

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieure et la Recherche Scientifique

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

Faculté de Génie Electrique  
Département d'Electrotechnique

## **T H È S E**

**En Cotutelle avec**

**L'Ecole Centrale de Lyon -France**

En vue de l'obtention du titre de Docteur en Sciences

Spécialité : Electrotechnique

Option : Matériaux Isolants & Haute Tension

Par

Mohammed El-Amine SLAMA  
Magister en Electrotechnique

---

**Étude expérimentale et modélisation de l'influence de la constitution chimique et de la répartition de la pollution sur le contournement des isolateurs haute tension.**

---

*Soutenue le 30 mai 2012 devant la commission d'examen*

### **J U R Y**

<b>S. Flazi</b>	Professeur	Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Mohamed Boudiaf	<b>Président</b>
<b>H. Hadi</b>	Professeur	Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Mohamed Boudiaf	<b>Rapporteur</b>
<b>A. Beroual</b>	Professeur	Ecole Centrale de Lyon -France	<b>Co- Rapporteur</b>
<b>D. Mahi</b>	Professeur	Université Amar Telidji Laghouat	<b>Examineur</b>
<b>A. Mekhaldi</b>	Professeur	Ecole Nationale Polytechnique d'Alger	<b>Examineur</b>
<b>M. Sebbani</b>	Professeur	Université d'Oran	<b>Examineur</b>

## Résumé

Ce travail porte sur la caractérisation optique et électrique ainsi que la modélisation mathématique du contournement d'isolateurs pollués en tenant compte de la forme de tension appliquée, de la répartition ainsi que de la constitution chimique du dépôt polluant. Sous tension de choc de foudre (1,2/50 $\mu$ s), la morphologie des décharges ainsi que les courants associés dépendent de la tension (forme, amplitude, polarité), de la répartition de la pollution et de sa conductivité. Les vitesses moyennes de la décharge mesurées dépendent de la polarité appliquée à la pointe et de la conductivité de la pollution. Le temps critique correspondant aux conditions critiques est de l'ordre de 9/10 du temps total de contournement quelles que soient la polarité de la tension et la conductivité de la pollution. La constitution chimique de la couche de pollution a peu d'effet sur la tension critique contrairement aux courants critiques. Les valeurs des constantes caractéristiques  $n$  et  $N$  sont fonction de la nature chimique des dépôts et de la polarité de la tension. Le modèle élaboré montre que les constantes caractéristiques de la décharge  $n$  et  $N$  sont des paramètres dynamiques et dépendent des éléments du circuit électrique équivalent du système et des paramètres thermique de la décharge. Les relations des conditions critiques du contournement développé relie les paramètres électriques et thermiques du circuit équivalent et la condition de propagation de la décharge. L'application de ce modèle, pour différentes formes de tension et pour plusieurs types de pollution, donne des résultats satisfaisants. L'hypothèse selon laquelle la colonne de la décharge ne contient que de la vapeur d'eau et de l'air constitue une bonne approximation des grandeurs critiques. Sous tension de choc de foudre, les courants et les tensions critiques dépendent de la configuration de la pollution et de la polarité de la tension. Le courant circule à travers une section effective de la pollution. L'introduction de la notion d'épaisseur critique effective et son application au calcul des grandeurs critiques donne de bons résultats pour les cas de figures étudiés. L'épaisseur effective du dépôt est proportionnelle la résistivité de la pollution et dépend de la configuration de la pollution et de la polarité de la pointe. Dans le cas de dépôt de pollution discontinue et/ou non uniforme, les conditions de propagation des décharges sont locales et leurs paramètres caractéristiques varient selon la configuration et la conductivité du dépôt ainsi que la polarité de la tension appliquée. Le modèle développé pour ce cas de figure donne de bons résultats.

**Mots-clés :** Haute tension - Isolateur - Décharge électrique - Contournement  
Constitution chimique de la pollution - Constantes de la décharge - Température de la décharge - Conditions critiques - Epaisseur effective - Répartition de la pollution.

# Experimental study and modelling of the influence of chemical constitution and repartition of pollution on flashover of H.V. insulators.

## Abstract

This work aimed on optical and electrical characterization and mathematical modeling of flashover of polluted insulators, taking into account the applied voltage waveform, the distribution and chemical composition of pollutant deposit. Under lightning impulse voltage (1.2 / 50 $\mu$ s), the morphology of the discharge and the associated currents depend on voltage (shape, amplitude, polarity), the distribution of pollution and its conductivity. The measured average velocity of the discharge depends on the polarity applied to the tip and the pollution conductivity. The critical time corresponding to the critical conditions is about 9/10 of total flashover duration regardless of the polarity of the voltage and the pollution conductivity. The chemical composition of the pollution layer has little effect on the critical voltage unlike the critical currents. The values of the characteristic constants  $n$  and  $N$  depend on the chemical nature of the deposits and the voltage polarity. The developed model shows that the discharge constant characteristics  $n$  and  $N$  are dynamic parameters and depend on the elements of the equivalent electrical circuit system and thermal parameters of the discharge. The developed relationships of critical conditions of flashover link the electrical parameters and thermal equivalent circuit and the propagation condition of the discharge. This approach allows us to understand the effect of the chemical constitution of pollution on the values of  $n$  and  $N$ . The application of this model for various voltage waveforms and for several types of pollution, gives satisfactory results. The assumption that the column of the discharge contains only water vapor and air is a good approximation of the critical conditions. Under lightning impulse voltage, the current circulate into a effective section of the pollution surface. The introduction of the concept of critical effective thickness of pollution and its application to the calculation of critical parameters gives good results compared with the experimental values. We have also shown that the effective thickness of the deposit is proportional to the resistivity of the pollution and depends on voltage polarity and pollution configuration. In the case of discontinuous deposit of pollution and / or non-uniform propagation conditions of discharges are local and their characteristic parameters vary depending on the configuration and the conductivity of the deposit and the polarity of the applied voltage. The developed model gives good results.

**Key-words:** High voltage - Insulator- Pollution - Electrical discharge - Flashover - Chemical constitution of pollution - Discharge constants - Discharge temperature - Critical conditions - Effective thickness - Pollution repartition.

محمد الأمين سلامة

رسالة دكتوراه في العلوم

تخصص

كهر وتقنيات

## دراسة تجريبية و رياضية لتأثير التركيبة الكيميائية للتلوث و توزيعه على ظاهرة التفاف العوازل الكهربائية ذات التوتر العالي.

يهتم هذا العمل بركز بدراسة الخصائص الضوئية والكهربائية و النمذجة الرياضية لظاهرة التفاف العوازل الملوثة ، مع الأخذ بعين الاعتبار شكل التوتر الكهربائي المطبق وتوزيع و التركيبة الكيميائية للتلوث. في حالة التوتر الكهربائي المكافئ للبرق (1.2 / 50  $\mu$ s ) وجدنا أن شكلية الإنفراغات والتيارات المرتبطة لها تتغير مع التوتر الكهربائي (الشكل و السعة و القطبية) وتوزيع التلوث و مقاومته النوعية. السرعة المتوسطة للإنفراغات المقاسة تتغير مع قطبية التوتر الكهربائي و المقاومة النوعية للتلوث. الوقت الحاسم المقابل للظروف الحاسمة يساوي 10/9 من الوقت الإجمالي للإلتفاف مهما كانت قطبية التوتر الكهربائي و المقاومة النوعية للتلوث.

التركيب الكيميائي للتلوث له تأثير على التيارات الكهربائية الحاسمة على عكس التوتر الكهربائي الحاسم. قيم الثوابت المميزة  $n$  و  $N$  تتغير مع التركيبة الكيميائية للتلوث و قطبية التوتر الكهربائي. النموذج المطور يبين أن الثوابت المميزة  $n$  و  $N$  هي بدلالة مكونات الدارة الكهربائية المكافئة للنظام و المتغيرات الحرارية للإنفراغ. من هنا طورنا علاقات تعطي الظروف الحاسمة بدلالة مكونات الدارة الكهربائية المكافئة للنظام و المتغيرات الحرارية للإنفراغ و شرط اندفاعه. تطبيق هذا النموذج لمختلف أشكال التوتر ولعدة أنواع من التلوث يعطي نتائج جيدة. افتراض أن عمود الإنفراغ يحتوي على بخار الماء والهواء فقط هو تقريب جيد للمتغيرات حاسمة.

في حالة التوتر الكهربائي المكافئ للبرق وجدنا أن الظروف الحاسمة لظاهرة الإلتفاف ترتبط بتوزيع التلوث و قطبية التوتر المطبق. بينت الحسابات أن التيار يخترق طبقة جزئية من التلوث و من هنا أدخلنا مفهوم السمك الفعال الحاسم وتطبيقه لحساب الظروف الحاسمة أعطى نتائج جيدة. لقد أظهرنا أيضا أن السمك الحاسم الفعال يتناسب مع المقاومة الكهربائية للتلوث. أما في حالة طبقات منقطعة من التلوث و/أو غير متجانسة وجدنا أن شروط اندفاع الإفراغات محلية والمعلمات المميزة  $n$  و  $N$  تختلف مع شكل طبقة التلوث و مقاومته النوعية و قطبية التوتر الكهربائي. تطبيق النموذج المطور لهذه الحالة أعطى نتائج مرضية.

**الكلمات الرئيسية :** التوتر العالي- عازل - التلوث - الإنفراغ الكهربائي - الإلتفاف و التركيبة الكيميائية للتلوث - الثوابت المميزة - درجة الحرارة الإنفراغ - الظروف الحاسمة - السمك الفعال - توزيع التلوث.

*« La quête de la science est du berceau au tombeau. »*

Tradition du Prophete Mohammed qqsl

À la mémoire de ceux qui nous ont quittés.

A mes parents.

A ma femme et mes enfants.

A ma famille et belle famille.

A mes amis.

Aux spoliés de leurs terres.

# Remerciements

Je remercie DIEU de m'avoir donné la force, le courage et la volonté de faire ce travail.

Ce travail de thèse est l'aboutissement d'une dynamique de collaboration entre l'équipe Diélectrique du groupe Matériaux du Génie Electrique du laboratoire Ampère sur son site de l'Ecole Centrale de Lyon -France- et l'équipe Haute Tension et Champs Electriques du laboratoire de Génie Electrique d'Oran de l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Mohamed Boudiaf -Algérie.

J'exprime ma profonde reconnaissance et mes sincères remerciements à mon directeur de recherche, Professeur Hocine HADI de m'avoir encadré pendant toute la durée de cette thèse. Sa rigueur, son sens critique, ses encouragements et son amitié m'ont été d'une aide inestimable dans mon travail. Qu'il trouve ici le témoignage de toute mon amitié et ma profonde gratitude.

J'exprime également ma profonde gratitude au Professeur Abderrahmane BEROUAL de l'Ecole Centrale de Lyon - France. Son engagement, sa disponibilité, ses conseils et ses encouragements durant toutes ces années m'ont été d'une grande utilité et parfois d'un grand réconfort dans les moments de doute. Sur le plan humain aussi bien que scientifique, il a su répondre à mes nombreuses sollicitations avec efficacité. Qu'il trouve ici le témoignage de toute mon infinie gratitude.

Que Messieurs M. SEBBANI, Professeur à l'Université d'Oran et D. MAHI, Professeur à l'Université Amar Telidji de Laghouat ainsi que A. MEKHALDI, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger trouvent ici le témoignage de mes sincères remerciements pour avoir 'accepté d'examiner ce travail.

Je remercie vivement Monsieur S. FLAZI, Professeur à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, de m'avoir fait l'honneur de présider ce jury.

Je remercie également ma femme pour le précieux soutien qu'elle m'a apporté et sa patience vis-à-vis de ma grande préoccupation par cette thèse. Je la remercie également de m'avoir donné deux adorables petites filles (en attendant la suite) qui nous illuminent la vie ; Rym et Nour.

Je remercie également mes parents pour leurs soutiens et leurs encouragements ainsi que ma belle-mère pour ses prières.

Je ne saurais terminer sans adresser mes remerciements a toutes les personnes, qui par leur soutien (moral, physique ou autres) de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail, notamment mes anciens étudiants et mes collègues.

# Sommaire

<b>Listes des symboles et abréviations</b>	
<b>Listes des figures et tableaux</b>	
<b>Introduction générale</b> .....	<b>1</b>
<b>Chapitre I</b>	
<b>Modèles, Critères et Mécanismes du Contournement des Isolateurs Pollués</b>	<b>9</b>
I.1 Introduction .....	10
I.2 Paramètres physiques de la décharge surfacique.....	10
I.2.1 Nature de la décharge .....	10
I.2.2 Interaction décharge - électrolyte .....	11
I.2.3 Diamètre de la décharge .....	12
I.2.4 Température de la décharge .....	13
I.2.5 Conductivité de la décharge .....	14
I.3 Modélisation statique, critères et calculs des conditions critiques .....	16
I.3.1 Modèles électriques.....	16
I.3.2 Les conditions critiques du contournement.....	24
I.3.3 Les critères du contournement.....	29
I.3.3.1 Critère de Hampton.....	29
I.3.3.2 Critère de Näcke.....	29
I.3.3.3 Critère de Hesketh.....	30
I.3.3.4 Critère de Wilkins.....	30
I.3.3.5 Critère d'Anjana et Lakshminarasimha.....	30
I.3.3.6 Critère de Ghosh.....	31
I.3.3.7 Critère de Rumeli.....	31
I.3.3.8 Critère de Dhahbi, Beroual et Krahenbul.....	33
I.4 Mécanismes physiques et dynamique d'allongement de la décharge...	35
I.4.1 Mécanismes physiques d'allongement de la décharge .....	35
I.4.2 Vitesse de la décharge .....	42
I.5 Paramètres d'influence .....	44
I.5.1 Influence de la polarité .....	44
I.5.2 Chute de tension .....	47
I.5.3 Temps de contournement .....	48
I.5.4 Influence de la constitution chimique de la pollution .....	49
I.5.5 Influence de la non uniformité de la distribution de la pollution.....	49
I.5.6 Formation des bandes sèches.....	50
I.5.7 Discontinuité de la couche de pollution.....	51
I.5.7.1 Modèle de Danis .....	52

I.5.7.2 Modèle de Mekhaldi <i>et al.</i> .....	53
I.5.7.3 Modèle de Diampeni et Beroual.....	55
I.5.8 Influence de l'épaisseur de la pollution.....	55
I.6 Conclusion.....	57

## Chapitre II

### **Caractérisation Optique et Electrique de la Dynamique de la Décharge** 59

II.1 Introduction.....	60
II.2 Dispositif et procédure expérimentales.....	61
II.2.1 Présentation du dispositif expérimental.....	61
II.2.2 Procédure expérimentale.....	64
II.3 Morphologies des décharges.....	66
II.3.1 Pollution uniforme continue.....	66
II.3.2 Pollution uniforme discontinue.....	68
II.4 Mesures électriques.....	71
II.4.1 Pollution uniforme continue.....	71
II.4.1.1 Courant transitoire d'amorçage.....	74
II.4.1.2 Courant associé à la propagation.....	74
II.4.1.3 Courant critique.....	76
II.4.1.4 Courant de transition ou courant de contournement.....	78
II.4.2 Pollution uniforme discontinue.....	78
II.4.3 Influence de la polarité.....	82
II.4.4 Influence de l'épaisseur de la pollution.....	83
II.5 Mesures optiques.....	85
II.5.1 Dynamique de la décharge et vitesse moyenne de propagation.....	85
II.5.2.1 Dynamique de la décharge.....	85
II.5.1.2 Vitesse de la décharge.....	87
II.5.2 Temps critique et temps de contournement.....	92
II.6 Conclusion.....	93

## Chapitre III

### **Etude de l'Influence de la Constitution Chimique de la Pollution sur les Caractéristiques du Contournement en Courant Continu** 95

III.1 Introduction.....	96
III.2 Procédure expérimentale.....	97
III.3 Étude de l'influence des matières insolubles sur les caractéristiques statiques de la décharge de contournement.....	99
III.3.1 Résultats des mesures et analyse.....	100
III.3.1.1 Tension critique.....	101
III.3.1.2 Courant critique.....	101
III.3.1.3 Influence de la polarité.....	104



III.4 Étude de l'influence du type de sel sur le contournement.....	105
III.4.1 Tensions critiques et courants critiques.....	106
III.4.2 Influence de la polarité.....	112
III.5 Étude de l'influence des mixtures de sel sur le contournement.....	114
III.5.1 Tensions critiques et courants critiques.....	114
III.5.2 Influence de la polarité.....	119
III.6 Influence de la constitution de la pollution sur le temps de contournement.....	121
III.6.1 Polarité positive.....	122
III.6.2 Polarité négative.....	123
III.7 Discussion.....	125
III.8 Conclusion.....	129

#### **Chapitre IV**

<b>Constantes Caractéristiques et Conditions Critiques de la Décharge : Formulation Analytique</b>	130
--	-----

IV.1 Introduction.....	131
IV.2 Mise en équation.....	132
IV.3 Validation pour une tension continue.....	140
IV.3.1 Validation pour une pollution à base de NaCl.....	140
IV.3.2 Validation pour plusieurs types de pollution.....	143
IV.3.2.1 Pollution avec matières insolubles.....	143
IV.3.2.2 Pollution de type sels simples.....	146
IV.3.2.3 Pollution de type mixtures de sels.....	148
IV.4 Validation pour une tension alternative.....	151
IV.5 Validation pour une onde de choc de foudre.....	155
IV.5.1 Tensions critiques et courants critiques.....	155
IV.6 Conclusion.....	162

#### **Chapitre V**

<b>Etude de l'Effet de la Non Uniformité Linéaire de la Pollution sur les Conditions Critiques du Contournement</b>	166
---	-----

V.1 Introduction.....	167
V.2 Etude expérimentale.....	168
V.2.1 Dispositif expérimental.....	168
V.2.1 Résultats et analyse.....	170
V.3 Estimation de l'épaisseur critique de la couche de pollution pour les configurations non uniformes.....	173
V.3.1 Configuration 1.....	174
V.3.2 Configuration 2.....	175
V.4 Calcul de la tension critique et du courant critique.....	176
V.5 Conclusion.....	186

<b>Chapitre VI</b>	
<b>Etude de l'Influence de la Discontinuité et de la Non uniformité de la Pollution sur les Conditions Critiques</b>	<b>187</b>
VI.1 Introduction.....	188
VI.2 Etude expérimentale de la discontinuité non uniforme.....	188
VI.2.1 Caractérisation optique et électrique.....	189
VI.2.1.1 Bande polluée côté HT et bande humide côté masse (configuration A) .....	189
VI.2.1.2 Bande polluée côté masse et bande humide côté HT (configuration B) .....	191
VI.2.2 Grandeurs critiques et influence de la polarité.....	192
VI.2.2.1 Tensions critiques et courants critiques.....	192
VI.2.2.2 Influence la polarité de la tension.....	195
VI.3 Modélisation mathématique.....	197
VI.4 Validation.....	199
VI.4.1 Configuration discontinue avec une répartition uniforme.....	201
VI.4.2 Configuration discontinue avec une répartition non uniforme.....	203
VI.4.2.1 Configuration A.....	204
VI.4.2.2 Configuration B.....	205
VI.5 Conclusion.....	208
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>210</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>214</b>
<b>Annexe.....</b>	<b>229</b>

# Introduction générale

Le contournement des isolateurs par un arc électrique dû à la pollution atmosphérique est une des causes principales des interruptions de l'alimentation en énergie des réseaux électriques. La maîtrise des conditions optimales du fonctionnement de ces réseaux, vis-à-vis de ce type de défaut d'isolement, commence par le choix d'isolateurs qui présentent les meilleures performances sous pollution. A ce titre, plusieurs solutions comme l'allongement de la ligne de fuite des isolateurs, le graissage, le lavage sous tension, ont été envisagées. Une autre approche du problème consiste à jouer sur la nature du matériau isolant et qui conférerait à ce dernier des meilleures performances isolantes. Nous citerons à titre d'exemple les matériaux à base d'EPDM, de silicone ou encore des isolateurs en céramique dopés avec des semi-conducteurs [1, 2]. Toutefois, ces solutions ne sont pas définitives et présentent elles aussi des inconvénients dont les plus connues sont la sensibilité des matériaux synthétiques aux rayonnements UV et aux attaques acides ou la tendance à l'érosion des isolateurs dopés avec des semi-conducteurs ainsi que les isolateurs en matériaux synthétiques [1, 2].

