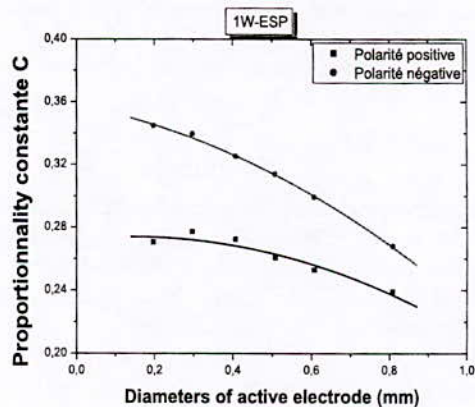


Fig. 10 Variation of C-constant with diameter of discharge wire

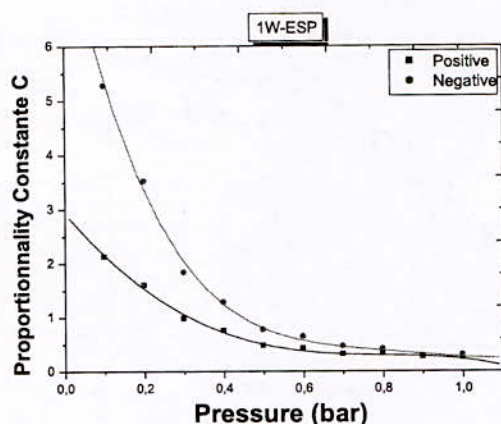


Fig. 11 Variation of C-constant with pressure

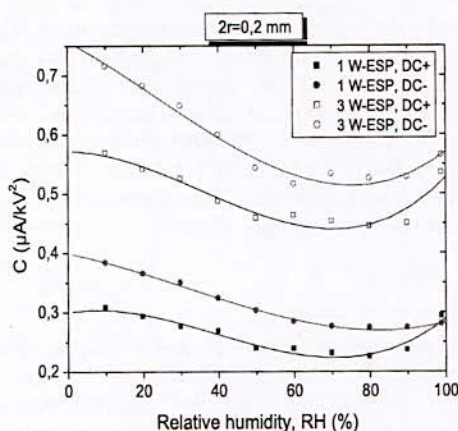


Fig. 12 Variation of C-constant with relative humidity

In addition,  $C$  increases with relative humidity for  $RH > 80\%$ , which can be explained by the gas/liquid phase transition inducing the formation of ultra-fine aerosols of water. These aerosols reduce the probability of the production of heavy ions, then the apparent mobility increases.

#### IV. CONCLUSION

In this paper, the effect of relative humidity and pressure on a dc corona discharge behavior in wire-to-plane electrostatic precipitator has been discussed. Several design parameters are taking into account especially the numbers of active electrodes and their diameter.

Corona onset voltage, which is higher with three wires construction and thicker ones, decreases with increasing the relative humidity.

The constant  $C$ , representing the apparent mobility of the charge carriers, decreases first with the relative humidity (in

the range 10-80 %) because of additional masse of ions reducing their mobility. Then, the mobility increases with relative humidity for  $RH > 80\%$ , which is probably due to the formation of ultra-fine aerosols of water going together with the disappearance of heavy ions.

The apparent mobility decreases with increasing the pressure.

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.