La chronologie du processus qui mène au contournement est constituée essentiellement de quatre grandes phases :

- ✓ dépôt d'une couche solide constituée de sels et de matériaux insolubles, sauf dans le cas d'une pollution marine où la pollution est sous la forme d'embruns marins,
- ✓ humidification de la couche de pollution et circulation d'un courant dû à la dissolution des sels contenus dans le dépôt (formation d'un électrolyte),
- ✓ apparition de bandes sèches dues à l'échauffement par effet Joule résultant de la circulation du courant et conduisant à l'amorçage de décharges locales,
- ✓ élongation des décharges jusqu'à court-circuiter l'isolateur : contournement

Le dépôt de la couche de pollution résulte de la concomitance de plusieurs facteurs tels que les conditions climatiques, le champ électrique, la force et la direction du vent, la position d'accrochage des isolateurs, leurs formes et le type de matériaux qui les constitue (verre, porcelaine, silicone composite, élastomère et

polymère) [2-9]. Après la formation de la couche de pollution, un processus d'humidification de la surface polluée de l'isolateur intervient graduellement en présence de brouillard, de rosée et de petite pluie fine. Dans les régions à faibles pluviométrie comme le cas de l'ouest algérien, ils existent deux types d'accumulation de pollution et d'humidification ; la première est progressive et dynamique avec le temps et la seconde est brutale comme c'est le cas des sirocos accompagnés de pluies à fort degré de poussière [5, 10]. Les sels contenus dans le dépôt, se dissolvent créant ainsi un électrolyte rendant de ce fait la couche polluante conductrice. Il s'établit alors un courant de fuite dont l'amplitude dépend du temps, de la nature et de la quantité des sels et des produits insolubles contenus dans le dépôt polluant ainsi que du degré d'humidification. La circulation du courant de fuite va chauffer le film de pollution qui recouvre la surface de l'isolateur. Cet échauffement va donner suite à une évaporation de l'humidité contenue dans la couche de pollution. La puissance dissipée par effet Joule se fera par convection du dépôt vers l'air ambiant et par conduction thermique à travers la couche de pollution [13]. Cette évaporation va continuer jusqu'à l'assèchement de certaines zones. La densité du courant de fuite devient très importante aux extrémités des zones sèches, favorisant ainsi l'extension de ces dernières jusqu'à la création de bandes sèches. A partir de ce moment, le courant s'annule et la résistance de la couche de pollution prend une valeur très grande. La répartition du potentiel sur l'isolateur est modifiée par la présence de ces bandes sèches et la plupart des lignes de champ électrique se concentrent en ces bandes [14]. Par conséquent, la tension est essentiellement appliquée aux bornes de ces bandes. Des décharges locales apparaissent par rupture diélectrique dans l'air et le courant se remet à circuler. Deux scénarios sont possibles : soit que la décharge s'éteigne soit elle évolue jusqu'au contournement. Dans le premier cas le courant de fuite est inférieur à une certaine valeur et la situation reste stable ; la résistance en série avec la décharge limite le courant et la longueur de cette dernière. Par contre, si le courant de fuite atteint un seuil dit « critique », et que certaines conditions sont remplies, alors le contournement se produira.

Selon les normes CEI, IEEE et le CIGRE [3, 15–19], il est possible d'identifier la pollution selon sa nature et l'environnement proche auxquels les isolateurs sont soumis. Ainsi, on classe la pollution en trois catégories : naturelle (marine, agricole et désertique), industrielle (proximité des industries) et mixte (naturelle et industrielle). Les essais en grandeurs réelles et sur site de tenue au contournement des isolateurs en fonction de la pollution et de son degré sont lents et coûteux. Aussi des méthodes d'essais sous pollution artificielles ont été proposées en vue de reproduire les conditions environnementales auxquelles sont soumis les isolateurs en céramique. Deux méthodes sont proposées suivant les normes CEI et ANSI/IEEE [15-17] : la méthode du brouillard salin où une solution saline pure ( $NaCl + H_2O$ ) est pulvérisée sur l'isolateur et la méthode de la couche solide où la pollution est constituée d'une couche solide préparée à base de sel ( $NaCl$ ) et des matières insolubles inerte que l'on humidifie progressivement par pulvérisation ou par condensation.

Une autre approche du phénomène est de remplacer l'isolateur par un modèle simplifié de laboratoire ; le mode de contamination varie selon les auteurs [2, 14, 20-58, 76-79, 87, 88, 141, 145, 149]. Cette approche permet de maîtriser les différentes grandeurs susceptibles d'intervenir dans le phénomène puisqu'il est admis que le point crucial du phénomène est la formation et l'élongation d'une décharge électrique sur la surface polluée de l'isolateur. La compréhension des phénomènes d'initiation et de propagation de ces décharges est fondamentale car elle permet de quantifier et de modéliser les grandeurs électriques et physiques qui conditionnent et gouvernent la décharge jusqu'au contournement total de l'isolateur.

Une part importante des travaux traitant du contournement des isolateurs pollués a été consacrée à l'estimation des grandeurs critiques et des conditions de propagation de la décharge [2, 20, 21, 24-40, 42, 48, 50, 51, 57-67, 70-72]. Plusieurs modèles empiriques et semi-empiriques, basés la plupart sur le modèle d'Obenaus, ont été proposés. Tous ces modèles ont pour objectif la détermination des caractéristiques critiques : la tension critique, le courant critique et la longueur critique. Ils sont basés sur un formalisme semi-empirique et utilisent pour la plupart

comme modèle de décharge, l'équation d'Ayrton [72], modifiée par Nottingham [73]. Dans ce dernier modèle, le gradient de champ électrique dans la décharge est défini par une relation empirique dont les constantes sont fonction des conditions expérimentales.

D'un autre côté, plusieurs études ont été menées en vue de la description physique de la propagation des décharges sur des surfaces polluées. Cependant, plusieurs points de divergences doivent être soulevés [14, 20-25, 28-31, 33-35, 41, 43-47, 57, 58, 65, 74-79]. Il s'agit de la dynamique de propagation et de la nature physique de la décharge, sa morphologie ainsi que sa surface et son point de contact avec la couche de pollution. D'un autre côté de nombreux chercheurs ont établi, grâce à des mesures optiques et électriques [23, 30, 31, 44-47, 57, 74, 80-82, 87, 128], des relations entre la variation de la vitesse de la décharge et les paramètres physiques qui peuvent la caractériser. Ainsi, certains aspects de la dynamique de propagation de la décharge, ont été mis en évidence de façon quantitative et qualitative [23, 25, 34, 37, 45, 57, 82, 83, 85].

De nombreuses études ont été mené en vu de déterminer l'influence de la constitution de la pollution sur la tenue au contournement des isolateurs. Elles ont montré que la tension de contournement est étroitement liée à la constitution de la pollution. Les investigations portants sur l'effet des matières insolubles [86, 87] montrent que la tension de contournement varie avec la quantité de matières insolubles (*DDNS*, Densité de Dépôt Non Solubles). Aussi, plusieurs chercheurs [22, 28, 34, 40, 88] ont étudié l'influence de différents sels sur les tensions de contournement. Les résultats de leurs investigations sont plus ou moins contradictoires. Pour certains auteurs [40, 88], la tension de contournement la plus défavorable est celle spécifique à une pollution à base de chlorure de sodium (*NaCl*) alors que tel n'est pas le cas pour d'autres [22, 28, 34].

En général, la distribution de la pollution à la surface des isolateurs n'est pas répartie de façon uniforme. En effet, les conditions électro-géométriques et

climatiques jouent un rôle important dans l'accumulation et la distribution de la pollution sur la surface d'un isolateur [3-12]. Cependant, certaines contradictions quant à la tenue au contournement des isolateurs couverts d'une couche de pollution non uniforme, ont été rapportées [5, 50, 54-58, 89, 91, 92]. D'après certains résultats rapportés dans la littérature, l'écart entre les tensions de contournement des isolateurs uniformément et non uniformément pollués est négligeable ou que la tension de tenue avec une pollution non uniforme est supérieure à celle mesurée avec une pollution uniforme [90]. Des résultats contraires ont été également obtenus [5, 51], à savoir que la tension de contournement d'une surface non uniformément polluée est inférieure à celle d'une surface uniformément polluée.

Par conséquent, beaucoup de questions restent sans réponses ou doivent être approfondies. C'est dans cette perspective que s'inscrit notre travail. Ce manuscrit comporte six chapitres.

Dans le premier chapitre, nous abordons l'état de l'art et des connaissances acquises à ce jour sur le phénomène des décharges apparaissant à la surface des isolateurs pollués ainsi que les modèles électriques qui le décrivent.

Le second chapitre porte sur la caractérisation optique et électrique de la décharge dans son évolution vers le contournement sous tension de choc de foudre (1,2/50 $\mu$ s). Nous nous y intéressons à l'influence de la conductivité et la répartition de la pollution sur la morphologie de la décharge dans les deux polarités. Nous présentons également l'effet de la conductivité et de la polarité de la tension sur la vitesse de propagation de la décharge et sur le temps de contournement.

Le troisième chapitre porte sur l'effet des constituants chimiques de la pollution sur les conditions critiques du contournement en courant continu dans les deux polarités. Nous y étudions l'effet des matières insolubles et l'effet du type de sel et des mixtures de sels sur les grandeurs critiques. Nous y présentons également une étude comparative entre les modèles existants et les résultats des mesures



expérimentales pour vérifier la validité de l'approche semi-empirique avec des constantes caractéristiques  $n$  et  $N$  tirées de la littérature. Nous analysons l'effet de la constitution de la pollution et de la polarité de la tension sur les mécanismes susceptibles d'être impliqués dans le phénomène de contournement, notamment dans l'interaction décharge - électrolyte.

Le quatrième chapitre est consacré à la mise en œuvre d'une formulation analytique des conditions critiques du contournement et sa validation expérimentale. Ce modèle original nous permettra de lier les constantes caractéristiques  $n$  et  $N$  aux éléments du circuit électrique équivalent du système constitué de la décharge et le dépôt de pollution ainsi qu'aux propriétés thermiques de la décharge. Nous montrons également que ces constantes sont en fait des paramètres dynamiques et que les conditions critiques du contournement sont fonction des paramètres électriques et thermiques du circuit équivalent ainsi que de la condition de propagation de la décharge. Nous procédons également à la validation de notre modèle pour différentes formes de tension et plusieurs types de pollution. Nous montrons que la température de la décharge, donc sa résistance, est fonction de la résistance de la pollution et qu'elle varie avec la polarité et la forme de tension appliquée. Nous montrons aussi, que sous tension de choc de foudre, seule une partie (fraction) de l'épaisseur de la pollution participe à la conduction et qu'elle varie en fonction de la résistivité de l'électrolyte et de la polarité de la tension appliquée.

Dans le cinquième chapitre, nous nous intéressons à l'effet de la non uniformité linéaire de la pollution sur les conditions critiques du contournement. Nous y présentons un modèle expérimental original qui permet de varier la résistance linéique de la pollution tout en gardant la résistance totale constante ainsi que les paramètres géométriques de l'isolateur. Nous montrons que les courants et tensions critiques dépendent de la configuration de la pollution et de la polarité de la tension appliquée. Nous présentons également un modèle de calcul de l'épaisseur critique de l'électrolyte ainsi que la limite de validité de ce dernier pour la détermination des

grandeurs critiques (tension et courant). Nous montrons que seule une portion de la couche de pollution participe activement au processus ; nous introduisons la notion d'épaisseur effective critique et par extension, celle de la résistance effective. Nous montrons que ces dernières varient avec la résistivité et la configuration de la pollution ainsi que la polarité de la tension appliquée.

Le sixième chapitre est dédié à l'étude expérimentale et la modélisation de l'effet de la discontinuité et de la non uniformité de la pollution sur les conditions critiques du contournement. Nous nous intéresserons à l'influence de la répartition de la pollution, de sa conductivité et de la polarité de la tension appliquée sur la morphologie des décharges ainsi que sur les variations temporelles du courant et de la tension. Nous présenterons également une modélisation basée sur le modèle analytique que nous avons développé au chapitre IV. Nous montrerons que l'influence de la répartition et la non uniformité de la pollution sont traduis par les effets de l'impédance du circuit électrique équivalent, de la température des décharges et de l'épaisseur effective du dépôt polluant dans chaque bande. Le modèle montre également que la moyenne des températures des décharges et les épaisseurs effectives de la pollution varient avec l'impédance et la configuration des dépôts polluants ainsi que la polarité appliquée à l'électrode pointe.

# Chapitre I

## Modèles, Critères et Mécanismes du Contournement des Isolateurs Pollués.

## I.1 Introduction

L'analyse, la compréhension et la modélisation des phénomènes de décharges surfaciques sur des isolants propres ou contaminés par la pollution ou le givre est d'une importance capitale pour l'optimisation de l'isolement externe des réseaux électriques. Cela nécessite des investigations sur plusieurs fronts : étude de la nature physique de la décharge et son interaction avec le dépôt de pollution, estimation de l'impédance du dépôt polluant en présence de la décharge, étude des mécanismes d'élongation de la décharge, influence de la nature du dépôt sur le phénomène, etc. Dans ce chapitre, nous présentons de façon les principaux résultats et modèles rapportés dans la littérature sur le phénomène de contournement d'isolateurs pollués.

## I.2 Paramètres physiques de la décharge surfacique - contournement

### I.2.1 Nature de la décharge

La nature de la décharge menant au contournement des isolateurs pollués reste encore un sujet d'actualité. Novak et Ellena [93] ont mesuré les paramètres caractéristiques d'un arc sous tension continue, dans une gamme de courants variant de 20 mA à 4 A sous des pressions allant de 20 kPa à 150 kPa. Ils ont remarqué un changement du régime de la décharge de luminescente (glow) vers l'arc à partir de 300mA pour des tensions inférieures à 2 kV. D'autres auteurs soutiennent que la décharge est du type arc [20-27, 32, 36-43, 45, 46, 48, 51-53, 57, 66-70, 75-77, 86, 90, 104, 112, 113, 127, 132, 138, 140, 148, 159, 160]. Cela est plus ou moins justifié par l'intensité du courant mesuré au niveau de l'électrode connectée à la masse. Si le courant dépasse 1A, on considère que la décharge est un arc. Par contre, si le courant est inférieur à cette valeur, il est difficile de définir le type de décharge au vue de sa

nature transitoire [109]. Cependant, il est admis, que la décharge est du type luminescente transitoire, lorsque le courant se situe dans la gamme 10 mA - 1 A [14, 28-31, 88-89, 44, 47, 49, 50, 79, 85, 106, 134, 137, 139].

En étudiant l'interaction d'une décharge avec un électrolyte faiblement conducteur, Belosheev [80-82] et Anpilov *et al.* [94] arrivent à la conclusion que la décharge présente beaucoup de similitudes avec les leaders observés dans les grands intervalles d'air. Cette idée a été récemment utilisée par Waters *et al.* [58] dans le cas de dépôt de pollution de faible conductivité.

Brugmann [84] a trouvé que la décharge change de régime en fonction du temps et de la polarité de la tension appliquée. En courant continu, la décharge passe du régime « luminescente (glow) » au régime spark en polarité négative alors qu'en polarité positive elle est du type dard (streamer) et évolue vers le régime spark.

### **I.2.2 Interaction décharge - électrolyte**

Plusieurs chercheurs ont étudié l'interaction d'une décharge électrique dans le volume et à la surface d'un liquide en vue d'applications diverses (purification de l'eau, biomédical, etc.) [84, 95-103]. Certains auteurs ont étudié l'influence de la conductivité de l'eau sur les caractéristiques électriques et physico-chimiques de la décharge. Le type de décharge utilisé variait selon les applications attendues : glow ou arc à des pressions variables. Il ressort de leurs investigations que les espèces chimiques les plus abondantes dans la colonne de la décharge sont la vapeur d'eau, l'air (azote et oxygène), et dans une moindre mesure le peroxyde d'hydrogène, des radicaux libres et des ions métalliques provenant du liquide. La présence d'ions métalliques est expliquée par le mécanisme de pulvérisation cathodique [101, 102] ou par le transfert ionique et/ou atomique par effet électrostatique [84]. Il a été également montré que les quantités des ions dépendent de leurs concentrations dans le liquide. D'un autre côté, les mesures optiques ont montré que ces décharges brûlent avec des températures de plus de 1000 K et qu'elle modifie le pH du liquide.

A partir de mesures spectroscopiques, Matsumoto *et al.* [45] ont procédé à l'analyse spectrale de la décharge en courant continu lors de sa propagation sur une solution de  $NaCl$  en utilisant un spectroscope de type Czerny-Turner. A partir de la lumière émise par la décharge, ces auteurs montrent que sa colonne est constituée en grande partie d'atome de sodium avec des traces d'azote qui apparaissent aux premiers instants de l'amorçage avec des intensités de courant de l'ordre de quelques ampères.

Cependant, la région de l'interface entre la décharge et l'électrolyte reste mal comprise et aucune interprétation basée sur des mesures n'a fait l'unanimité jusqu'à présent.

### I.2.3. Diamètre de la décharge

Le diamètre du canal de la décharge est un paramètre important ; sa connaissance est indispensable à l'élaboration de modèles et la caractérisation physique du phénomène. Sa mesure est cependant très délicate à cause de la diffusion de la lumière. La décharge n'est pas un volume dont les frontières sont parfaitement nettes (bien définies). Il est donc nécessaire de définir un diamètre équivalent.

A partir de la mesure de la densité du courant pendant la propagation de la décharge, Wilkins [21] a montré que le rayon de la décharge peut être estimé par la relation :

$$a_d = \sqrt{\frac{I}{1,45\pi}} \quad (I.1)$$

Cette relation a été confirmée récemment par Farokhi [167] en effectuant les mesures optiques sur des isolateurs couverts de givre et qui a montré que le diamètre qui assure la conduction peut être approximé par la relation proposée par Wilkins.

Matsumoto *et al.* [45] ont développé un dispositif de mesures optiques composé d'une matrice de 512 photodiodes disposées à des intervalles de 28 $\mu$ m. Ce dispositif leur a permis de mesurer avec une bonne précision le diamètre de la colonne de la décharge. Leurs observations montrent que le diamètre  $d$  (mm) de la décharge dépend de la polarité de la tension et du courant  $I$  (A) qui la parcourt. A cet effet, ils proposent une relation empirique liant le diamètre de la décharge et le courant :

$$d = aI^b \quad (I.2)$$

où  $I$  est le courant et  $d$  le diamètre. Les constantes  $a$  et  $b$  dépendant de la polarité de la tension appliquée à l'électrode haute tension avec :

$a= 14$  et  $b = 0,78$  pour la polarité positive

et

$a= 22$  et  $b = 0,78$  pour la polarité négative.

#### I.2.4 Température de la décharge

Peu de travaux expérimentaux ont été consacrés à l'étude de la température de la décharge du contournement des isolateurs pollués et au problème d'instabilité dynamique de la décharge. A partir de mesures spectroscopiques, Matsumoto *et al.* [45] ont estimé la température de la décharge entre 3000 K et 4500 K et conclu que ces températures sont inférieures à celles mesurées sur des décharges brûlant dans l'air libre dans les mêmes conditions.

En utilisant une technique basée sur l'interférométrie, Ishii et Ohashi [43] ont observé, qu'en polarité positive, sous tension continu un écoulement turbulent de l'air par convection naturelle en avant de la décharge. En polarité négative, l'air de cette région subit une convection naturelle avec un régime laminaire. D'après ces auteurs, la température du corps de la décharge est estimée à 2000 K lorsque la polarité est négative. Notons que dans ces deux études [43, 45], le courant de la décharge peut atteindre 5 A. Par conséquent, on est en présence d'un régime d'arc plutôt qu'un régime de décharge lumineuse transitoire ou spark.

Haji *et al* [101] ont mesuré la distribution de la température sur un isolateur plat en silicone soumis à une tension alternative. Au bout de 20 secondes d'existence, la température maximale de la décharge mesurée atteignait, voire dépassait, 1730 K.

### I.2.5 Conductivité de la décharge

La conductivité de la colonne de la décharge est difficile à estimer. Elle est généralement rapprochée de celle d'une décharge de type arc en supposant que le milieu est en équilibre thermodynamique local.

En prenant en considération la section efficace de collision des électrons avec les atomes, Flesch [102] estime la conductivité  $\sigma$  d'un arc et propose l'expression suivante :

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \sqrt{K_B T_d}}{s_{eff} p \sqrt{2\pi m_e}} \quad (I.3)$$

où  $n_e$ ,  $e$ ,  $m_e$  et  $s_{eff}$  sont respectivement la densité des électrons, la charge et la masse de l'électron ainsi que la section efficace de collision électron/atome.  $K_B$ ,  $T_d$  et  $P$  sont la constante de Boltzmann, la température de la décharge et la pression.

Une autre expression de la conductivité a été proposée par Spiltzer [103] :

$$\sigma(T) = \frac{1,53 \cdot 10^{-2} \cdot T_d^{3/2}}{\ln \left[ 1,27 \cdot 10^7 \left( \frac{T_d^2}{C} \right)^{0,5} \right]} \quad (I.4)$$

où  $C$  est une constante, avec  $T_d < 6000$  K.