#### REFERENCES

- [1] A. Mizuno, "Electrostatic precipitation", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 7, pp. 615-624, 2000.
- [2] J. S. Chang, "Next generation integrated electrostatic gas cleaning systems", J. Electrostat., Vol. 57, pp. 273-291, 2003
- [3] T. Yamamoto, H. R. Velkoff, "Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator", J. Fluid Mech., Vol. 108, pp. 1-18, 1981.
- [4] P. Atten, F. M. J. McCluskey, A. C. Lahjomri, "The electrohydrodynamic origin of turbulence in electrostatic precipitators", IEEE Trans. Ind. Appl., Vol. 23, pp. 705-711, 1987.
- [5] J. Podliński, J. Dekowski, J. Mizeraczyk, D. Brocilo, J. S. Chang, "Electrohydrodynamic gas flow in a positive polarity wire-plate electrostatic precipitator and the related dust particle collection efficiency", J. Electrostat., Vol. 64, pp.259-262, 2006.
- [6] N. Zouzou, B. Dramane, P. Braud, E. Moreau, G. Touchard, " EHD flow in DBD precipitator ", IJPEST, Vol.3, No. 3, 2009.
- [7] K. R. Parker, Applied Electrostatic Precipitation, Edition Kluwer Academic Publishers, London, 1997.
- [8] A. Bologa, H. R. Paur, H. Seifert, Th. Wäscher, K. Woletz, "Novel wet electrostatic precipitator for collection of fine aerosol", J. Electrostat., Vol. 67, pp.150-153, 2009.
- [9] G. P. Reichel, J. M. Mäkelä, R. Karch, J. Neced, "Bipolar charging of ultrafine particles in the size range below 10 nm", J. Aerosol Sci. Vol. 27, pp. 931-949, 1996.
- [10] R. Benocci, M. Urbano, L. Mauri "Study of a positive corona discharge in argon at different pressures", Eur. Phys. J. D, Vol.37, pp.115-122, 2006.
- [11] L. B. Loeb, Electric Coronas-Their Basic Physical Mechanisms, University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1965.

## Optimisation d'un filtre électrostatique à un étage pour la filtration des fumées de soudage

<sup>1</sup>S.M. Remaoun, <sup>1</sup>A. Tilmatine, <sup>1</sup>N. Hammadi, <sup>1</sup>F. Miloua, <sup>2</sup>L. Dascalescu

<sup>1</sup>IRECOM, Université Djillali Liabes, Sidi-Bel-Abbes, Algérie

<sup>2</sup>PPRIME Institut, CNRS-Université de Poitiers-ENSMA, Angoulême, France

E-mail: remaounsm\_dz@yahoo.fr

**Abstract:** There are a wide variety of electrostatic precipitators (ESP): huge installations, as those used for collection of dust in cement factories or blast furnaces, but also small devices as the ones employed for the fume filtration in welding shops. The aim of this paper is to optimize the geometric characteristics and electrical operating conditions of a "one-stage" ESP, intended for the filtration of welding fumes. The experimental bench is composed of 2 units, each consisting in a horizontal wire (tungsten, diameter 0.1mm), energized from a high voltage supply ( $\pm 15$  kV, 5 mA), and equally distant from two vertical plate electrodes (aluminum, length 200 mm x variable width) connected to the ground. Two "one-factor-at-a-time" experiments paved the way for a double composite experimental that enabled the optimization of ESP geometry, i.e. the inter-electrode and width of the collecting electrodes.

**Résumé :** Il existe une grande variété de filtres électrostatiques (ESP) utilisés dans d'immenses installations, comme celles utilisées pour la collecte de la poussière dans les usines de ciment ou de hauts fourneaux, mais aussi dans les petits appareils comme ceux utilisés pour la filtration des fumées dans le cas des ateliers de soudure. Le but de cet article est d'optimiser les caractéristiques géométriques et les conditions de fonctionnement électrique d'un filtre à un "un étage" destiné à la filtration des fumées de soudage. Le banc expérimental est composé de 2 unités, chacune d'elles est constituée d'un fil horizontal (tungstène, diamètre 0,1 mm) alimenté par une alimentation haute tension continue ( $\pm 15$  kV, 5 mA), à égale distance de deux électrodes « plaque » (aluminium, longueur 200 mm et de largeur variable x) reliées à la terre. Deux expériences de type "un facteur-à-la-fois" ont ouvert la voie à la réalisation d'un plan expérimental composite double qui a permis l'optimisation des dimensions du filtre, c'est à dire l'intervalle inter-électrodes et la largeur des électrodes collectrices.