L'expression (I.4) a été utilisée par Tavakoli *et al.* [104] en courant alternatif et a donné de bon résultats.



Pour Kuiken [105], la conductivité de l'arc est fonction de la température et de l'énergie d'ionisation des atomes du milieu composant la colonne de l'arc :

$$\sigma(T) = \sigma_0 T_d^{0,75} \exp\left[\frac{eW_i}{2K_B T_d}\right] \quad (\text{I.5})$$

où  $\sigma_0$  est une constante.

En étudiant les décharges glissantes thermiques et non thermiques, Fridman *et al.* [106] arrivent à la conclusion, qu'entre la luminescente et l'arc, les décharges transitoires ne sont pas en parfait équilibre thermodynamique local. D'après ces auteurs, la conductivité de la colonne de la décharge est fonction de sa température et de son champ électrique. A partir de ces considérations, ils proposent une formulation plus générale de la conductivité :

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left[\frac{-W_i}{2K_B T_e(T_d, E_d)}\right] \quad (\text{I.6})$$

où  $\sigma_0$  est une constante dans la gamme de fonctionnement de la température de la décharge ( $1000 \text{ K} < T_d < 6000 \text{ K}$ ) et  $W_i$  représente l'énergie d'ionisation des différents atomes dans le plasma de décharge.

La connaissance de la fonction  $T_e(T_d, E_d)$ , est donc fondamentale. Pour les décharges non thermiques, la température électronique (résultant des chocs ionisants) dépend de la valeur du champ électrique dans la colonne de la décharge, alors que pour les décharges thermiques, la température électronique est du même ordre que la température de la décharge ; elle satisfait l'équation de Saha [106, 108]. Dans le cas intermédiaire, Fridman *et al* [108] proposent l'approche de Frank-Kamenetski [107] :

$$T_e = T \left(1 + \frac{E^2}{E_{tr}^2}\right) \quad (\text{I.7})$$

$E_{tr}$  étant la valeur de référence du champ électrique caractérisant la transition de l'ionisation thermique à l'ionisation électronique par collision. Pour l'air, elle est de

l'ordre de 1kV/cm. Cependant, les calculs ont montré que pour une décharge dont la température est supérieure à 1000K, l'hypothèse de l'ETL reste valable et la conductivité de la décharge peut être approximée par l'expression [106-108]:

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left[\frac{-W_i}{2K_B T_d}\right] \quad (I.8)$$

## I.3 Modélisation statique, critères et calculs des conditions critiques

### I.3.1 Modèles électriques

Dans un travail de pionnier, Obenaus a fait une analyse quantitative des phénomènes de décharge se produisant sur une surface contaminée [38]. Son modèle, dont le concept est illustré dans la figure I.1, se présente sous la forme d'une décharge cylindrique de longueur  $X$  en série avec une résistance  $R_p(X)$  caractérisant la couche polluante. L'équation électrique du modèle est :

$$V_{app} = V_A + V_K + V_d(X) + R_p(X).I \quad (I.9)$$

où  $V_{app}$  est la tension appliquée,  $V_A$  la chute de tension anodique,  $V_K$  la chute de tension cathodique,  $V_d(X)$  la tension aux bornes de la décharge et  $I$  le courant de fuite.  $R_p(x)$  représente la portion de la couche de pollution non court-circuitée par la décharge et parcourue par le courant de fuite. Cette résistance s'exprime par :

$$R_p(X) = \frac{(L-X)}{\sigma_p s_p} = \frac{\rho_p}{s_p} (L-X) = r_p (L-X) \quad (I.10)$$

où  $\sigma_p$  est la conductivité volumique de la pollution,  $\rho_p$  la résistivité volumique de la pollution,  $s_p$  la section de passage du courant dans la pollution,  $r_p$  la résistance linéique de la pollution et  $L$  la longueur totale de la ligne de fuite de l'isolateur.

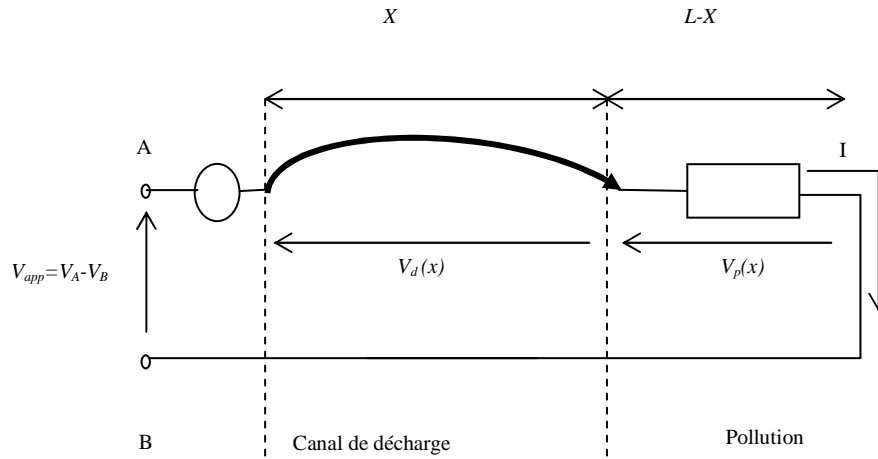


Figure I.1. Décharge en série avec un électrolyte d'après Obenaus [38].

D'autre part, la décharge électrique en statique est caractérisée par le champ électrique longitudinal  $E_d$  que l'on peut écrire selon Nottingham [73] sous la forme :

$$E_d = \frac{V_d}{X} = NI^{-n} \quad (\text{I.11})$$

où  $N$  et  $n$  sont des constantes caractéristiques de la décharge.

Les différences observées sur les valeurs de  $N$  et  $n$  seraient liées à la nature du milieu dans lequel brûle la décharge et les spécificités des conditions expérimentales (tableau I.1). A titre d'exemple, pour Hampton [20], la décharge brûle dans un milieu riche en vapeur d'eau, alors que pour Wilkins et Al-Baghdadi [21, 23] la décharge brûle dans un milieu sec. D'un autre côté, Holte et al. [88, 109] ainsi que Ghosh et Chatterjee [40] montrent que les conditions critiques du contournement sont étroitement liées à la nature chimique de l'électrolyte. Ghosh et Chatterjee [40] proposent que les valeurs de  $n$  et  $N$  varient avec le type de sel dans la pollution comme le montre le tableau I.2.

Tableau I.1 : Valeur des constantes  $n$  et  $N$  selon plusieurs auteurs.

Auteurs	$N$	$n$	Source de tension	Milieu
Obenaus <i>et al.</i> [38]	100	0,7	ac	air
L. Alston <i>et al.</i> [37]	63	0,76	ac	air
Wilkins [21]	63	0,76	dc	air
Hampton [20]	530	0,24	NS	vapeur
Claverie <i>et al.</i> [26].	100	0,5	ac	air
Jolly <i>et al.</i> [76]	296	0,397	ac	air
Rumeli [78]	518	0,273	NS	vapeur
Rahal [34]	220	0,31	dc	air
F. A. M. Rizk [57]	130 à 210,6	0,45 à 1,3	dc	air
D. A. Swift [140]	80 60	0,5	dc	air
G. Zhanga <i>et al.</i> [27]	138	0,69	dc	air
	140	0,67	ac	air
F. L. Topalis [62]	131,5	0,374	NS	air
R. Sundararajan <i>et al.</i> [90].	60 à 63	0,8 à 0,5	dc	air
H. G. Gopal <i>et al.</i> [64]	60 à 100	0,25 à 1,20	NS	air
P.S. Ghosh et N. Chatterjee [40]	360	0,59	ac	air
Chen et Farzaneh [48, 51]	84	0,77	dc-	air
	209	0,45	dc+	et
	205	0,56	ac	givre

Tableau I.2 : Valeur des constantes  $n$  et  $N$  selon Ghosh [40].

Electrolyte	$N$	$n$
NaCl	360	0,59
CaCl <sub>2</sub>	461	0,42
FeCl <sub>2</sub>	270	0,66
CuSO <sub>4</sub>	450	0,49

A partir des équations (I.9), (I.10) et (I.11), on en déduit l'équation de base du contournement :

$$U_{app} - V_A - V_K = V = X.N.I^{-n} + r_p(L - X).I \quad (I.12)$$

La chute de tension aux électrodes est généralement constante [21, 28]. Rizk [59] a montré qu'elle peut être négligée dans les calculs des conditions critiques.

Wilkins [21] a étudié l'effet de la concentration des lignes de courant au pied de la décharge sur la résistance de la couche de pollution. Il a ajouté un terme à la résistance de la couche de pollution représentant l'influence de la constriction des lignes de courant dans la couche au voisinage de la décharge. Cette correction s'exprime différemment selon le rapport entre la ligne de fuite  $L$  et la largeur  $b$  de l'isolateur. Ainsi, la résistance de la pollution pour une bande de pollution est donnée par :

$$R_p(X) = \frac{1}{2\pi\sigma_p} \left[ (L - X) + \frac{b}{2\pi} \cdot \ln \frac{b^2}{4\pi a_d^2} \right] \quad (I.13)$$

Et pour une bande large :

$$R_p(X) = \frac{1}{2\pi\sigma_p} \left[ \ln \left( \frac{2L}{\pi a_d} \right) - \ln \left( \tan \frac{\pi X}{L} \right) \right] \quad (I.14)$$

où  $a_d$  est le rayon du pied de la décharge et  $b$  la largeur de l'isolateur.

Zhicheng et Renyu [27] ont démontré que la résistance de la couche de la pollution pour des isolateurs de formes complexes peut être ramenée à une résistance d'un isolateur plat ; ils proposent l'expression suivante :

$$R_p(X) = \frac{1}{\pi\sigma_p} \ln \left( \frac{L - X}{a_d} \right) \quad (I.15)$$

Mercure et Drouet [41] se sont intéressés à l'étude de la distribution du courant à l'interface entre la décharge et l'électrolyte. Sur la base d'expériences effectuées avec de faibles valeurs de résistances de l'ordre de  $60 \Omega/\text{cm}$ , un courant de valeur supérieure à  $7\text{A}$  et une décharge étirée sur plusieurs centimètres, ils ont montré l'existence d'un courant circulant dans l'électrolyte sous la décharge et donc en parallèle avec le courant de la décharge  $I_d$ . Ils ont établi que le corps (ou colonne) de la décharge est cylindrique et son pied (ou sa tête) est élargi, avec une densité de courant électrique de l'ordre de 10% du courant total parcourant l'électrolyte au-dessus du corps. D'où la nécessité pour eux de tenir compte du courant  $I_d$  dans la modélisation du phénomène de contournement. Le schéma électrique équivalent qu'ils ont développé est celui d'une décharge en parallèle avec la résistance de l'électrolyte sous la décharge, le tout en série avec une autre résistance représentant l'électrolyte où passe le courant total tel que représenté sur la figure I.2.

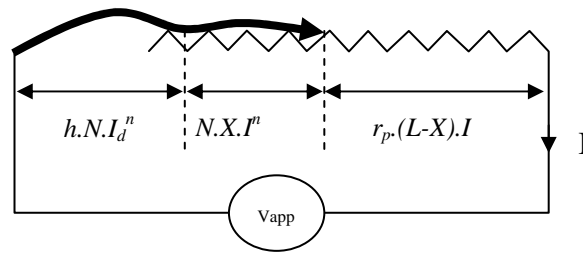


Figure I.2. Circuit électrique équivalent du modèle de Mercure et Drouet [41].

La relation donnant la tension pour ce schéma électrique équivalent est :

$$V_{app} = hNI_d^{-n} + XNI^{-n} + r_p.(L - X).I + V_E \quad (\text{I.16})$$

où  $h$  est la longueur de l'intervalle d'air représentant la zone sèche dans laquelle est amorcée la décharge verticale.

Partant des observations expérimentales faites par Matsumoto *et al.* [45] sur un électrolyte, Cheng *et al.* [63] utilisent l'hypothèse selon laquelle la colonne est composée de plusieurs branches (Figure I.3), pour établir un modèle électrique

(Figure 1.4). Ces observations ont été confirmées par les clichés obtenus par Farokhi *et al.* [46, 167] sur des isolateurs couverts de givre. L'équation électrique traduisant ce modèle est :

$$V_{app} = NI_m^{-n} X_m + r_p \cdot (L - X_m) \cdot \sum_{k=1}^m I_k + V_e \tag{I.17}$$

où  $I_m$  est le courant dans la dernière branche,  $\sum_{k=1}^m I_k$  est la somme des courants de toutes les branches qui est égale au courant total  $I$  passant dans le circuit.

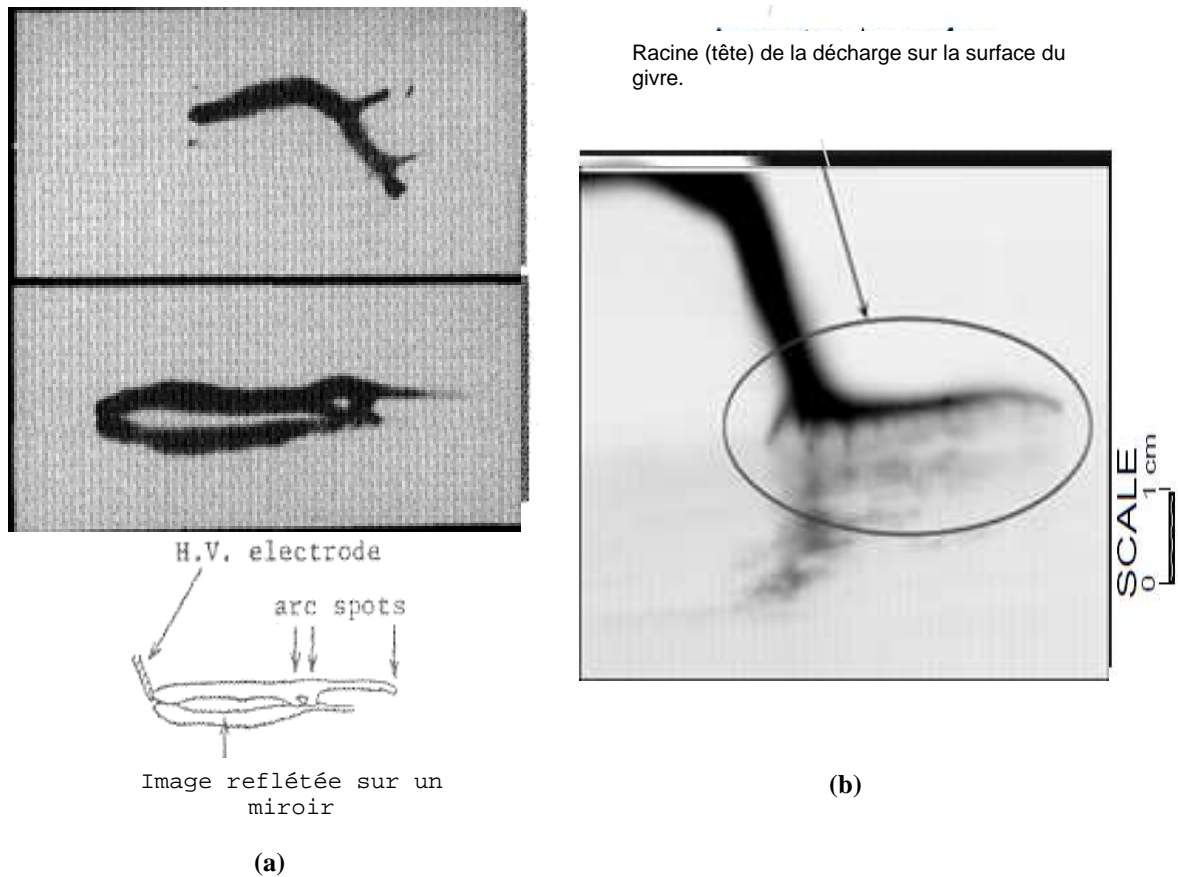


Figure I.3. Surfaces de contact entre la décharge et la pollution sous tension continu, en polarité positive.

(a) Pollution liquide [45] ; (b) Givre [46, 167].

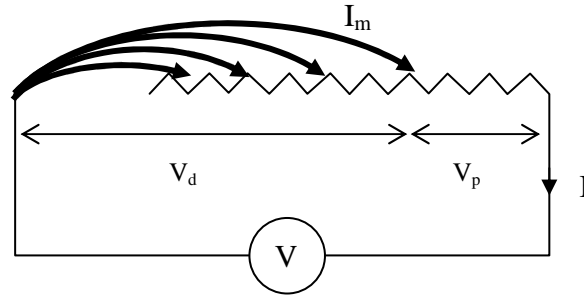


Figure I.4. Circuit électrique équivalent de Cheng *et al.* [63].

Rao et Gopal [64] ont utilisé un modèle basé sur les équations proposées par Rieder [110] et qui semble s'appliquer aux arcs à faible intensité, non stationnaires. Dans ce cas, la tension  $V_d$  et le gradient  $E_d$  de la décharge sont donnés par les relations suivantes :

$$V_d = a_1 + (a_2 + X) \cdot E_d(I) \quad (\text{I.18})$$

et

$$E_d(I) = a_4 \left( \ln \frac{I}{a_3} \right)^{-3} \quad (\text{I.19})$$

où  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  et  $a_4$  sont les constantes de la décharge, dépendant du matériau des électrodes et du milieu environnant.

En s'inspirant des travaux de Baesel [111], ces auteurs [63] font intervenir une correction de la résistance de la pollution en la multipliant par un facteur qui tient compte de la constriction des lignes de courant à la racine de la décharge tel que :

$$R_p = \frac{L-X}{\pi} \cdot \rho_p \cdot \left( 1 + \frac{b}{2\pi(L-X)} \cdot \ln \frac{b}{2\pi a_d} \right) \quad (\text{I.20})$$

L'expression de l'équation électrique complète du contournement selon ces auteurs est :



$$V = a_1 + (a_2 + X) \cdot a_4 \cdot \left( \ln \frac{I}{a_3} \right)^{-3} + \frac{L-X}{\pi} \cdot \rho_p \cdot \left( 1 + \frac{b}{2\pi(L-X)} \cdot \ln \frac{b}{2\pi \cdot a_d} \right) \cdot I + V_E \quad (\text{I.21})$$

Dans une autre approche, Dhahbi *et al.* [59] considèrent la décharge comme un canal cylindrique de résistance linéique  $r_d$  en série avec une couche de pollution d'impédance linéique  $z_d$  (Figure 1.5). La tension aux bornes du circuit équivalent du système est :

$$V = U_{app} - \Delta U = r_d XI + z_p (L - X)I \quad (\text{I.22})$$

En considérant certaines hypothèses, ces auteurs ont montré que l'équation (I.22) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$V = \frac{\pi \lambda_{th} T_d}{I} X + z_p (L - X)I \quad (\text{I.23})$$

$T_d$  est la température axiale nécessaire à l'ionisation thermique. Le terme  $\lambda_{th}$  représente la contribution de toutes les espèces constituant le plasma et s'exprime par :

$$\lambda_{th} = \sum_{i=g_i}^{g_n} \frac{\lambda_i}{1 + \frac{k_{ci}(1-g_i)}{v_i}} \quad (\text{I.24})$$

où  $\lambda_i$  est la conductivité thermique de l'espèce "i",  $v_i$  est la fraction volumique,  $k_{ci}$  le coefficient cinétique des espèces dans le plasma, et  $g_i$  et  $g_n$  sont les constituants du gaz.

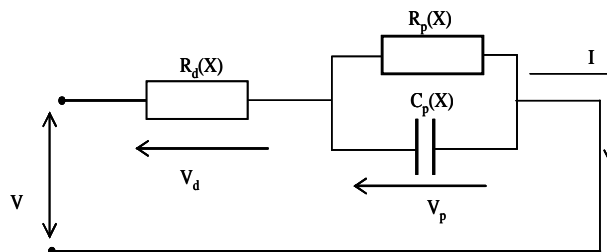


Figure I.5. Circuit électrique équivalent de Dhahbi *et al.* [59].

Plus récemment, Waters *et al.* [58] ont proposé un modèle électrique du contournement des isolateurs légèrement pollués. Dans leur modèle, le champ électrique de la colonne positive de la décharge est pris comme étant celui d'une décharge de type leader (Figure 1.6) :

$$V = E_L \cdot X_L + E_s a_s + I r_p (L - X_L - a_s) \quad (\text{I.25})$$

où  $E_L$  est le champ électrique dans la colonne du leader,  $X_L$  est sa longueur,  $E_s$  est le champ électrique des streamers à l'extrémité du leader et  $a_s$  le rayon équivalent de la zone des streamers.