### 1. Introduction

La précipitation électrostatique est utilisée pour éliminer les particules solides polluantes (comme la poussière et la cendre) ou liquides (brouillard d'huile par exemple) contenues dans les gaz injectés dans notre environnement [1-3]. Outre les énormes filtres électrostatiques utilisés pour l'épuration des gaz de combustion des usines de ciment, les fonderies et les centrales thermiques, de nombreuses unités de plus petite taille ont été

développées pour le traitement de l'air ambiant dans les ateliers, bureaux, hôpitaux, etc...[4-6]. L'objectif de ce travail est d'aboutir à une conception optimale d'un filtre électrostatique destiné pour la filtration des fumées de soudage, en déterminant les valeurs optimales de l'intervalle inter-électrodes et la largeur des électrodes de collection. Nous posons comme condition l'utilisation d'une haute tension de 10 kilovolts.

### 2. Plans d'expériences appliqués à la précipitation électrostatique

Nous proposons dans cet article de trouver les valeurs optimales des dimensions géométriques du filtre qui donnent un taux de filtration maximal.

#### 2.1. Facteurs considérés

Deux variables géométriques ont été envisagées:

- distance inter-électrodes (en cm);
- largeur de l'électrode collectrice (en cm).

Ces facteurs sont connus pour avoir un effet significatif sur les résultats du processus de filtration électrostatique.

Au début, nous avons opté pour des expériences de criblage, afin de vérifier si les facteurs ont une influence sur les réponses et d'identifier leurs intervalles de variation appropriés. Ces expériences serviront à déterminer le domaine de variation des deux facteurs géométriques qui peuvent être définies au cours de la phase de conception, c'est à dire l'intervalle inter-électrodes et la largeur de l'électrode collectrice.

#### 2.2. Aspects théoriques

Les techniques RSM de modélisation par surfaces de réponse servent à modéliser la fonction cible (la grandeur de sortie) en fonction des facteurs (les variables d'entrée) par une relation quadratique [7-8] :

$$y = f(u_i) = c_0 + \sum c_i u_i + \sum c_{ij} u_i u_j + \sum c_{ii} u_i^2 \quad (1)$$

En supposant que la variation de la variable d'entrée est de  $+\Delta u_i$  et la valeur centrale est  $u_{i0}$  ( $u_i = u_{i0} + \Delta u_i$ ), les valeurs centrales normalisées pour les variables d'entrée peuvent être définie comme

$$x_i = (u_i - u_{i0}) / \Delta u_i \quad (2)$$

Avec ces nouvelles variables, la fonction de sortie (réponse) devient:

$$y = f(x_i) = a_0 + \sum a_i x_i + \sum a_{ij} x_i x_j + \sum a_{ii} x_i^2 \quad (3)$$

où

$$u_{i0} = (u_{imax} + u_{imin})/2; \Delta u_i = (u_{imax} - u_{imin})/2 \quad (4)$$

Les coefficients peuvent être calculés ou estimés par un programme de traitement de données. L'interprétation du modèle nécessite l'évaluation du poids relatif de chaque coefficient et l'adéquation de la dépendance quadratique établie entre les facteurs et la réponse.

Dans le présent article, l'analyse de régression a été basée sur l'évaluation de deux paramètres:  $R^2$  et  $Q^2$  [8]. Le premier est appelé la qualité de l'ajustement, et est une mesure de l'efficacité du modèle, il varie entre 0 et 1, où 1 indique un modèle parfait et 0 aucun modèle du tout. Le second est appelé la qualité de prédiction du modèle, et estime le pouvoir prédictif du modèle. Comme  $R^2$ ,  $Q^2$  a une limite supérieure de 1, mais sa limite inférieure est moins l'infini.

**3. Matériels et méthodes employés**

Les tests ont été effectués sur un banc expérimental réalisé au sein du laboratoire IRECOM à la Faculté des Sciences pour Ingénieur de Sidi-Bel-Abbès, Algérie. La haute tension est délivrée par un générateur de haute tension continue à polarité réversible ( $U_{max} = \pm 15$  kV,  $I_{max} = 5$  mA) également fabriqué au sein du laboratoire. Il est constitué par un transformateur élévateur haute tension (Siemens, 14 kV, 20 mA) monté avec un doubleur de tension de type Greinacher comme le montre la figure 1. Puisque l'objectif de ce travail est de parvenir à une conception optimale avec une alimentation haute tension de faible puissance, nous avons opté pour toutes les expériences à une tension de 10 kV seulement. Un multimètre (Fluke 867B,  $U_{max} = 1000$  V) et un diviseur résistif faisant partie de l'alimentation HT, sont utilisés pour mesurer la haute tension appliquée. La figure 2 représente une photographie du banc expérimental.

Nous avons utilisé des bâtons d'encens pour produire de la fumée, en les laissant brûler pendant quelques minutes. Pour chaque essai, on laisse cinq bâtons identiques brûler durant une période de 5 minutes. Puis, nous essuyons manuellement les fumées recueillies sur chacune des trois électrodes collectrices à l'aide de tiges de coton.

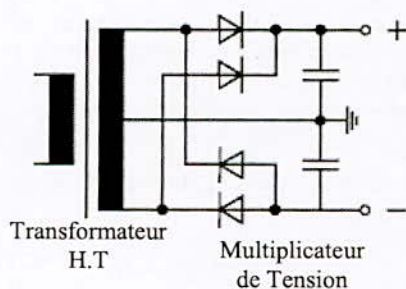


Figure 1: Circuit de la source HT utilisant le doubleur de tension de type Greinacher

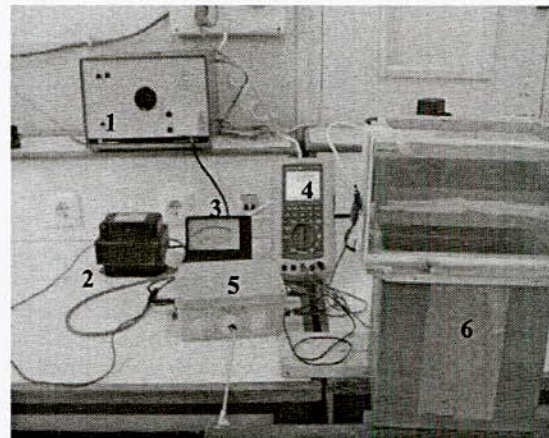


Figure 2 : Banc expérimental utilisé pour les expériences

- 1. Autotransformateur 2. Transformateur HT 3-4. Multimètres 5. Multiplicateur HT 6. Filtre

Nous mesurons la masse des tiges servant à recueillir la fumée avant et après filtration. Nous avons utilisé une balance électronique de précision 0,1 mg. Notons que pour chaque expérience, on effectue deux essais et on considère la valeur moyenne prise des deux mesures. Le rendement du filtre a été considéré comme étant la masse totale de fumée collectée par les électrodes.

**4. Expériences préliminaires**

Le choix des intervalles de variation des variables d'entrée a été dicté par des expériences préliminaires, appelées « expériences-un-facteur-à-la-fois ». Nous avons fixé l'intervalle inter-électrodes d à une valeur déterminée et on varie la largeur a de l'électrode de collection de 2 à 10 cm. Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau 1 pour d = 2 cm, d = 3 cm, d = 4 cm et d = 5 cm. La « masse totale/d » représente la somme de la masse de fumée récupérée sur toutes les électrodes de largeur a = 2, 4, 6, 8 et 10 cm, pour une valeur déterminée de l'espace inter-électrodes d. De même, la « masse totale/a » représente la somme totale des masses récupérées sur toutes les électrodes pour tous les intervalles d (d = 2, 3, 4 et 5 cm) pour une largeur déterminée. Ces résultats sont aussi illustrés par les figures 3 et 4.