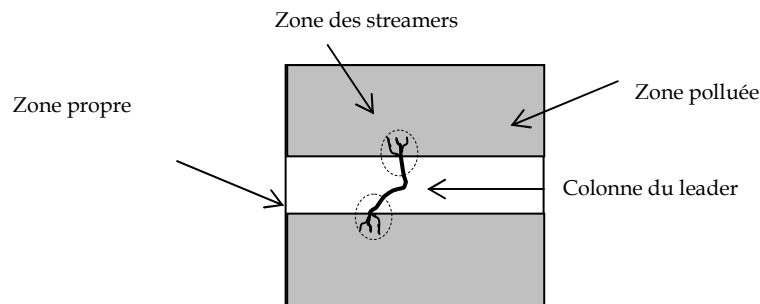


Figure I.6. Modèle de Waters *et al.* [58].

### I.3.2 Les conditions critiques du contournement

D'après la littérature [2, 20, 21, 24-40, 42, 48, 50, 51, 57-67, 70-73], la décharge en série avec la pollution peut évoluer dans l'espace, donc devenir mécaniquement instable, si le courant dans le système atteint une valeur critique à laquelle correspondra une tension critique pour une longueur de décharge donnée. A cet état critique correspondent des conditions critiques d'instabilité de la décharge. Ces conditions critiques peuvent être estimées à partir de la construction graphique basée sur l'équation (I.12) pour une longueur donnée de la décharge et une résistance connue de la pollution. La figure I.7 illustre les variations  $V(I)$  pour une résistance linéique de pollution de 10 kΩ/cm. Nous remarquons que ces courbes tracées pour différentes valeurs de  $X$  sont toutes sécantes en un même point  $M$  qui délimite l'état de stabilité électrique de la décharge :

- Si  $\frac{dV}{dI} > 0$ , la décharge est instable.
- Si  $\frac{dV}{dI} < 0$ , la décharge est stable.

D'un autre côté, à partir du modèle d'Obenaus, Neumarker [39] puis Alston et Zoledziowski [37] ont déterminé les conditions critiques électriques pour lesquelles la décharge ne s'éteint pas et évolue vers le contournement. Ces auteurs ont montré que si la tension appliquée au système est inférieure ou égale à la tension critique  $V_{cri}$ , la décharge pourra se développer jusqu'à atteindre la longueur critique  $X_{cri}$  mais pas d'avantage. Par contre, si la longueur de la décharge dépasse au départ  $X_{cri}$ , toute augmentation de la longueur de l'arc aura pour conséquence la réduction de la tension d'entretien de la décharge qui pourra évoluer vers le contournement (Figure I.8), ce qui se traduit par la condition :  $\frac{dV}{dX} \leq 0$ . La détermination mathématique des conditions critiques peut se faire comme suit. En minimisant l'équation (I.12) par rapport à  $X$ , on aura :

$$\frac{dV}{dX} = 0 \Leftrightarrow NI^{-n} - r_p I = 0 \Leftrightarrow NI^{-n} = r_p I$$

$$\Rightarrow I_{cri} = \left( \frac{N}{r_p} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (I.26)$$

Et en minimisant l'équation (I.12) par rapport à  $I$ , on aura :

$$X = \frac{r_p L}{r_p + nNI^{-n-1}} \quad (I.27)$$

En remplaçant (I.26) dans (I.27), on obtient :

$$X = \frac{r_p L}{r_p + nN \left( \frac{N}{r_p} \right)^{\left( \frac{-n-1}{n+1} \right)}}$$

d'où l'expression de la longueur critique :

$$X_{cri} = \frac{L}{1+n} \tag{I.28}$$

En remplaçant (I.23) et (I.17) dans l'équation (I.26), on obtient l'expression de la tension critique :

$$V_{cri} = L.N \frac{1}{n+1} .r_p \frac{n}{n+1} \tag{I.29}$$

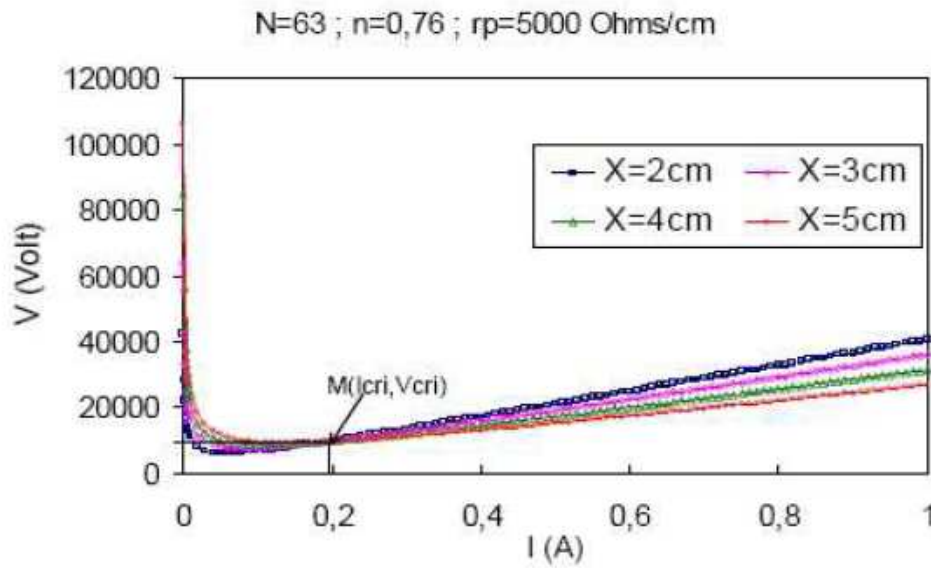


Figure I.7. Caractéristiques V(I).

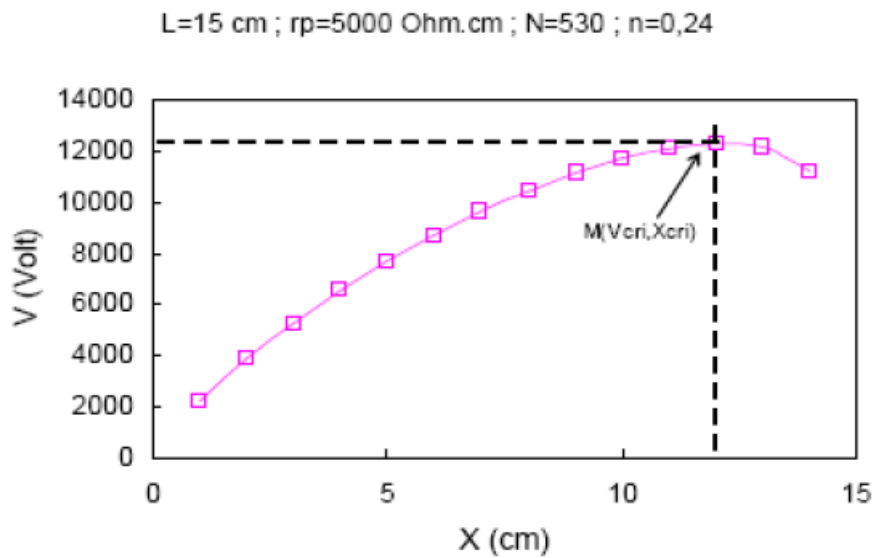


Figure I.8. Caractéristiques V(X).

La plupart des auteurs se basent sur cette approche pour le calcul des conditions critiques du contournement et convergent vers les mêmes résultats. Toutefois, certains auteurs ont présenté une approche plus ou moins différente de la méthode classique.

Nishmura calcule la tension d'amorçage d'une décharge de longueur  $X$  et la tension de contournement en continu [71]. Il exprime la tension aux bornes de l'isolateur pollué comme étant la somme de trois termes : la tension de propagation de la décharge  $V_d$ , la tension statique  $V_s$  et la chute de tension dans la pollution  $V_p$  tel que :

$$V_d = XNI^n \quad (\text{I.30})$$

$$V_s = \frac{0,06X}{I} + 0,04X + m \quad (\text{I.31})$$

$$V_p = R_p(X)I \quad (\text{I.32})$$

Soit

$$V = NI^n + \frac{0,06X}{I} + 0,04X + m + R_p(X)I \quad (\text{I.33})$$

$N$ ,  $n$  et  $m$  sont des constantes. L'auteur suppose que l'effet de la température dans la pollution est négligeable pendant la propagation de la décharge et prend  $n=1$ , ce qui donne l'expression du courant de fuite suivante :

$$I = \frac{(V - 0,04X - m) + \sqrt{(V - 0,04X - m)^2 - 0,24[R_p(X) + N]}}{2[R_p(X) + N]} \quad (\text{I.34})$$

Pour avoir un courant réel  $I(X)$ , il faut que le terme sous le radical soit positif. Ainsi la valeur de la tension de contournement minimale pour  $X$  entre 0 et  $L$  sera :

$$V_{cri} = \sqrt{0,24X[R_p(X) + N]} + 0,04X + m \quad (\text{I.35})$$

Jolly et Chu [69] considèrent la résistance parallèle au-dessous de la décharge qui possède la même résistivité que le reste de la couche de pollution et calculent la tension de contournement :

$$V_{cri} = (n+1)N^{\frac{1}{n+1}}Lr_p^{\frac{n}{n+1}} + V_E \quad (I.36)$$

En faisant intervenir un résultat provenant de la théorie des transports non-linéaires, Jolly et Chu [69] proposent une valeur de tension de contournement de la forme :

$$V_{cri} = 17Nr_p^{-0,38}x^{-0,235}L \quad (I.37)$$

où  $x$  est la distance du point le plus chaud de la décharge à la surface.

Dhahbi *et al.* [59] expriment les conditions critiques du contournement à partir de leur modèle où la constante  $N$  est fonction des pertes thermiques dans la décharge et  $n = 1$ . Ainsi, les expressions qu'ils proposent sont :

$$I_{cri} = \sqrt{\pi \cdot \lambda_{th} \cdot T_d} r_p \quad (I.38)$$

$$V_{cri} = L \cdot r_p \sqrt{\pi \cdot \lambda_{th} \cdot T_d} \quad (I.39)$$

Waters *et al.* [58] calculent les conditions critiques à partir du modèle d'une décharge de type leader défini par la relation (I.25) et en déduisent la tension critique du contournement suivante :

$$V_{cri} = E_L \cdot L + \frac{\left(1 - \frac{E_L}{E_s}\right)}{2\pi\epsilon_0\mu r_p} \quad (I.40)$$

avec

$$E_s = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 a_s^2} \quad (I.41)$$

où  $E_L$  est le champ électrique dans la colonne du leader,  $L$  est la longueur de fuite,  $E_s$  est le champ électrique des streamers à l'extrémité du leader,  $q$  est la charge nette

déposée dans le canal du leader,  $\mu$  est la mobilité électronique et  $a_s$  le rayon équivalent de la zone des streamers.

### I.3.3 Les critères du contournement

#### I.3.3.1 Critère de Hampton

A partir d'une étude expérimentale, Hampton [20] a déterminé les conditions critiques de propagation de la décharge en remplaçant la couche de pollution en série avec cette dernière par une colonne d'eau uniforme présentant une résistance linéique constante. Selon cet auteur, la différence entre le champ au pied de la décharge et le champ dans la pollution représente l'élément essentiel qui gouverne la propagation de la décharge, car cette dernière évolue si le gradient de la tension dans la pollution  $E_p$  est supérieur à celui au pied de la décharge  $E_d$ , soit :

$$E_d < E_p \quad (\text{I.42})$$

#### I.3.3.2. Critère de Nücke

Nücke [57] a considéré à la fois le critère d'entretien d'une décharge en régime continu, que l'on peut qualifier de critère de stabilité électrique, et le critère de stabilité du mouvement ou de stabilité mécanique. Pour le premier critère, Nücke a utilisé la condition de Kaufman [57] :

$$R_p \geq \frac{dV_d}{dI} \quad (\text{I.43})$$

Pour le critère de stabilité mécanique, il a appliqué le principe du mouvement virtuel. Le courant étant considéré constant, il a exprimé l'accroissement du potentiel du système qui se déduit d'une petite variation de la longueur de décharge sous la forme différentielle suivante :

$$dV = \left( \frac{dV_d}{dX} \right)_I .dX + I \left( \frac{dR_p}{dx_p} \right)_I .dx_p \quad (\text{I.44})$$

où  $X$  est la longueur de la décharge et  $x_p$  est la longueur de la couche de pollution.

En partant de l'hypothèse que la décharge se déplacera si  $dV < 0$  (instabilité mécanique), on remarque que pour une résistance de pollution uniforme, le critère de Nücke rejoint celui de Hampton.

### I.3.3.3 Critère de Hesketh

Pour Hesketh [67], la décharge en série avec la couche de pollution se propage de telle manière à rendre maximal le courant  $I$  qu'elle tire de la source d'alimentation. En effet, le critère de propagation établi est exprimé par :

$$\frac{dI}{dX} > 0 \quad (\text{I.45})$$

### I.3.3.4 Critère de Wilkins

En considérant qu'un système se place dans la configuration qui lui permet de dissiper le maximum d'énergie, Wilkins [21] a généralisé la condition énoncée par Hesketh et établi un critère de propagation utilisant la puissance fournie par la source :

$$\frac{dP}{dx} > 0 \quad (\text{I.46})$$

### I.3.3.5 Critère d'Anjana et Lakshminarasimha

Anjana et Lakshminarasimha [112] proposent un critère énergétique dans lequel ils assimilent la décharge à une colonne de gaz en équilibre thermodynamique. La condition nécessaire à la propagation de la décharge serait que l'énergie totale fournie  $W_{tot}$  doit être supérieure ou égale à l'énergie thermique  $W_{th}$  nécessaire pour maintenir la décharge à sa température :

$$W_{th} = \frac{3}{2} K_B T_d M \quad (\text{I.47})$$



$$W_{tot} = (E_d I_d - P_0) \Delta t \quad (I.48)$$

où  $K_B$  est la constante de Boltzmann,  $T_d$  la température dans la colonne de décharge,  $M$  le nombre de particules neutres dans la décharge,  $E_d$  le gradient du champ électrique dans la décharge,  $I_d$  le courant dans la décharge et  $P_0$  les pertes thermiques par unité de longueur.

### I.3.3.6 Critère de Ghosh

En considérant une série de décharges multiples parallèles, Ghosh *et al.* [113] ont établi le critère de propagation selon lequel la décharge se propage si la résistance de la décharge diminue avec son allongement :

$$\frac{\partial R_d}{\partial X} < 0 \quad (I.49)$$

### I.3.3.7 Critère de Rumeli

Rumeli [65, 78] propose un critère basé sur le mécanisme de propagation de la décharge le long d'un jet d'eau. Ce mécanisme est basé sur la rupture diélectrique localisée qui se produit au pied de la décharge (Figure I.9). La différence de potentiel entre les points  $m$  et  $s$  est telle que :

$$V_{ms} = V_{mp} + V_{pq} + V_{qs} \quad (I.50)$$

Si  $V_{ms}$  est plus grand que la tension de rupture  $V_d$  de l'air dans l'espace entre  $m$  et  $s$ , le claquage a lieu et le pied de la décharge se déplace de  $\delta x$ . Par conséquent, le courant est transféré au nouveau canal.

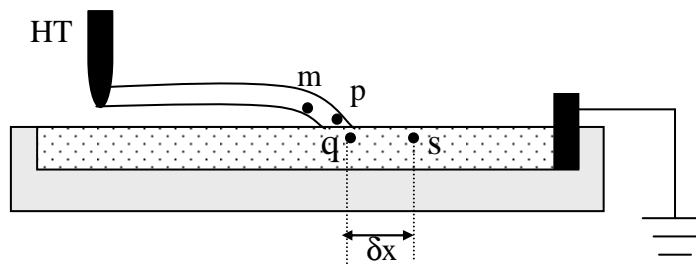


Figure I.9. Critère de Rumeli basé sur la rupture diélectrique successive.

Mathématiquement ce critère est exprimé comme suit :

$$V_{mp} + V_{pq} + V_{qs} \geq V_d \quad (\text{I.51})$$

où  $V_{pq} = V_E$  est la chute de tension aux électrodes de la décharge. La chute de tension  $V_{mp}$  peut être négligée. La différence le long de la portion de pollution  $qs$  devient :

$$V_{qs} = I \left( \frac{\partial r_p}{\partial x} \right) dx \quad (\text{I.52})$$

Si le champ électrique de rupture diélectrique de l'air entre  $m$  et  $s$  est  $E_0$ , alors l'équation (I.52) devient :

$$V_E \geq (E_0 - I.r_p).dx \quad (\text{I.53})$$

$$I = I_{cri} = \frac{1}{r_p} \left( E_0 - \frac{V_E}{dx} \right) \quad (\text{I.54})$$

Ainsi, d'après Rumeli [65], si le courant de la décharge dépasse la valeur critique  $I_{cri}$ , le contournement peut avoir lieu. Cette équation indique que les valeurs de  $E_0$ ,  $V_E$  et  $r_p$  ont une influence sur la propagation de la décharge vers le contournement. La valeur du champ d'ionisation locale au pied de la décharge  $E_0$  est beaucoup plus inférieure à 30 kV/cm et elle est très variable. L'état du milieu ambiant autour de la décharge due à l'évaporation de la pollution humide peut affecter la valeur de  $E_0$ . De même  $V_E$  et  $E_0$  dépendent de la polarité de la tension appliquée.

### I.3.3.8 Critère de Dhahbi, Beroual et Krahenbul

En assimilant la décharge à un canal cylindrique de résistance  $R_d$  en série avec une couche de pollution d'impédance  $Z_d$ , Dhahbi *et al* [59] écrivent l'équation du bilan électrique du système sous la forme :

$$V = U_{app} - \Delta U = R_d(X) \cdot I + \frac{R_p(X)}{1 + j\omega R_p(X) \cdot C_p(X)} \cdot I \quad (I.55)$$

D'où

$$\frac{V}{I} = Z_{eq}(X) = R_d(X) + \frac{R_p(X)}{1 + j\omega R_p(X) \cdot C_p(X)} \quad (I.56)$$

où les termes de l'impédance équivalente sont définies par :

$$R_d(X) = r_d X = \frac{X \cdot \rho_d}{s_d}; \quad R_p(X) = r_p (L - X) = \frac{\rho_p}{s_p} (L - X); \quad C_p(X) = \frac{c_p}{L - X} = \varepsilon_p \frac{s_p}{L - X}$$

$$\text{où } y = 1 + (\omega \rho_p \varepsilon_p)^2 \text{ et } \beta = (s_p y \rho_d - s_d \rho_p)^2 - (s_d \omega \rho_p^2 \varepsilon_p)^2$$

La condition d'instabilité de la décharge définie par Dhahbi *et al.* [59] est que la variation de l'impédance équivalente du système soit décroissance :

$$\frac{d|Z_{eq}|^2}{dX} \leq 0 \quad (I.57)$$

ce qui mène à :

$$\frac{X}{L} - 1 = \frac{s_p y \rho_d}{\beta} (s_d \rho_p - s_p y \rho_d) \quad (I.58)$$

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

a) Premier cas

$$\frac{s_p y \rho_d}{\beta} (s_d \rho_p - s_p y \rho_d) \geq 0 \quad (I.59)$$

Le terme  $\frac{s_p y \rho_d}{\beta}$  étant toujours positif, on aura finalement,

$$s_d \rho_p - s_p y \rho_d > 0 \quad (\text{I.60})$$

D'autre part, les modules des champs électriques dans la décharge et dans la pollution, respectivement  $E_d$  et  $E_p$ , peuvent être exprimés par :

$$E_d = \frac{\rho_d}{s_d} I_d \quad (\text{I.61})$$

et

$$E_p = \frac{\rho_p}{s_p} I_p \quad (\text{I.62})$$

$I_p$  et  $I_d$  étant respectivement les courants dans la décharge et dans la couche de pollution.

En supposant que tout le courant dans la décharge pénètre dans la couche de pollution, on aura :

$$E_d < \frac{E_p}{\sqrt{y}} \quad (\text{I.63})$$

Dans le cas du courant continu, on aura  $y=1$ , par conséquent, on pourra écrire :

$$E_d < E_p \quad (\text{I.64})$$

Ainsi, le critère des impédances montre que le critère établi par Hampton n'est qu'un cas particulier.

*b) Deuxième cas :*

$$s_d \rho_p - s_p y \rho_d < -1 \quad (\text{I.65})$$

Une fois développée, cette condition conduit à :

$$E_d > E_p \quad (\text{I.66})$$

Dans ce cas la décharge ne se propage pas.

*c) Troisième cas :*

$$-1 < s_d \rho_p - s_p y \rho_d < 0 \quad (\text{I.67})$$

L'analyse de ce cas montre que la décharge peut avancer malgré que le critère de Hampton ne soit pas satisfait, ce qui en fait une condition non suffisante de propagation.