Tableau 1: Résultats des « expériences-un-facteur-à-la-fois »

Largeur a (cm)	Distance inter-électrode d (cm)				Masse Totale/a (mg)
	2	3	4	5	
2	35,2	29,6	31,2	36,3	132,3
4	37,3	38,5	31,2	32,2	139,2
6	36,7	53,0	42,8	42,6	175,1
8	36,9	47,0	43,7	30,1	157,7
10	44,5	56,2	42,9	35,5	179,1
Masse Totale/d (mg)	190,6	224,3	191,8	176,7	

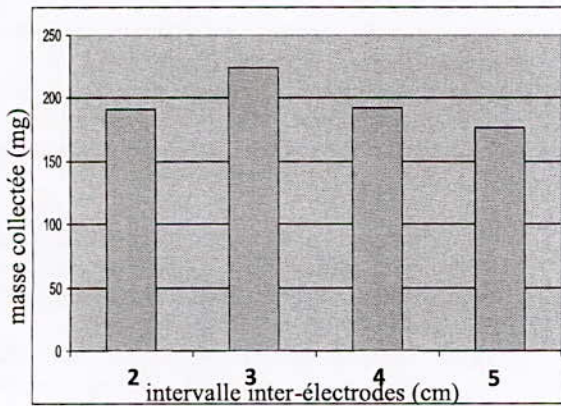


Figure 3 : masse totale/d collectée sur les électrodes en fonction de l'intervalle d

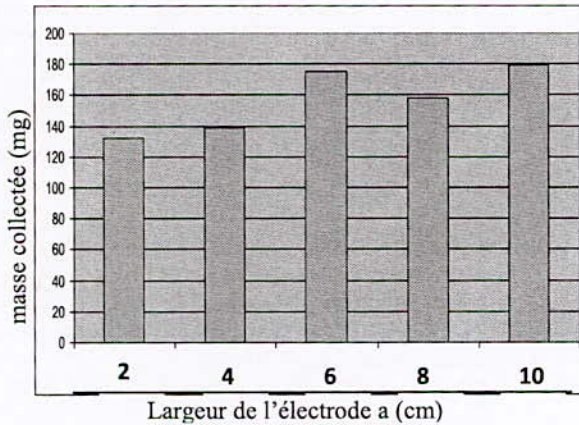


Figure 4 : masse totale/a collectée sur les électrodes en fonction de la largeur a

D'après les résultats obtenus, il semble que pour  $d = 2$  cm la masse collectée n'est pas en accord avec les autres valeurs de  $d$  (figure 3). En comparant la masse totale obtenue pour chaque valeur de  $d$ , on remarque paradoxalement que la plus petite quantité correspond à  $d = 2$  cm. En fait, nous avons remarqué que pour cette distance pour laquelle l'effet couronne est intense, le vent électrique perturbe fortement la collecte de la fumée. En outre, nous avons constaté que la largeur d'électrode égale à 6 ou à 10 cm semble être la dimension optimale possible pour l'électrode de collection.

##### 5. Plan composite double

En se basant sur les résultats précédents, nous avons opté pour un plan d'expériences composite double (2x11 expériences) avec les intervalles suivants:

- intervalle inter-électrodes  $d$  :  $d_{\min} = 3$  cm et  $d_{\max} = 5$  cm.
- Largeur de l'électrode  $a$  :  $a_{\min} = 6$  cm et  $a_{\max} = 10$  cm.

Les résultats obtenus de ce plan expérimental sont reportés dans le tableau 2.

Le programme MODDE 5,0 (Umetrics AB, Umea, Suède) est programme pour la génération et l'évaluation de plans d'expériences [9]. Un guide assiste l'utilisateur dès le début de l'investigation à l'établissement d'une feuille de calcul, définition des facteurs et des réponses, choix de l'objectif (de criblage ou de RSM), le choix du modèle (linéaire, quadratique), et le plan. Lorsque la feuille de calcul est achevée, le programme propose un modèle mathématique, il aide à l'interprétation des données et la prédiction des réponses, Ainsi, MODDE 5,0 calcule les coefficients du modèle, affiche la surface de réponse et identifie les meilleurs réglages des facteurs pour atteindre une performance optimale du processus.

Le modèle proposé par le programme est :

$$m = 42,1 - 5,73d^* + 2,73 a^* - 0,76 d^{*2} + 3,59 a^{*2} - 2,8 a^*d^* \quad (5)$$

Tableau 2: Résultats du plan composite double

Exp. N°	d [cm]	a [cm]	mass [mg]
1	30	6	47,1
2	50	6	38,0
3	30	10	53,2
4	50	10	38,4
5	30	8	45,0
6	50	8	35,0
7	40	6	46,0
8	40	10	47,0
9	40	8	41,9
10	40	8	43,7
11	40	8	41,8
12	30	6	42,1
13	50	6	40
14	30	10	59,3
15	50	10	40,5
16	30	8	50
17	50	8	36
18	40	6	41,4
19	40	10	49
20	40	8	42
21	40	8	40,4
22	40	8	42

Le modèle peut également être exprimé par l'histogramme montré à la figure 5.

Les critères statistiques de ce modèle sont satisfaisants ( $R^2 = 0,89$ ;  $Q^2 = 0,77$ ). L'espace inter-électrodes  $d$  représente l'effet le plus important sur la réponse du processus: la quantité de masse collectée augmente avec la diminution de  $d$  (le coefficient correspondant dans le modèle de régression étant négatif  $-5,73$ ). Ces conclusions sont confirmées par les courbes iso-réponses représentées à la figure 6. Comme prévu, une forte interaction existe entre  $a$  et  $d$ , ce qui signifie que de plus grandes quantités de fumées sont collectées à de petites valeurs de l'intervalle  $d$  et pour une grande valeur de la largeur  $a$ .

Selon ce modèle, le fonctionnement optimal, c'est à dire l'optimum du processus, correspondant à l'efficacité de filtration maximum qui devrait être obtenue pour  $d = 3$  cm et  $a = 10$  cm.

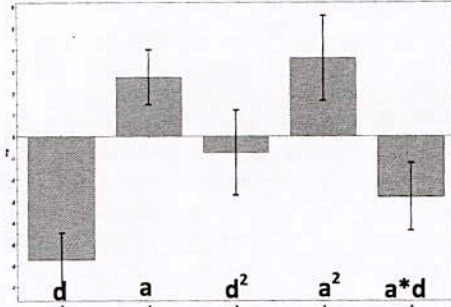


Figure 5 : coefficients tracés du modèle

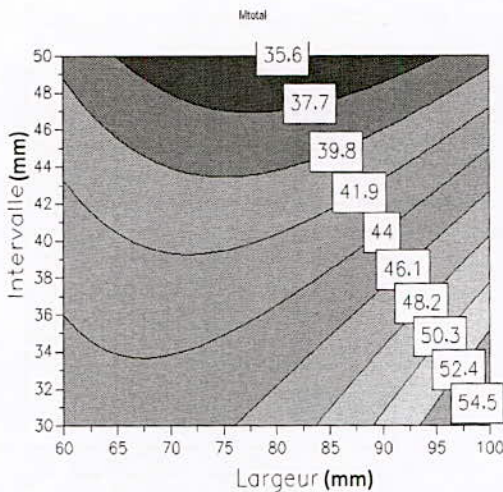


Figure 6 : courbe iso-réponse obtenue avec MODDE.05

**6. Conclusions**

Nous avons présenté dans cet article une étude expérimentale sur des électrofiltres de fumées de soudage, avec comme objectif de parvenir à une conception optimale des dimensions géométriques, de facteurs qui sont d'une grande importance, tels que la distance inter-électrodes et la largeur de l'électrode de collection. Nous avons pour cela réalisé un banc expérimental de filtration électrostatique ainsi que la source d'alimentation HT qui l'alimente. L'utilisation de la méthode des plans d'expérience a permis d'aboutir aux dimensions optimales du filtre. Enfin, Nous pensons donner suite à ce travail en examinant l'optimisation des facteurs électriques pour une filtration efficace, les facteurs qui seront pris en considération sont la tension et le courant de la décharge couronne.