## **I.4 Mécanismes physiques et dynamique d'allongement de la décharge**

### **I.4.1 Mécanismes physiques d'allongement de la décharge**

Plusieurs études ont été consacrées à la description physique de la propagation des décharges sur des surfaces isolantes. Parmi les mécanismes proposés pour le contournement des surfaces propres, on peut citer plus particulièrement la distorsion du champ électrique local due à l'effet de la permittivité du diélectrique [114-116], l'amplification des taux d'ionisation et d'attachement dans l'interface gaz/surface due à la contribution de la surface [114, 117] et l'accumulation de charges surfaciques due aux effets des électrodes et à l'inhomogénéité du diélectrique [118-124]. Ces mécanismes peuvent affecter de façon très significative le développement de la décharge et ainsi participer largement à la diminution de la rigidité diélectrique de l'espace entre les électrodes.

L'amorçage d'une décharge surfacique dans une interface isolante gaz/solide est lié à la création d'une composante tangentielle du champ électrique à la surface de l'isolant solide [74, 114]. Les simulations faites par plusieurs auteurs [114, 125] sur des intervalles électrode en contact ou à proximité d'un isolant montrent que les lignes de champ électrique sont déformées et se dirigent vers la surface de l'isolant solide tout en accentuant le champ aux alentours de l'électrode HT (Figure I.10).

Cependant l'existence d'un champ électrique tangentiel n'est pas la seule cause de génération de décharges surfaciques. Pour certains chercheurs [114, 117], la

génération et la propagation de streamers sur des interfaces gaz/solides serait due à l'amplification du taux net d'ionisation. Cette augmentation du taux net d'ionisation aurait pour conséquence une plus grande probabilité de génération d'avalanches de toute part et dans différentes directions. Galimberti et al [114] ont montré que ce phénomène conduit à une ramification plus abondante des streamers.

Un autre phénomène qui peut davantage contribuer à modifier les conditions du claquage est l'accumulation progressive de charges sur la surface diélectrique lorsqu'une tension est appliquée à l'intervalle. Ces charges dites surfaciques peuvent affecter significativement les propriétés de la décharge notamment ses paramètres d'initiation, sa propagation et son aspect physique [74, 118-124].

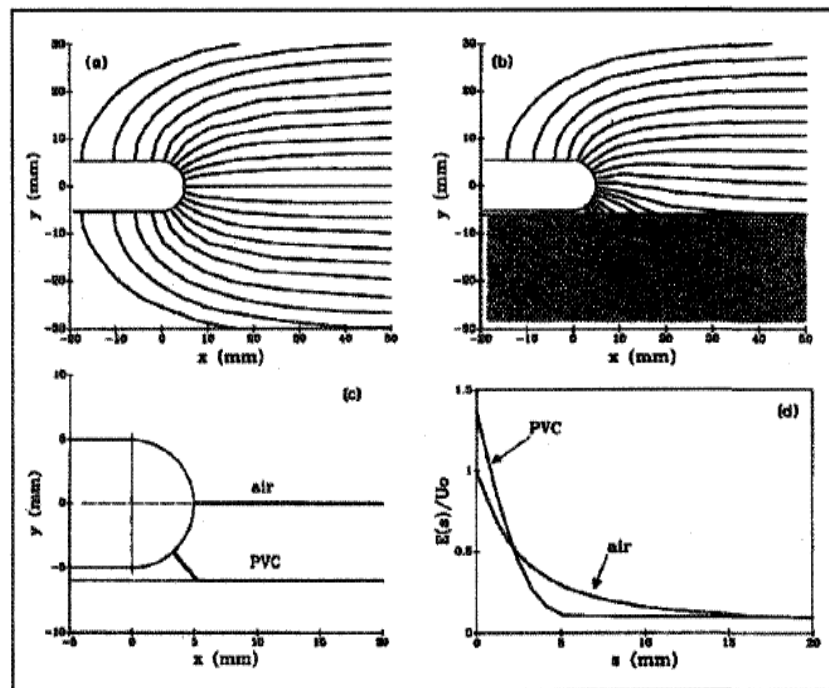


Figure I.10. Comparaison du champ électrique autour de l'électrode HT dans l'air en présence d'un isolant solide [114].

- (a). Lignes de champ dans un intervalle d'air.
- (b). Lignes de champ en présence d'une surface en PVC ( $\epsilon = 4$ ).
- (c). Champ maximum en présence d'une surface de PVC et dans l'air.
- (d). Champ axial de l'air et en présence d'une surface de PVC.

Quant au cas des isolateurs pollués, différents hypothèses et mécanismes ont été émis pour tenter d'expliquer la progression de la décharge jusqu'au contournement. Les principaux mécanismes proposés peuvent être résumés comme suit :

- ✓ Effet de la force électrostatique [34, 66].
- ✓ Phénomène de l'ionisation progressive [23, 34, 79].
- ✓ Rupture diélectrique proposée [25, 65, 76 et 78].
- ✓ Effet de la force thermique [41].

Le mécanisme de la force électrostatique fût proposé en premier par Nasser [66] puis repris par Rahal [34]. Il suppose l'existence d'une force qui agit sur le pied (racine ou tête) de la décharge en le tirant dans le sens de la propagation. L'origine macroscopique de cette force serait due à la dissymétrie de la distribution du potentiel causée par le passage du courant dans le liquide couvrant la surface isolante (figure I.11). Du point de vue microscopique, deux hypothèses ont été émises par Huraux, Rahal et Peyrègne [134] quant à l'origine de cette force électrostatique. La première suppose l'existence d'un effet diélectrophorétique indépendant de la polarité de la tension et qui correspond à l'action d'un champ électrique divergent sur les distributions des ions et des électrons qui existent dans la colonne de la décharge. La seconde suppose que sous l'action du champ électrique local, des particules chargées sont extraites du canal de la décharge à sa base.

Pour Wilkins et Baghdadi [23], le mécanisme de l'élongation se ferait par ionisation et déplacement discontinue de la racine de la décharge. D'après ces auteurs, la probabilité d'ionisation dans la région précédant la racine de la décharge est grande, étant donné que la température ainsi que le gradient de potentiel électrique sont élevés dans cette région (Figure I.12-a). Si l'ionisation dans cette région est suffisante, alors il y a circulation d'un courant électrique à travers celle-ci (Figure I.12-b). La conductivité du nouveau trajet du courant augmente avec celui-ci, tandis que celle du trajet précédent dans l'électrolyte, reste constante. Par

conséquent, le courant total change progressivement de trajet, entraînant ainsi une élévation  $\delta$  de la décharge (Figure I.12-c).

Selon Jolly [25, 76] les mécanismes responsables de l'élévation d'une décharge sur un électrolyte ne peuvent se réduire aux seules forces électrostatiques ou thermiques et le phénomène de contournement qui en résulte est surtout lié à un processus de rupture diélectrique. En effet, la convergence des lignes de courant au pied de la décharge pourrait produire un champ électrique local très élevé capable d'ioniser l'air en avant de la pointe de la décharge ; cela se traduit par une progression du pied de la décharge. L'ionisation est produite par l'impact des électrons sur les molécules neutres et est aidée par les processus combinés d'ionisation thermique et photoélectrique et d'émission secondaire de la surface polluée le long du parcours. En se basant sur cette approche, Rumeli [58, 78] propose que la progression et l'élévation de la décharge se fait par rupture diélectrique localisée au niveau de la racine. Cette rupture a lieu lorsque le courant dans la décharge devient supérieur au courant critique.

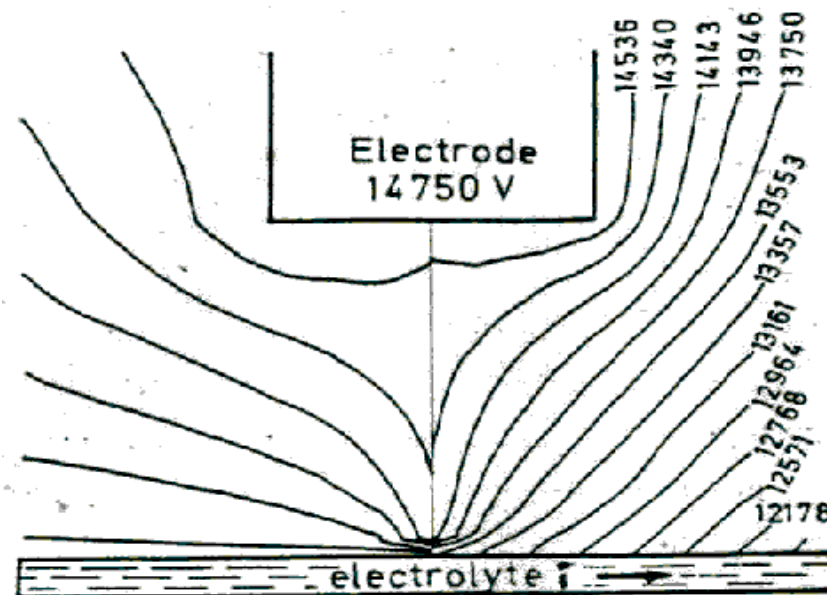


Figure I.11. Distribution du potentiel dans l'intervalle inter électrodes en présence d'une décharge électrique [34].



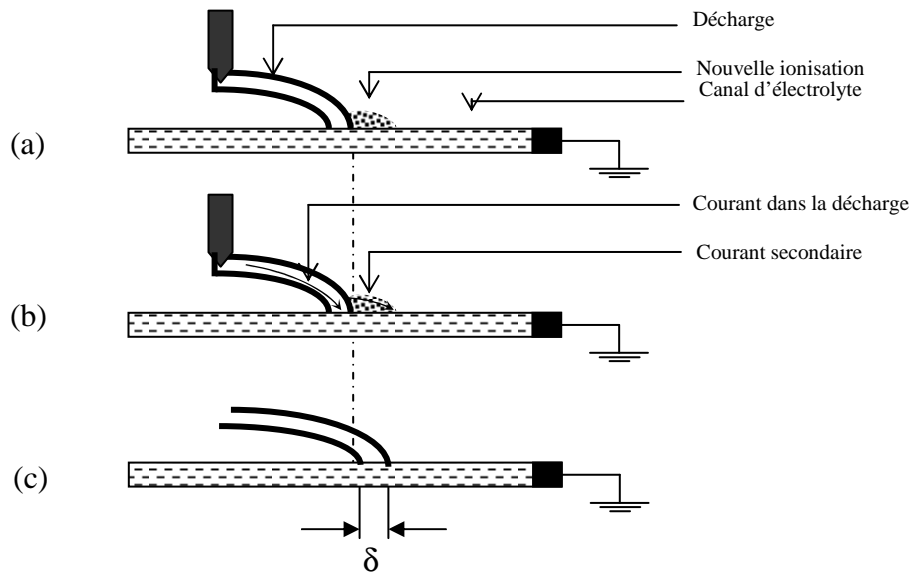


Figure I.12. Ionisation et déplacement du pied de la décharge [23].

A l'aide de caméra ultra rapide, Pissolato [31] a mis en évidence l'existence de deux zones de luminosité distinctes du corps de la décharge: une, très brillante, de géométrie assez bien définie (zone I) du côté haute tension et une autre moins brillante (zone II) de contour diffus, précédant la première. Ces deux zones se déplacent à des vitesses différentes. Au début du contournement, la zone II se développe beaucoup plus rapidement que la première. Ces observations ont permis à Pissolato [31] de conclure qu'en continu, pour les faibles résistances, les temps au contournement sont relativement courts (quelques millisecondes) en polarité positive. Pour les fortes résistances, quelle que soit la polarité, les temps au contournement sont toujours relativement longs (quelques dizaines de millisecondes). D'autres chercheurs [29, 30, 126] ont constaté la présence de ces deux zones d'intensité lumineuse différente pendant la progression de la décharge. Des observations similaires ont été rapportées par Ndiaye [47, 74] sur des isolateurs couverts de givre.

Flazi *et al.* [35, 79] proposent une description de la dynamique de la décharge qui rappellent les observations expérimentales de Pissolato [31] et celles récentes de Ndiaye [47, 74]. Ils proposent que les changements que subit la décharge dans son aspect et son état interne entre deux instants d'élongation soient dus à l'ionisation devant la décharge et à l'intérieur de celle ci, suivant un processus que l'on explique

à l'aide de la figure I.13. La figure I.13-a représente l'évolution de la décharge à un instant donné. La région comprise entre les points A et B est une région à forte densité de courant ; la plus grande partie de celle-ci circulant dans la couche de pollution rentre à travers cette zone. Par conséquent l'ionisation y est très intense. La région comprise entre les points B et C est une région à faible densité de courant. L'autre partie du courant restante rentre à travers celle-ci ; l'ionisation y est donc faible par rapport à la région AB. L'augmentation de l'ionisation dans la région BC produite, d'une part par une augmentation du courant et d'autre part, les lignes de courant les plus proches de B deviennent plus denses et s'intègrent dans la région de courant fort, entraînant ainsi le déplacement vers l'avant du point B (Figure I.13-b). Ceci est accompagné d'une légère augmentation du courant, suite à une légère diminution de la résistance totale équivalente du système. Ce petit déplacement provoque l'avancement du centre de gravité électrique de la zone AB. Il se produit alors un changement en valeur et direction du champ électrique à l'intérieur et autour de la décharge. Et de nouvelles lignes de champ sont créées à l'avant de la zone BC. Sur celle-ci apparaît l'ionisation et les nouvelles lignes de courant ainsi créées viendront s'intégrer à la décharge produisant alors l'avancement de l'avant-pied C d'une longueur  $\delta$  (Figure I.13-c).

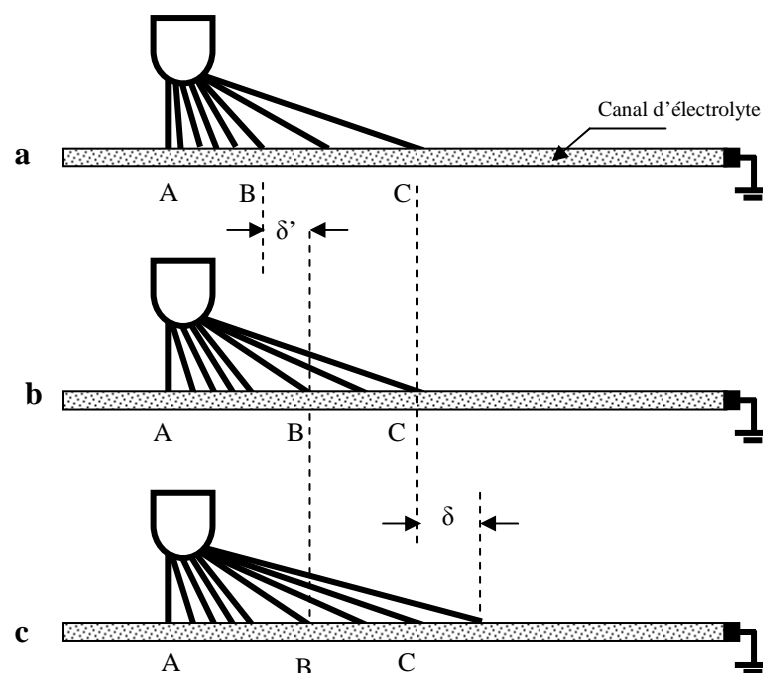


Figure I.13. Mécanisme d'élongation de la décharge proposé par Flazi *et al.* [35, 79].

Mercure et Drouet [41] proposent un nouveau mécanisme qu'ils attribuent à la dissymétrie de distribution du courant dans la section de la décharge. Ainsi, dans la partie de l'avant-pied, le champ électrique de cette distribution, dans la direction de propagation est beaucoup plus grand que dans la direction opposée ; et dans la mesure où un gradient de température est associé à un grand gradient de courant, et que le flux de chaleur dépend du gradient de température, alors il en résulte un grand flux de chaleur dans la direction de propagation. Ceci entraîne à son tour, une propagation de la décharge par le double mouvement de son plasma et de l'air ambiant.

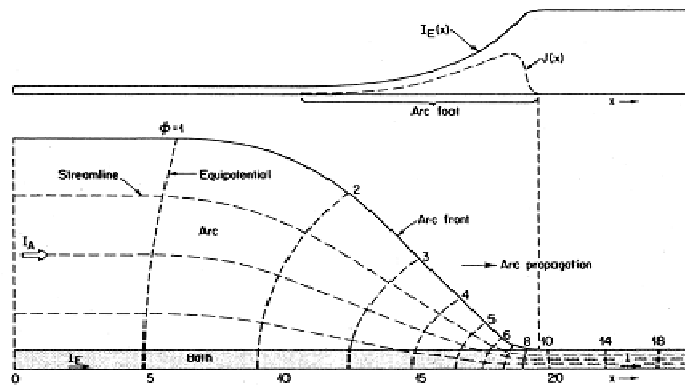


Figure I.14. Tracé des lignes de courant et des équipotentielles au pied de la décharge selon Mercure et Drouet [41].

## I.4.2 Vitesse de la décharge

Différentes techniques expérimentales ont été menées pour comprendre la dynamique de propagation de la décharge. Parmi celles-ci : la mesure directe de la valeur du courant dans la couche de l'électrolyte pendant que la décharge se propage vers l'électrode basse tension [14, 24, 25, 35, 41], l'utilisation de photomultiplicateurs (PM) placés sur le trajet de la décharge [44, 45, 85], l'utilisation d'une caméra rapide associée à des PM [30, 31] ou encore l'analyse spectroscopique [43, 45]. Des méthodes utilisant simultanément des mesures optiques (PM et/ou caméra) et électriques (tensions et courants) ont été également utilisées [29, 44, 46, 47, 48]. Des relations empiriques et analytiques, entre la variation de la vitesse de la décharge et les paramètres physiques qui la caractérisent, ont été établies par de nombreux chercheurs [23, 34, 37, 45, 57, 85]. Ils ont constaté que la vitesse de propagation de la décharge augmente avec la résistivité de l'électrolyte [45, 85], l'intensité de la lumière

qu'elle émet [85, 128], avec le courant qui la traverse [45, 85, 128] et la distance parcourue [23, 34, 37, 45, 57, 85, 127, 128].

En faisant l'hypothèse que l'allongement de la décharge est lié à la puissance  $P$  disponible à la naissance de la décharge et à l'énergie nécessaire pour l'obtenir, Zoledziowski [57] a établi la relation suivante:

$$v_d = \frac{U^2}{\sigma_p r_p^2 (L - X) W_l} \quad (\text{I.68})$$

où  $\sigma_d$  désigne la conductance de la décharge,  $W_l$  la densité d'énergie linéique de la décharge,  $X$  la longueur de la décharge et  $r_p$  la résistance de pollution.

Al Baghdadi et Wilkins [23] ont étudié le développement de la décharge à l'aide d'une caméra ultra rapide et ont établi une relation empirique donnant la vitesse:

$$v_d = 1,54 \cdot 10^{-4} r_p^{2,5} (I^4 - I_{cri}^4) \quad (\text{I.69})$$

où  $I_{cri}$  est le courant critique (en A) et  $r_p$  la résistance linéique de pollution (en  $\Omega/\text{cm}$ ). Rizk [59] a trouvé que cette formule concorde avec son analyse dimensionnelle et l'a utilisée dans son modèle dynamique [129].

S. Anjana et C.S. Lakshminarasimha [112] proposent que la vitesse soit fonction de la mobilité  $\mu$  des électrons dans la décharge et de son champ électrique  $E_d$  :

$$v_d = \mu E_d \quad (\text{I.70})$$

Rahal [34] suppose que le déplacement de la décharge est régi 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  $E_d$ , et la vitesse aura pour expression:

$$v_d = \mu (E_{pr} - E_d) \quad (I.71)$$

où  $\mu$  désigne la mobilité des électrons dans la décharge.

D'après Rahal le champs  $E_{pr}$  peut être exprimé par:

$$E_{pr} = \frac{I \rho_p}{2e_p b} \left[ \frac{\text{sh} \left( \frac{2\pi a_d}{b} \right)}{\text{ch} \left( \frac{2\pi a_d}{b} \right)} + 1 \right] \quad (I.72)$$

où  $e_p$ ,  $b$ ,  $I$ ,  $\rho_p$ , et  $a_d$  sont respectivement l'épaisseur de la couche d'électrolyte, la largeur du canal contenant l'électrolyte (pollution), le courant de la décharge, la résistivité de l'électrolyte et le rayon de la décharge.

D'après Beroual [83], durant la propagation de la décharge, l'énergie totale  $W_t$  est dépensée sous différentes formes, et qu'une partie de cette énergie est transférée au canal de la décharge sous forme d'énergie cinétique  $W_{cin}$  ( $W_{cin} = \beta W_t$ ,  $0 < \beta < 1$ ), permettant ainsi au canal de s'allonger de  $\Delta X$ . A partir d'un bilan énergétique, Beroual [83] établit l'expression suivante pour la vitesse :

$$v_d(t) = \sqrt[3]{\frac{2\beta P(t)}{\rho \pi a_d^2}} \quad (I.73)$$

ou encore

$$v_d(t) = \sqrt{\frac{2\beta qE}{\rho \pi a_d^2}} \quad (I.74)$$

où  $q$  est la quantité de charges électrique et  $E$  le champ électrique dans le canal de la décharge.