**7. Références**

[1] H. J. White, « Industrial electrostatic precipitation », Addition-Wesley, MA, 1963  
 [2] C.U. Bottner, « The role of space charge density in particulate processes in the example of the electrostatic precipitator », Powder Technology 135-136, pp. 285-294, August 2003  
 [3] D. Brocilo, J. S. Chang, R. D. Findlay, « Modelling of electrode geometry effects on dust collection efficiency of-plate electrostatic precipitator », 8<sup>th</sup> ICESP conf, pp. 1-18, Birmingham, Alabama, USA, May 2001  
 [4] X. Liang, S. Jayaram, A. Berzein, J. S. Chang « Modelling of the electrical particles of a wire-cylinder electrostatic precipitator under pulse energization », IEEE Trans. Ind. Appl, Vol. 35, N°5, pp. 1184-1190, 2002  
 [5] T. Takahashi, A. Zukeran Y. Ehara, T. Ito, T. Takamatu « Influence of Re-entrainment Phenomena on Particle Deposit in Electrostatic Precipitator », T.IEE Japan, Vol. 119-A, N°3, pp. 254-260, 1999  
 [6] S.A. Hoenig.: New application of electrostatic technology to control of dust, fumes, smokes and aerosols. IEEE Trans.Ind. Appl., IA-17, pp. 386-391, 1981.  
 [7] J. Goupy.: Modélisation par les plans d'expériences. Technique de l'ingénieur, traité mesure et contrôle, R 275-1.  
 [8] J. Goupy.: Plans d'expériences pour surfaces de réponse. Dunod, Paris, 1999.  
 [9] Software MODDE.05.: Umetrics. SWEDEN.

**Index des Auteurs**

<i>Abdenbi Mimouni</i>	148	155																	
<i>Aberkane. F</i>	170																		
<i>Ahmed Boutarfaia. B</i>	48																		
<i>AISSOU. M</i>	38	136	307																
<i>Aksa. W</i>	276	288	294	301															
<i>Atten Pierre</i>	258																		
<i>Azzouz Zin-eddine</i>	148	155																	
<i>Baersch. R</i>	192																		
<i>BAYADI. A</i>	124	130																	
<i>Bekaoual. Y</i>	64																		
<i>Beldjilali Abdeslem</i>	222																		
<i>Beldjilali. A</i>	175	227																	
<i>Belkhir. S</i>	70																		
<i>Benaissa. T</i>	269																		
<i>Bendaoud Abdelber</i>	258																		
<i>Benharat. S</i>	106																		
<i>Benyahia. F</i>	170																		
<i>Beroual. A</i>	9	165																	
<i>Bessedik. S. A</i>	59																		
<i>Bessissa. L</i>	253																		
<i>Bitam-Megherbi. F</i>	159																		
<i>Bouazabia. S</i>	85	106	247																
<i>Boubakeur. A</i>	43	142	165	208	253														
<i>Boudissa. R</i>	43	181	192																
<i>Boudou. L</i>	79																		
<i>Bouguedad. D</i>	215																		
<i>Boukehil. S</i>	170																		
<i>Boukezzi. L</i>	208	253																	
<i>Bouyekni. A</i>	59																		
<i>Brahami. M</i>	276																		
<i>Dahou. O</i>	294	301																	
<i>Dascalescu. L</i>	136	258	264	276	282	288	294	301	307	313									
<i>Djebabra. M</i>	54																		
<i>Djoudi. H</i>	159	181																	
<i>DOUFENE. D</i>	247																		
<i>El-A. Slama. M</i>	9																		
<i>Fares Kahoul. A</i>	48																		
<i>Flazi. S</i>	112	231	269																
<i>Gouri. R</i>	264																		
<i>Guerbas. F</i>	165																		
<i>Guia. T</i>	198																		
<i>Haddad. A</i>	85																		
<i>Hadi. H</i>	9	59	89																
<i>Hamiteche. R</i>	227																		
<i>HAMMADI. N</i>	1	313																	