$\beta$  étant la fraction d'énergie nécessaire à la propagation de la décharge,  $a_d$  le rayon de la décharge,  $\rho$  la masse volumique du gaz (air) et  $P$  la puissance instantanée injectée dans l'intervalle inter-électrodes.

Cette expression de la vitesse a d'abord été établie pour les décharges se propageant dans les liquides [83] puis généralisée à d'autres milieux et aux interfaces [129, 130]. Elle a été utilisée avec succès pour les longues décharges dans l'air par Fofana et Beroual [111], et par Dhahbi et Beroual [132, 148] pour des isolateurs pollués. Tavakoli *et al.* [104] l'ont appliqué également au cas des isolateurs couverts de givre ; ils ont trouvé que les valeurs de vitesse obtenues sont en bon accord avec celles mesurées expérimentalement.

## I.5 Paramètres d'influence

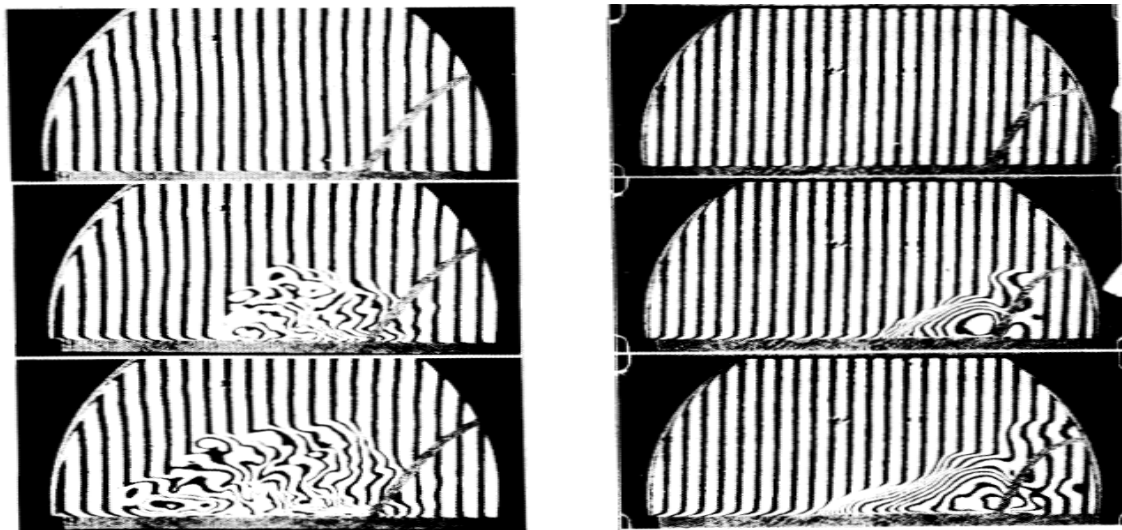
### I.5.1 Influence de la polarité

Sous tension continue, il a été rapporté que les tensions critiques en polarité négative sont environ égales à 2/3 des tensions critiques en polarité positive [14, 21, 22, 23, 33, 34, 35, 43, 133]. Cette constatation n'est pas prise en compte dans les modèles classiques. Wilkins et Al Baghdadi [23] ont remarqué que pour des valeurs de résistances grandes, les tensions négatives donnent des courants critiques légèrement inférieurs à ceux des tensions positives. Ceci peut être expliqué par leur théorie de l'élongation par ionisation. Dans le cas de tension négative, le gradient de tension à la tête de la décharge est plus important du fait de la charge d'espace qui favorise l'ionisation. Il en résulte un courant critique inférieur à celui d'une tension positive appliquée.

Peyregne [33] et Huraux *et al.* [134] expliquent cette différence par l'existence en polarité positive d'une pulvérisation de gouttelettes d'eau dans la colonne de la décharge qui modifie à la fois les gradients de tensions dans celle-ci et l'atmosphère dans laquelle brûle la décharge. En polarité négative, la pulvérisation n'ayant pas lieu, la décharge brûle donc dans l'air sec. Ces auteurs se basent sur les travaux de Barret [137] et Sternberg [138] qui ont observé une pulvérisation intense du liquide à la racine de la décharge, phénomène qui n'existe qu'en polarité positive, c'est à dire

lorsque l'électrode haute tension joue le rôle de l'anode. Ils montrent la présence de gouttes d'eau dont le diamètre est variable, d'une fraction à une dizaine de microns.

Ishii et al. [43] ont mesuré la résolution temporelle de l'interferogramme de la décharge de contournement dans les deux polarités (figure I.16). Les résultats de mesures montrent qu'en polarité positive, un écoulement turbulent de l'air par convection naturelle est observé en avant de la décharge (Figure I.15-a). En polarité négative, l'air de cette région subit une convection naturelle avec un régime laminaire (Figure I.15-b). Des observations similaires ont été rapportées par Farokhi *et al* [167] sur des isolateurs recouverts de givre.



(a) Polarité négative

(b) Polarité positive

Figure I.15. Interferogramme de la décharge dans les deux polarités [43].

D'autres chercheurs [14, 35, 133] ont étudié l'influence d'une décharge électrique sur la rigidité diélectrique de l'air et son influence sur l'apparition d'une décharge secondaire entre la décharge initiale et une électrode plane sous tension continue (Figure I.15). Leurs résultats ont montré que la différence entre tensions critiques dans les deux polarités réside dans la présence même de la décharge. Le travail effectué par ces auteurs a abouti aux résultats suivants :

- ✓ La tension de claquage de l'intervalle décharge-plan est plus petite par rapport à celle nécessaire au claquage entre une électrode cylindrique métallique et un plan.
- ✓ La tension de claquage de l'intervalle décharge - plan en polarité négative est plus petite qu'en polarité positive.

Le temps de retard entre l'établissement de la décharge initiale et la décharge secondaire est de l'ordre de dizaines de millisecondes.

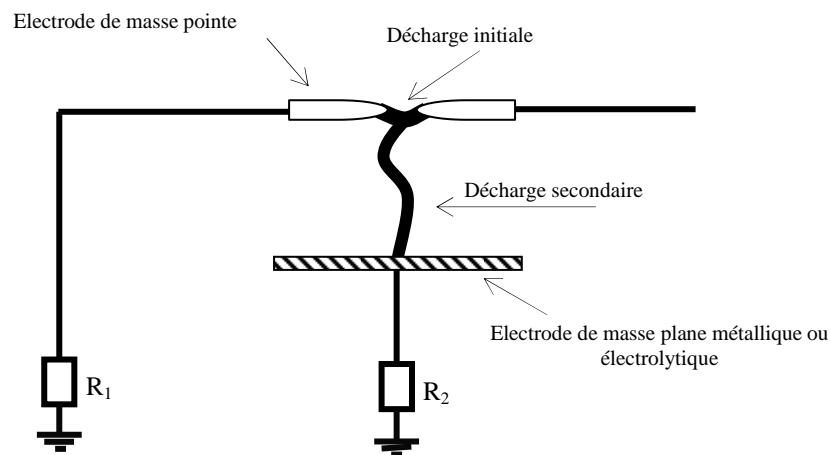


Figure I.16. Dispositif expérimental pour étudier la rigidité diélectrique de l'air au voisinage d'une décharge.

Renyu *et al* [27] ont montré que l'influence de la polarité est liée au profil de l'isolateur. Si l'objet est symétrique, il n'y a aucune différence entre les polarités. Par contre, pour un isolateur simple et lisse, un arc négatif est plus stable qu'un arc positif. Ce dernier peut glisser hors de la surface de l'isolateur ou bien s'éteindre facilement.

Brugmann [84] trouve que la conductivité du liquide influe sur le temps de transition d'un régime glow (en polarité négative) ou streamer (en polarité positive) au régime spark. L'auteur suggère que la présence de vapeur d'eau dans l'intervalle conduit à un effet stabilisateur avant la constriction de la décharge.



Sous tension impulsionnelle de foudre et de manoeuvre, certains chercheurs [34, 44, 53, 85, 128, 149] ont trouvé que le contournement en polarité positive est plus facile qu'en polarité négative pour plusieurs types de configurations de la pollution (pollution électrolytique ou solide, uniforme continue et discontinue).

### **I.5.2 Chute de tension**

Les chutes de tension au niveau de l'anode et de la région d'interface cathodique ont fait l'objet de plusieurs travaux [21, 28, 63, 139]. Il a été montré expérimentalement que la chute de tension cathodique est constante et oscille autour de 840 V à 950 V suivant les conditions expérimentales [21, 28]. Ces valeurs sont supérieures à celles de la chute de tension cathodique d'une décharge brûlant dans l'air avec une cathode métallique [63]. De même, Yamashita *et al.* [139] montrent que la chute de tension cathodique augmente avec l'accroissement de la résistivité de l'électrolyte. Un modèle théorique de calcul de la chute de potentiel cathodique a été proposé par Cheng *et al.* [63]. Ce modèle établi pour le cas des décharges luminescentes sur certaines surfaces métalliques est basé sur l'équation du Poisson et sur le mécanisme d'avalanche de Townsend. Les résultats numériques obtenus concordent avec les mesures; ce qui a permis à ces auteurs de conclure que la valeur de 800V pour la chute de potentiel est raisonnable. D'après Rizk [57], en dehors des conditions où le niveau de pollution est extrêmement élevé et où des arcs multiples brûlent en série, on peut négliger les chutes de potentiel aux électrodes.

### **I.5.3 Temps de contournement**

On appelle temps au contournement, le temps qui s'écoule entre l'instant d'amorçage de la décharge et l'instant où son pied atteint l'électrode basse tension. Dans une étude expérimentale de mesure du champ électrique dans l'arc en fonction du temps, Swift [140] a observé la dépendance du temps au contournement avec la nature de mouillage de l'isolateur.

Ghosh et Chatterjee [40, 138] ont montré que le temps au contournement décroît avec l'augmentation de la tension appliquée et dépend de la nature chimique du polluant. Ils ont trouvé que pour chaque électrolyte, il y a une valeur particulière de la tension appliquée pour laquelle un contournement se produit au bout de 1ms et que toute augmentation de la tension n'a pas d'effet remarquable sur le temps au contournement.

Matsuoka *et al* [87] ont montré également que le temps au contournement dépend de la nature chimique du polluant. Ils ont aussi émis l'hypothèse, sans la démontrer, qu'il existe une corrélation entre la variation temporelle des caractéristiques de la résistance de pollution et le temps au contournement.

En étudiant l'influence de la tension appliquée sur le temps de contournement d'un canal d'électrolyte en tension continue, Peyrène [33] puis Pollentes [126] ont observé qu'à résistivité d'électrolyte constante, les temps de contournement moyens sont d'autant plus élevés que l'on se rapproche de la valeur de la tension critique de contournement. Pollentes [126] a aussi constaté qu'en polarité négative, les temps de contournement sont supérieurs à ceux obtenus en polarité positive, à résistivité égale et à niveau de surtension égal.

#### **I.5.4 Influence de la constitution chimique de la pollution**

La constitution de la pollution diffère d'un site à un autre. Cependant les principaux éléments que l'on retrouve sont des sels minéraux et matériaux insolubles [2-12, 141]. L'influence des matières insolubles a été mise en évidence par plusieurs auteurs [2, 3, 4, 10, 11, 86, 87, 109]. Ils ont montré que la quantité des matières insolubles affecte la tension de contournement et le courant critique. En effet, pour une même valeur du degré de pollution et des valeurs croissantes de la densité de matières insolubles (NSDD, Non-Soluble Deposit Density ou *DDNS*), la valeur de la tension de contournement décroît. Sunraradjan et Gorur [87] ont établi un modèle de décharge qui rend compte de l'influence des matières insolubles. Ces auteurs

traduisent cependant cette influence par une modification du paramètre qui caractérise le degré de pollution, dans ce cas l'ESDD (Equivalent Salt Deposit Density), et ne donnent aucune indication sur l'influence de l'humidité. D'autre part, différentes études ont été menées en vue de déterminer l'influence du type de sel sur la tension de contournement [28, 34, 40, 60, 69, 88, 109]. Les principaux acquis de ces investigations sont que les tensions de contournement et les courants critiques sont étroitement liés à la constitution de la pollution en fonction de la forme de la tension appliquée.

### **I.5.5 Influence de la non uniformité de la distribution de la pollution**

L'influence de la non- uniformité de la distribution de la pollution sur la tension de tenue ou de contournement des isolateurs a fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux [5, 14, 32, 50, 52, 53, 54-56, 61, 89-92, 112, 145, 147]. Des résultats contradictoires ont été rapportés. Pour certains, la tension de contournement dans le cas d'une pollution non uniforme est supérieure à celle obtenue avec une pollution uniforme [14, 50, 90], alors que d'autres ont observé le contraire [5, 51].

Dans des travaux précédents [5, 89], nous avons effectué une étude théorique de l'influence de la non uniformité longitudinale de la pollution des isolateurs réels sur la tension critique de contournement en courant alternatif. Nous avons trouvé que la tension de contournement dépend de la non uniformité de la pollution et de la position initiale de la décharge. Le cas le plus contraignant correspond à une décharge se développant à partir du capot de l'isolateur. D'après ces résultats, nous avons proposé une correction de la tension de contournement en introduisant un coefficient qui rend compte de la non uniformité de la distribution de la pollution. Ce terme correctif représente la variation du rapport des tensions de contournement respectives à des pollutions uniforme et non uniforme et dont l'expression est donnée par [89]:

$$V_{cri}^{NU} = V_0 (DDSE)^{-0,33} \cdot \exp\left(\frac{k_f}{K_u}\right) \quad (I.75)$$

où  $V_0$  est une constante qui représente la valeur limite de la tension de contournement correspondant à une pollution maximale,  $k_f$  est une constante dépendante de la forme de l'isolateur,  $K_u$  représente le rapport de non uniformité et  $DDSE$  est la densité de dépôt de sel équivalent ( $\text{mg}/\text{cm}^2$ ).

### I.5.6 Formation des bandes sèches

Le problème de la formation de bandes sèches a été traité en premier par Forrest [13] dans les années 30 du vingtième siècle. Par la suite, plusieurs chercheurs ont proposé des modèles plus ou moins complexes en vue de la modélisation et de la prédiction de la formation des bandes sèches sur des surfaces d'isolateurs simples et des isolateurs réels [122, 143-146]. Dans la majorité des cas, la formation des bandes sèches est basée sur le calcul du bilan électrique et thermique de la couche de pollution traversée par le courant de fuite.

Dans un modèle numérique plus raffiné, Gellert et Rasmussen [146] ont modélisé la formation de bandes sèches par éléments finis en considérant la relation entre la formation de la buée, la tension et la distribution de la température dans la couche de pollution. Leur modèle a été établi en considérant que :

- la pénétration de l'eau d'un élément de volume à un autre se fait par diffusion et l'influence de la gravitation est négligée ; le mouillage et l'évaporation ont lieu sur la surface mais sont supposés à travers la couche (acceptable lorsque la couche est fine).
- la tension appliquée et la conductivité déterminent le courant de fuite;
- aucune accumulation de charge n'est possible;
- la tension doit être de préférence alternative et la capacité au voisinage est négligée;

- la chaleur développée indique les températures locales dans la couche de pollution et elle est supposée indépendante de la surface de l'isolateur.

En utilisant en plus des conditions aux limites bien définies, Gellert et Rasmussen [146] ont trouvé une concordance qualitative avec les résultats expérimentaux.

### **I.5.7 Discontinuité de la couche de pollution**

La répartition discontinue des couches de pollution dépend principalement du profil des isolateurs, des conditions météorologiques, de la disposition des chaînes d'isolateurs et de leurs distances par rapport au sol et au matériau constituant les isolateurs (silicone, céramique, etc.) et de la création des bandes sèches. La plupart des travaux considèrent des modèles expérimentaux de géométries simples et rarement le profil d'un isolateur réel. Cependant, si ces modèles équivalents ne reflètent pas exactement le comportement des isolateurs réels, ils permettent par contre, une meilleure visualisation du phénomène des décharges électriques. Plusieurs travaux expérimentaux et théoriques ont été entrepris en vue de représenter le plus fidèlement possible l'influence de discontinuité sur les caractéristiques de la décharge du contournement [32, 36, 52, 53, 91, 149]. Nous allons présenter quelques modèles.

#### **I.5.7.1 Modèle de Danis**

Ce modèle est constitué d'une plaque de verre isolante, plane ou cylindrique, munie de deux électrodes rectangulaires identiques et placées aux deux extrémités de la plaque (Figure. I.17). Dans le but de reproduire des couches similaires à celles observées sur des isolateurs naturellement pollués, J.Danis [52] a considéré un modèle constitué de plusieurs zones sèches séparées par des zones humides (Figure. I.18-a). Ainsi, il a abouti aux résultats suivants :

- La décharge électrique prend naissance dans les zones sèches et se déplace vers les zones humides (Figure. I.17-b).

- Cette décharge s'amorce d'une façon aléatoire le long de la zone sèche et aucune position n'est privilégiée par rapport à une autre.
- Dans le cas d'une alimentation continue, l'aspect de la décharge dépend de la polarité de l'électrode qui se trouve juste à proximité de la décharge (en cas de zone humide). Il semblerait que l'anode provoque une décharge de type luminescente. La cathode, par contre, provoque une décharge aux multiples ramifications fines. De plus, le développement de la décharge à proximité de la cathode est plus rapide que celui à proximité de l'anode. Dans le cas d'une décharge cathodique, le champ au pied de la décharge dissocie l'eau et les électrons se déplacent de la couche humide vers l'air. Cette charge négative dans la décharge augmente le champ et le claquage diélectrique se produit. Par contre, dans le cas d'une décharge anodique, les électrons se déplacent de l'air vers la couche humide en créant une charge positive qui diminue le champ au pied de la décharge. Ainsi, l'allongement de la décharge devient lent.
- Aux premiers stades du processus, de nombreuses décharges locales peuvent avoir lieu dans la zone sèche. Lorsque le courant augmente, les décharges disparaissent de telle sorte qu'une seule décharge dominante persiste. Celle-ci se développe donc seule à travers la zone humide.
- Le développement de la décharge d'une zone sèche s'effectue de manière à rejoindre la décharge développée sur la zone sèche voisine (Figure I.17-c).
- Le contournement se fait à travers les chemins déjà pré-établis par les différentes décharges de chaque zone sèche (Figure I.17-d).
- Les positions des décharges développées changent lorsque l'expérience est répétée, et le contournement se fera donc à travers un autre chemin qui n'est pas forcément le plus court (Figure I.17-e).

A partir de ces considérations, l'auteur a conclu que le lieu, la forme et la propagation des décharges partielles sont déterminés à partir de plusieurs facteurs qui sont dépendants entre eux. Comme il est impossible de déterminer l'effet instantané de tous ces facteurs, le comportement macroscopique de ces décharges a une nature aléatoire. Ainsi, la rupture des zones sèches survient d'une manière

aléatoire. Comme la tension de contournement dépend de la rupture de ces zones sèches, celle-ci possède également le même caractère, c'est à dire qu'elle obéit aux lois statistiques.

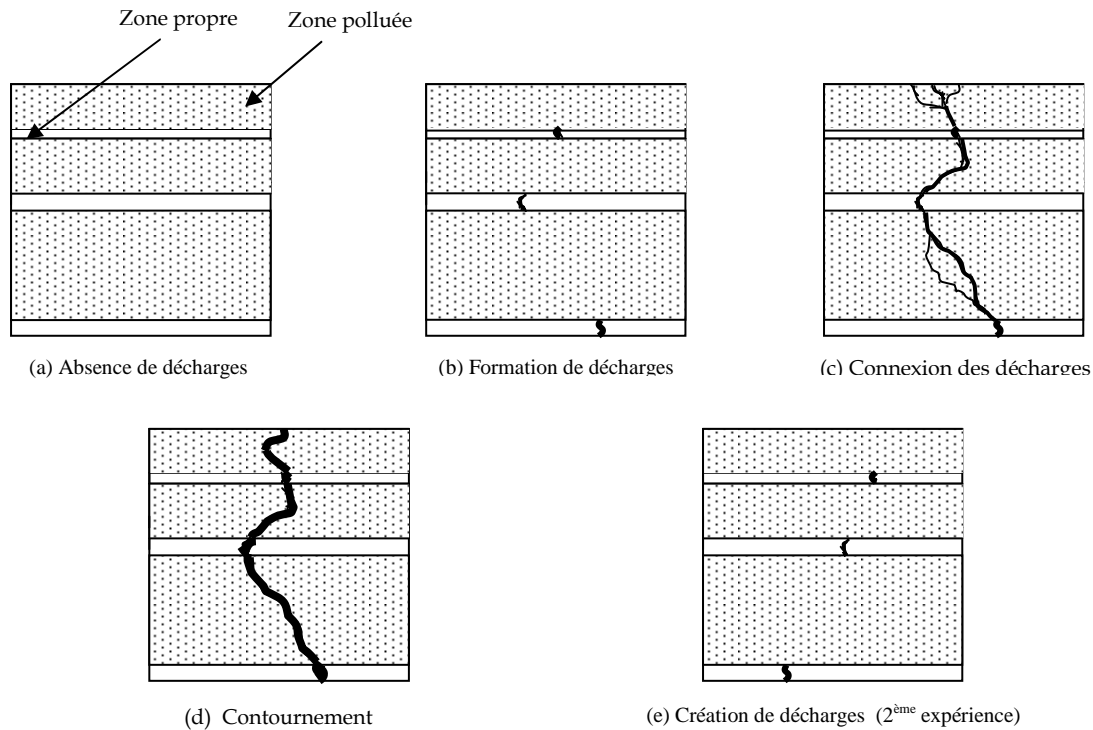


Figure I.17. Modèle de J. Danis [52].

### I.5.7.2 Modèle de Mekhaldi *et al.*

Mekhaldi *et al.* [36] ont développé un modèle mathématique à partir d'observations expérimentales sur une surface isolante plate couverte d'une couche de pollution discontinue constituée de deux bandes ; une bande sèche et une bande polluée (Figure I.18). L'effet de la localisation de la bande sèche à proximité de la haute tension ou de la masse sur la longueur de la décharge et l'intensité du courant de fuite ont été pris en compte. Ainsi, d'après la figure I.18, l'impédance totale serait la somme de l'impédance de la bande sèche et de la résistance de la couche de pollution en fonction des configurations (a) et (b) ;

$$Z(y) = Z_{0d} \left( \frac{L-y}{L} \right)^{0,42} + \frac{K}{\sigma_p} \ln \left( \frac{\phi-y}{\phi} \right) \quad (\text{I.76})$$

$$Z(y) = Z_{0d} \left( \frac{L - y'}{L} \right)^{0,42} + \frac{K}{\sigma_p} \ln \left( \frac{\phi + L}{\phi + L - y'} \right) \quad (\text{I.77})$$

où  $y$  et  $y'$  sont les rayons de la bande polluée mesurée à partir de l'électrode HT comme indiquée dans la figure I.18. Les premiers termes des expressions (I.76) et (I.77) représentent l'impédance empirique de la bande sèche. Le facteur  $K$  est une constante et le terme  $\sigma_p$  représente la conductivité de la couche de pollution. Les résultats obtenus par Mekhaldi *et al.* [36] ont été confirmés par la simulation faite par Dhahbi et Beroual [89].

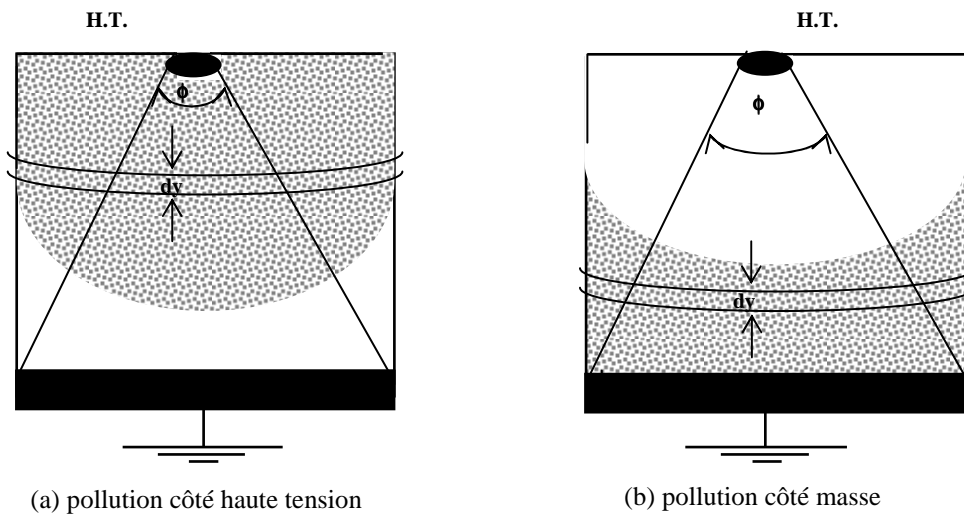


Figure. I.18. Modèle expérimental de Mekhaldi et al [36].

### I.5.7.3 Modèle de Diampeni et Beroual

Dans leurs travaux sur le contournement des isolateurs circulaires avec une surface constituée d'une alternance de bandes sèches et de bandes polluées sous tension impulsionnelle de foudre, Diampeni et Beroual [53, 147] ont observé que la propagation des décharges se faisait radialement et que les canaux de décharges étaient continus ou discontinus selon la conductivité des bandes polluées (Figure I.19). Pour un électrolyte de conductivité élevée, les canaux de décharges sont discontinus. D'autre part, le nombre de branches issues de la décharge est plus important en polarité positive qu'en polarité négative. Pour une tension donnée, la longueur des décharges est plus importante en polarité positive. Un modèle dynamique de contournement d'un isolateur (disque et plat) avec une pollution



discontinue d'une soumise à diverses formes de tension (continue, alternative et impulsionnelle) et tenant compte de l'aspect multi-troncs de la décharge a été également développé [53].

### I.5.8 Influence de l'épaisseur de la pollution

Hadi [14] a étudié l'influence de l'épaisseur de la pollution sur la tension critique de contournement. Les résultats de ces investigations (Figure I.20) montrent pour la même épaisseur et des largeurs différentes, les tensions critiques sont identiques, et que pour la même largeur et des épaisseurs différentes, les tensions critiques sont différentes malgré que les résistances linéiques soient identiques. A partir de là, l'auteur conclut que l'épaisseur de l'électrolyte intervient sur la tension critique de contournement et en arrive à la conclusion que la résistivité superficielle est le paramètre qui intervient directement sur la tension critique. Cette conclusion a été confirmée par les travaux de Marich [50] et Bessedik [92].

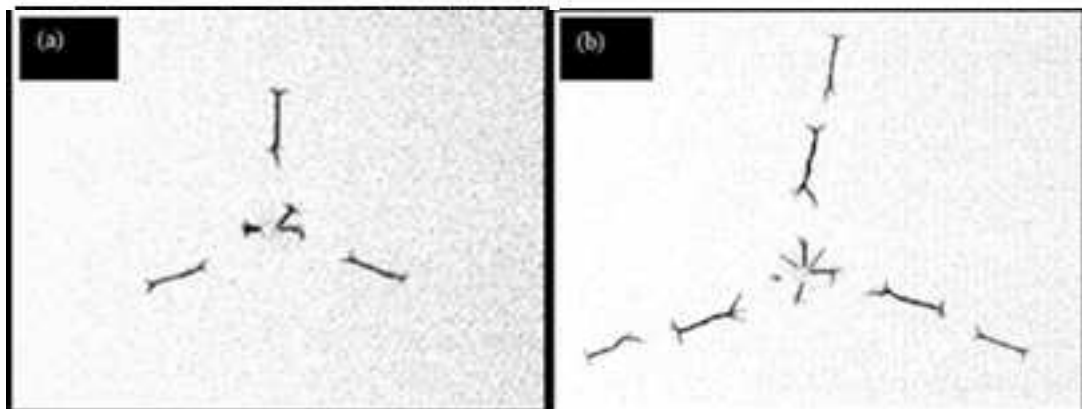


Figure I.19. Clichés des décharges sur un isolateur disque avec une pollution discontinue de conductivité égale à  $100 \mu\text{S}/\text{cm}$  sous choc de foudre en polarité négative.

(a)  $U_{\text{crête}} = 38\text{kV}$  et (b)  $U_{\text{crête}} = 48\text{kV}$  [53].

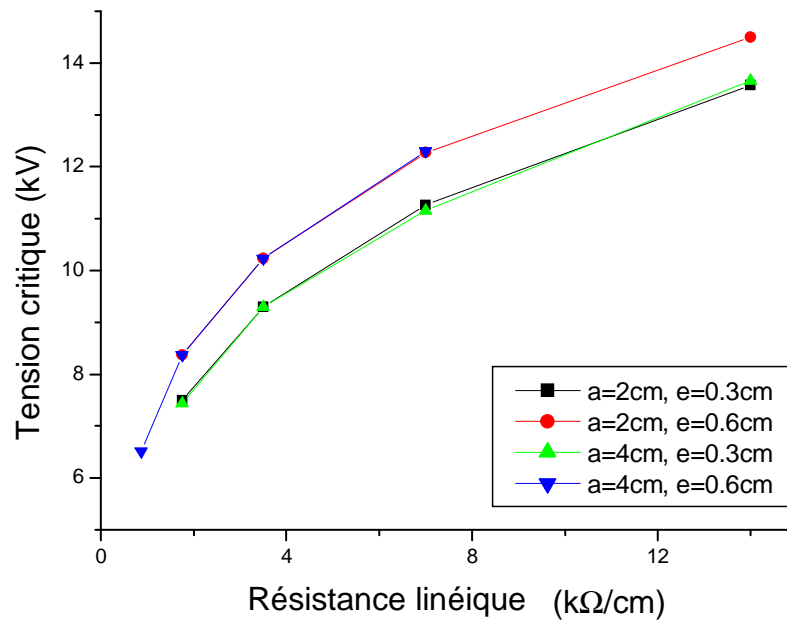


Figure I.20. Influence de l'épaisseur de la pollution sur la tension critique [14].

## I.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait le point de façon synthétique, sur l'état des connaissances du phénomène de contournement des isolateurs pollués ainsi que des paramètres physiques et électriques qui le caractérise. Nous avons également présenté les principaux modèles électriques et les mécanismes physiques proposés pour la description de la dynamique d'allongement de la décharge ainsi que les principaux paramètres d'influence.

Il ressort de cette analyse que :

- les mécanismes physico-chimiques avancés pour expliquer le phénomène de la décharge de contournement ne font pas l'unanimité et que la température de fonctionnement de la décharge n'est pas rigoureusement estimée ;

- les modèles basés sur l'équation d'Obenaus font apparaître que les conditions critiques sont fonction de la résistivité de la pollution, de la géométrie de l'isolateur et des constantes caractéristiques de la décharge ;
- la dispersion des résultats des calculs des grandeurs critiques (courant et tension) est due à la différence dans le choix des constantes caractéristiques de la décharge ;
- l'influence de la polarité de la tension est fonction de la forme de l'onde de tension et de la géométrie des isolateurs ;
- les modèles de calcul de la vitesse de la décharge varient selon les auteurs ; ils font intervenir différentes grandeurs physiques accessibles ou non expérimentalement ;
- la répartition de la pollution (uniformité, discontinuité, épaisseur) joue un rôle majeur sur les conditions critiques.

## Chapitre II

Caractérisation Optique et Electrique  
de la Dynamique de la Décharge.

## II.1 Introduction

L'étude du contournement des isolateurs pollués sous tension impulsionnelle de foudre est d'un grand intérêt pour le dimensionnement de l'isolement dans les réseaux électriques. Ce type de contrainte (choc de foudre), représente la contrainte la plus sévère à laquelle sont exposés les réseaux d'énergie. Les remontées de potentiel à travers les prises de terre des pylônes et des équipements des postes électriques sont les conséquences des coups de foudre indirects. Ces remontées de potentiel ont pour effet immédiat le contournement des isolateurs même lorsque les degrés de pollution sont faibles. Rahal [34] a étudié l'effet de chocs impulsionnels sur le contournement d'une plaque isolante soumise à une pluie de résistivité et de débit déterminés. Ses résultats ont montré que les tensions de contournement en polarité positive sont inférieures à celles en polarité négative. Des observations similaires ont également été rapportées par d'autres chercheurs dans le cas d'un électrolyte (pollution) [44, 85, 128] et d'une pollution solide humidifiée sur des isolateurs réels [149, 150, 151].

Plusieurs mécanismes ont été avancés pour interpréter le contournement des isolateurs sous choc de foudre mais aucun ne fait l'unanimité. Parmi les mécanismes proposés dans le cas des interfaces propres, on peut citer en particulier la distorsion et le renforcement du champ électrique local [114-116], l'amplification des taux d'ionisation et d'attachement à l'interface gaz/surface [114, 117] et l'accumulation de charges surfaciques [118-124]. Les processus impliqués dans le développement de la décharge font encore l'objet de nombreuses études.

Quant au cas des isolateurs pollués, les principales hypothèses avancées pour expliquer la dynamique de la décharge ont été faites pour des tensions continues ou des tensions alternatives dont les plus importantes sont : l'hypothèse de l'ionisation progressive [23], l'hypothèse de la rupture diélectrique [25, 65, 76, 78], l'hypothèse de rupture électrique associée à l'ionisation progressive [35, 79], l'hypothèse de la force thermique [41] et enfin l'hypothèse de la force électrostatique [34, 66].

Dans ce chapitre, nous effectuons une caractérisation optique et électrique de la dynamique d'allongement de la décharge de contournement pour différentes configurations de la pollution. Nous nous intéressons à la morphologie des décharges et aux signaux électriques associées en fonction de la configuration de la pollution, de la polarité de la tension et de la conductivité du dépôt. Nous abordons également la mesure de la vitesse d'allongement de la décharge et du temps critique de contournement.

## II.2 Dispositif et procédure expérimentales

### II.2.1 Présentation du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé est représenté en figure II.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'acquisition. La tension est fournie par un générateur de type Marx HAEFELY série S (220 kV-2 kJ-1,2/50  $\mu$ s). Le courant est mesuré à travers un transformateur de courant de bande passante 30 MHz. 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 de 60 MHz de bande passante (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 CCD 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'images 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

[129] (Figure II.3). Les fibres optiques sont placées le long du parcours de la décharge; 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 que l'électrolyte et sont protégées par un ruban opaque. Le cœur de ces fibres a un diamètre de 1 mm; ce sont des fibres radiales de longueur d'onde comprise entre 400 nm et 700 nm. La fibre (ref F202) réémet principalement dans la partie rouge du spectre visible. Ce choix est du à la plage de sensibilité du détecteur optique utilisé (annexe). 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 Aglient Technologies MSO6104A (Mixed Signal Oscilloscope) à quatre voies et une bande passante de 1 GHz. Ce dernier enregistre les signaux qui seront récupérés par sa sortie USB puis traités sur ordinateur sous MS-Excel.

Les isolateurs utilisés dans nos expériences sont des modèles de laboratoire en PVC ou en verre de formes diverses : plat continu en PVC ou en verre, plat discontinu en PVC et disque continu en PVC. Les isolateurs plats continus en verre ou en PVC consistent en un canal rectangulaire d'une profondeur  $e_p$ , d'une largeur  $b$  et d'une longueur de fuite totale de  $L_t$  (Figure II.2-a). 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 1 mm, placée à une distance  $L$  de l'électrode de masse. Les isolateurs plats discontinus sont constitués de plaques en PVC dans lesquelles sont creusées plusieurs rainures de 40mm de largeur, de 3mm d'épaisseur et de longueurs de fuite totale 110 mm (Figure II.2-b, c et d). Trois configurations de discontinuités sont considérées:

- une première discontinuité avec deux bandes polluées et deux bandes sèches (2BP2BS) ;
- une seconde discontinuité avec trois bandes polluées et trois bandes sèches (3BP3BS) ; et
- une troisième discontinuité avec six bandes polluées et six bandes sèches (6BP6BS).

Quant à l'isolateur disque, il a une longueur de fuite égale à son rayon (50 mm) ; sa profondeur est de 10 mm (Figure II.2-e).

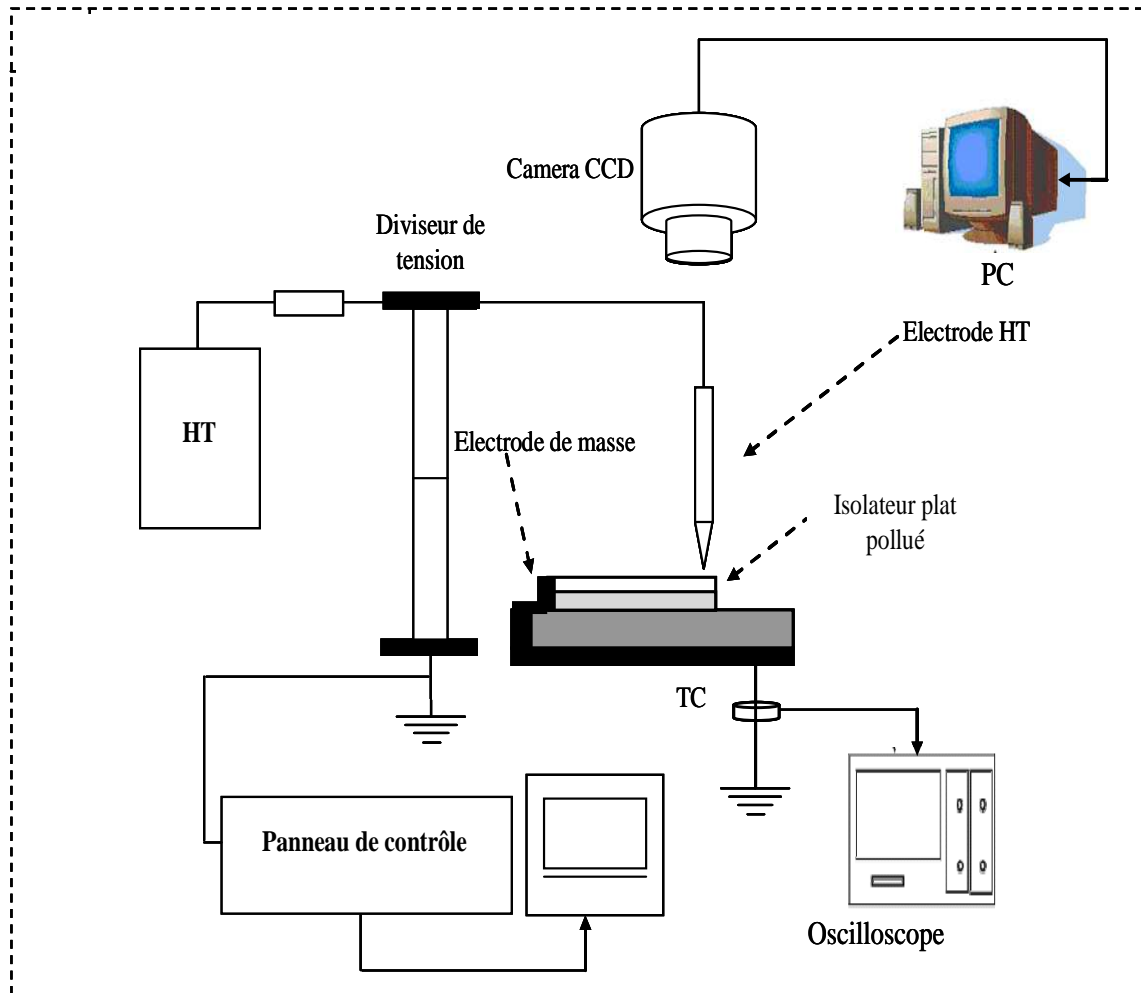


Figure II.1. Montage expérimental.