<i>HANDALA Mohand Amokrane</i>	75								
<i>Harid. N</i>	85	192							
<i>Hassani. N</i>	282								
<i>Jbara. O</i>	215								
<i>Kadous Nezha</i>	258								
<i>KATTAN. R</i>	142								
<i>KERROUM. K</i>	124	130							
<i>Khelfane. I</i>	175								
<i>Khelil. D</i>	85								
<i>KIRECHE Nora</i>	75								
<i>KOUIDRI Med .Ali.</i>	112								
<i>Krystian Leonard Chrzan</i>	94								
<i>Lahrach. A. C</i>	208								
<i>LAIFAOUI. A</i>	38								
<i>Lamrous. O</i>	203								
<i>Leulmi Salah</i>	94								
<i>Louanes Hamzioui. C</i>	48								
<i>M'ZIOU</i>	142								
<i>Mahi. D</i>	112	253							
<i>Marich. M</i>	59	89							
<i>Martinez-Vega. J. J</i>	79								
<i>Medles. K</i>	276	288	294	301	1				
<i>Megherbi. M</i>	159	203							
<i>Mekhaldi. A</i>	21	27	33	215	181	186	258	264	276
<i>Meslem. Y</i>	64								
<i>Meziane. L</i>	170								
<i>M'hamdi. B</i>	119	198							
<i>Miloua. F</i>	313								
<i>Miloudi.M</i>	276	288							
<i>Mokhnache. L</i>	54	142							
<i>Moreau. E</i>	264								
<i>Moudoud. M</i>	203								
<i>Mouhoubi. S</i>	43								
<i>Moula. B</i>	27	33							
<i>Moulai. H</i>	70	170	175	15	227				
<i>Nait Dahmane. K</i>	227								
<i>Namani. F</i>	237	242							
<i>Nedjar. N</i>	237	242							
<i>Nouri. H</i>	136	307							
<i>OUATAH. E</i>	100								
<i>OUIDDIR. R</i>	1								
<i>Pontiga. F</i>	64								
<i>Rahali. H</i>	21	186							
<i>Remaoun. S. M</i>	1	313							
<i>Rezgui. S</i>	237	242							
<i>ROUIBAH. T</i>	124	130							



<i>Sadaoui. Y</i>	237	242				
<i>Sahli. Z</i>	181					
<i>Saidi Mohamed</i>	222					
<i>Saidi. M</i>	227					
<i>Saidi. N</i>	227					
<i>Saidi-Amroun Nadia</i>	222					
<i>Soukeur. F</i>	70					
<i>Talhi. M</i>	231					
<i>Teguar. M</i>	27	33	119	198		
<i>TILMATINE. A</i>	1	282	288	294	301	313
<i>Toudja. T</i>	175	227				
<i>Touhami. A</i>	269	294	301			
<i>Yahiat. A</i>	175					
<i>Yanallah. K</i>	64					
<i>Yousfi. B</i>	79					
<i>Zebboudj. Y</i>	38	100	136	307		
<i>Zeghichi. L</i>	54					
<i>Zegnini. B</i>	112	79				
<i>Ziani Abderahmane</i>	15					
<i>Zouzou. N</i>	136	264	307			



Achévé d'imprimer sur les presses de l'imprimerie Houma - 2011

**34, lotissement la Bruyère Bouzaréah- ALGER**

Tél : (021) 94.19.36 /(021) 94.41.19

Fax : (021) 94.17.75 /(021) 79.91.84

[www.editionshouma.com](http://www.editionshouma.com)

[email:Info@editionshouma.com](mailto:Info@editionshouma.com)





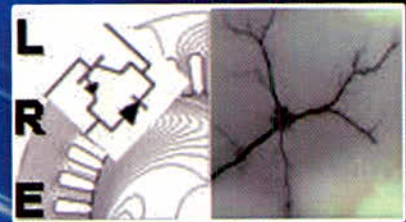
# CNHT'2011 - 8ème Conférence Nationale sur la Haute Tension



## Sponsors de la Conférence



Laboratoire de Recherche en Electrotechnique



Laboratoire de Génie Electrique et des Plasmas



Engineering & Scientific Laboratory Instruments