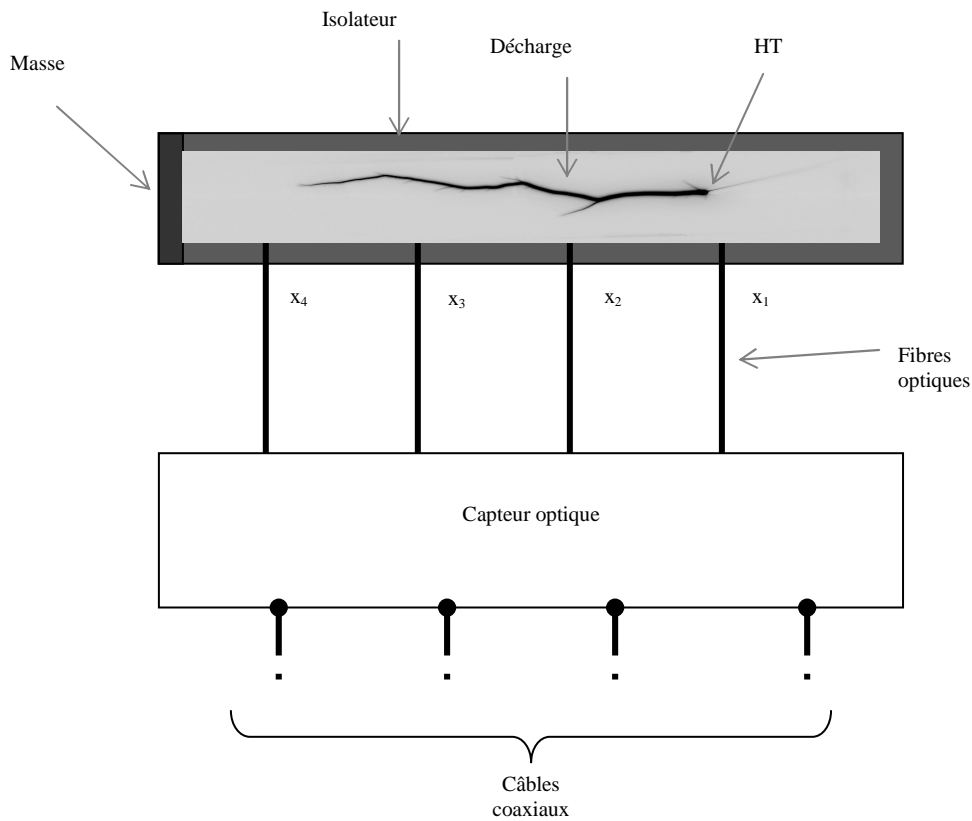
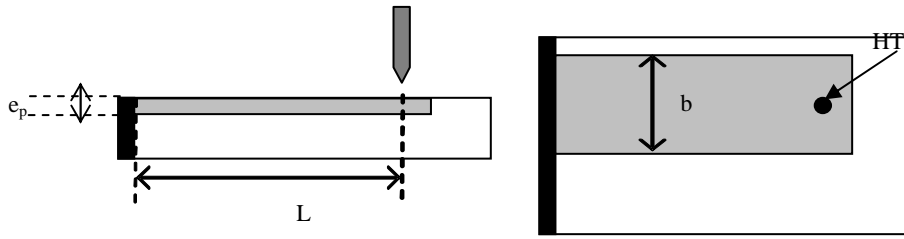


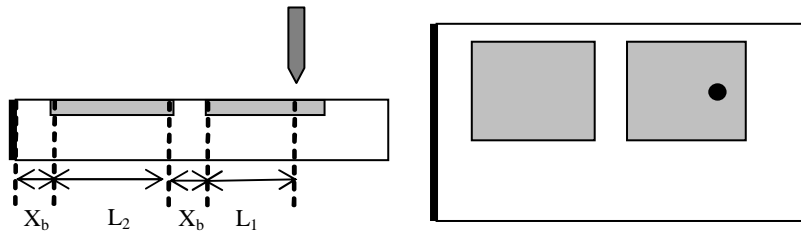
Figure II.2. Dispositif de mesure optique.

## II.2.2 Procédure expérimentale

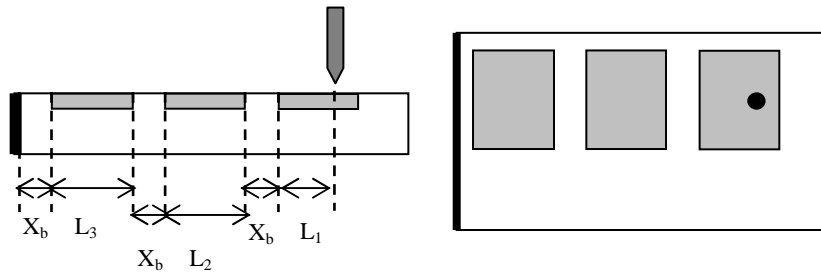
Pour l'ensemble de nos essais, nous utilisons un électrolyte à base de chlorure de sodium, de conductivité variant de  $10\mu\text{S}/\text{cm}$  à  $500\mu\text{S}/\text{cm}$ , pour simuler la couche de pollution. La tension de contournement retenue est une moyenne sur une série de 10 mesures. Le courant critique, la vitesse moyenne de la décharge (sauf pour les couches discontinues) ainsi que le temps de contournement, pour chaque essai, sont également mesurés dans les deux polarités.



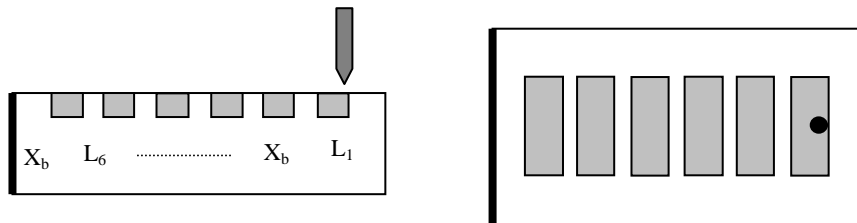
a: Isolateur plat à une bande polluée.



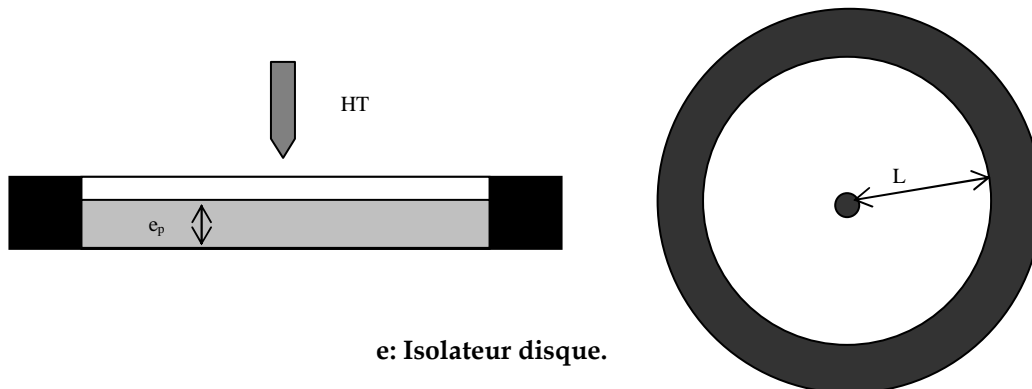
b: Isolateur plat 2BP2BS.



c: Isolateur plat 3BP3BS.



d: Isolateur plat 6BP6BS.



e: Isolateur disque.

Figure II.3. Modèles d'isolateurs utilisés.

## II.3 Morphologies des décharges

La morphologie des décharges dépend de plusieurs facteurs : la continuité et la conductivité de la pollution, la forme de l'isolateur et la polarité de l'électrode HT.

### II.3.1 Pollution uniforme continue

Les figures II.4 et II.5 illustrent les clichés statiques de la décharge vue de haut pour différentes conductivités de la pollution pour les deux polarités appliquées à l'électrode pointe. A première vue, quelle que soit la polarité de l'électrode HT, nous constatons 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 également observé par plusieurs chercheurs [24, 30, 31, 35, 47, 74].

La tête de la décharge possède des ramifications (spots) moins lumineuses que le corps principal [45, 53, 77]. Ces spots seraient la conséquence d'une forte ionisation au niveau du front de la décharge et au voisinage de sa colonne. Cela pourrait être dû à l'intensification du champ électrique tangentiel élevé et au rayonnement de la décharge qui provoquerait une photoémission à partir de l'électrolyte [45]. Ce phénomène de photoémission pourrait être une source d'électrons secondaires qui alimenteraient la décharge à travers ses ramifications.

La décharge n'est pas droite et présente une tortuosité plus ou moins prononcée selon la polarité de l'électrode HT ; elle est plus tortueuse en polarité positive qu'en polarité négative. L'aspect de la décharge laisse penser que cette dernière « serpente » à la surface de l'électrolyte et que sa colonne reste plus ou moins collée à ce dernier. Cette observation est à rapprocher de celles faites par d'autres chercheurs avec différentes formes de tensions [35, 44, 126] qui montrent que les potentiels mesurés dans le liquide augmentent progressivement pendant la propagation de la décharge et subissent un brusque accroissement qui est d'autant plus important que

l'on se rapproche de l'électrode de masse juste avant le passage à l'arc. Nous reviendrons sur cette affirmation dans l'étude des signaux optiques relatifs au déplacement de la décharge. Le rayon de la décharge augmente avec la conductivité de la l'électrolyte et donc avec le courant, dans les deux polarités [21, 45].

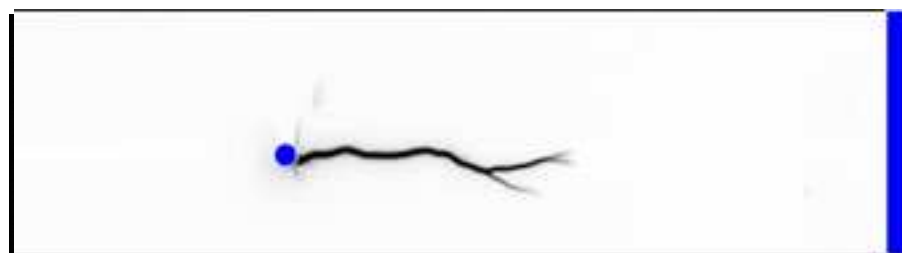


(a). Polarité positive.



(b). Polarité négative.

Figure II.4. Morphologie de la décharge pour une pollution de  $10 \mu\text{S}/\text{cm}$ .

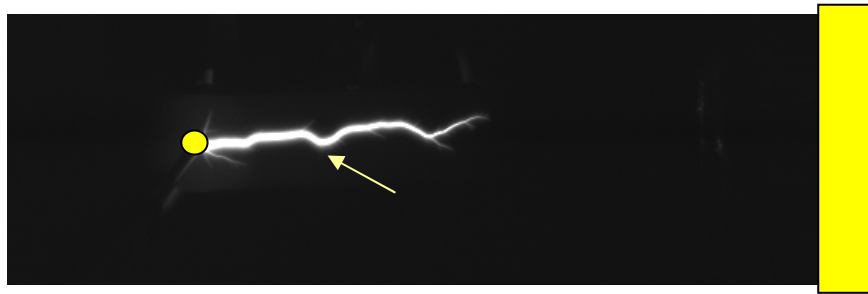


(a). Polarité positive.

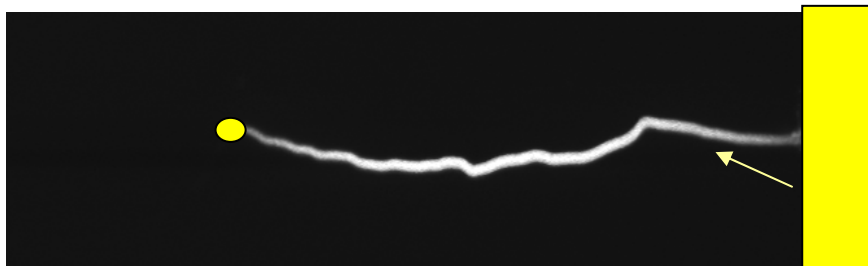


(b). Polarité négative.

Figure II.5. Morphologie de la décharge pour une pollution de  $100 \mu\text{S}/\text{cm}$ .



(a). Décollement d'une partie de la colonne de la décharge



(b). Saut final dans l'air.

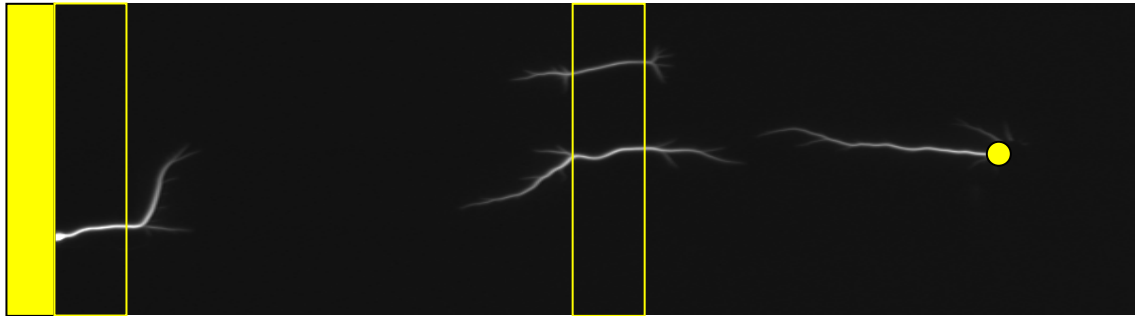
Figure II.6. Images de la décharge pour une pollution de  $250 \mu\text{S}/\text{cm}$ .

La figure II.6 montre un décollement d'une partie de la colonne de décharge de la surface du liquide, laquelle se redresse au saut final. Le fait que la décharge se décolle par endroit, serait dû à l'existence d'une charge d'espace à l'interface qui s'opposerait à sa propagation. Cette opposition forcerait la décharge à quitter l'électrolyte pour contourner cette charge d'espace à travers l'air. Quant au saut final, il se fait principalement dans l'air. Cela expliquerait la montée brutale du courant avant l'établissement du régime d'arc [153].

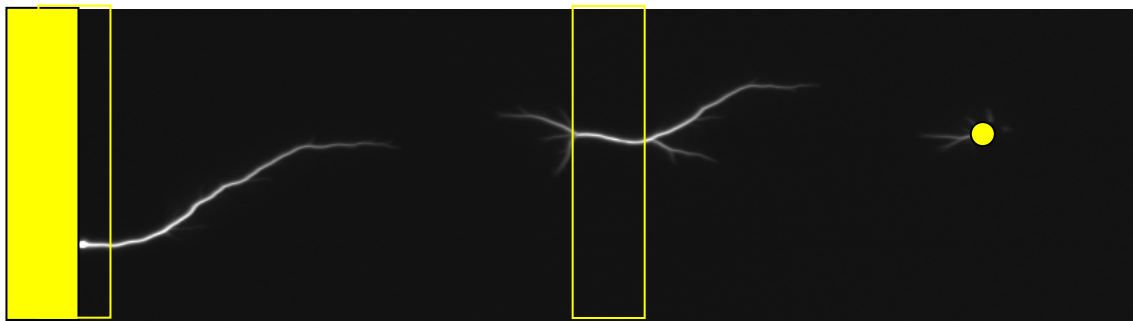
### II.3.2 Pollution uniforme discontinue

Dans ce cas, nous remarquons que plusieurs décharges apparaissent presque simultanément (Figures II.7 et II.8) : une décharge mono-tronc (ou mono-colonne) ou multi-troncs au niveau de l'électrode HT et d'autres décharges au niveau des bandes sèches. Nous observons que les décharges présentent des ramifications au niveau de

leurs extrémités. Ces ramifications sont moins lumineuses que les colonnes et nous rappellent la zone des streamers que l'on retrouve dans les longues décharges. Diampeni [53] ainsi que Waters *et al.* [58] ont constaté ces aspects sur des modèles d'isolateurs différents des nôtres. Nous remarquons également qu'au niveau de la bande sèche du milieu, on peut avoir plusieurs décharges multi-troncs en parallèle.



(a). Polarité positive.

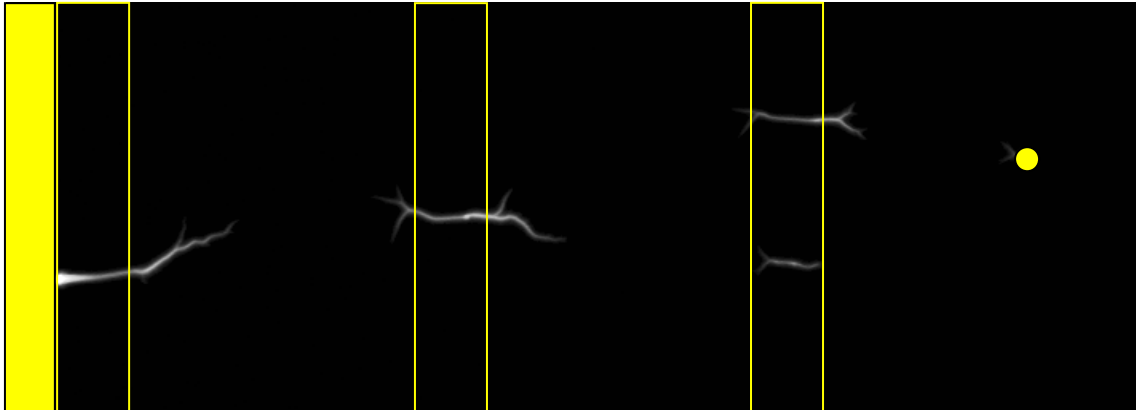


(b). Polarité négative.

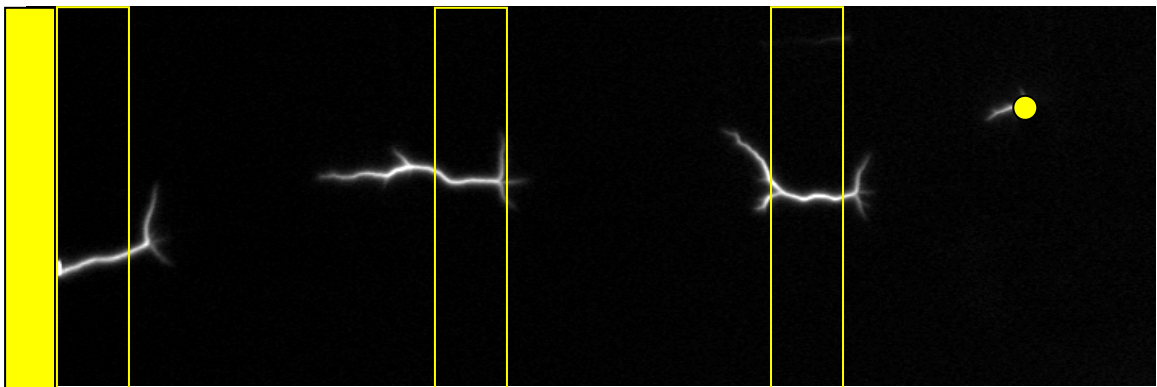
Figure II.7. Morphologie de la décharge pour une pollution de  $10 \mu\text{S}/\text{cm}$  avec une configuration 2BP2BS.

Le sens de propagation des décharges varie selon la polarité de l'électrode HT. En polarité positive, la décharge située au niveau des bandes sèches du milieu tend à s'allonger beaucoup plus vers le côté où se situe la masse que vers le côté HT. Par contre, les décharges sur les dernières bandes sèches tendent à s'allonger vers l'électrode HT. Lorsque la pointe est négative, les décharges situées au niveau des bandes sèches du milieu ont tendance à s'allonger vers l'électrode de masse alors que celles sur les dernières bandes sèches tendent à s'allonger vers l'électrode HT comme en polarité positive. D'une manière générale, les décharges au niveau des bandes

sèches sont plus longues que celles situées au niveau de la pointe. Les décharges présentent les mêmes caractéristiques (ramifications, aspect et rayon) que celles observées dans le cas d'une pollution uniforme dans les deux polarités. Le contournement a lieu lorsque toutes les décharges se connectent entre-elles.



(a). Polarité positive.



(b). Polarité négative.

**Figure II.8. Morphologie de la décharge pour une pollution de  $250\mu\text{S}/\text{cm}$  avec une configuration 3BP3BS.**

D'après ces observations, la structure de la décharge ressemble beaucoup à celle d'une longue décharge dans l'air, à la seule différence que la « zone streamers » n'est pas très visible. En effet, dans notre cas, les couronnes semblent moins importantes que dans l'air ; la plupart des porteurs de charges viendraient du liquide à travers des phénomènes d'émissions secondaires par bombardement ionique [139],

de photoémission [44, 126], de thermo-émission [106, 150] et dans une moindre mesure de photo-ionisation [74, 106, 150, 151] et de pulvérisation ionique et atomique [87, 97, 98]. Ces idées sont renforcées par le fait que la luminosité et le diamètre de la décharge augmentent avec la conductivité de la pollution quelle que soit la polarité de l'électrode HT. En effet, lorsque la conductivité du liquide est élevée, les porteurs de charges dans le liquide sont moins affectés par le nuage ionique qui les entoure et l'effet de la permittivité du liquide est moins important. Dans ce cas, il est plus facile au liquide de céder des électrons, voire des atomes et/ou des ions, suivant les différents types d'émission suggérés.

## II.4 Mesures électriques

### II.4.1 Pollution uniforme continue

Les figures II.9-a et II.9-b présentent les oscillogrammes des courants, des tensions et des impédances équivalentes déduites pour une conductivité continue de 250  $\mu\text{S}/\text{cm}$  en polarité positive pour deux cas : décharge stable (sans contournement) et contournement. La figure II.9-a montre l'évolution des courants et des tensions dans les deux cas. Lorsque la décharge est stable, le courant  $I_1$  croît jusqu'à une certaine valeur pour ensuite diminuer avec la tension  $U_1$ . L'impédance équivalente  $Z_1$  (Figure II.9-b) reste plus ou moins constante avec une pente positive. Dans le cas du contournement, le courant  $I_2$  croît progressivement jusqu'à une certaine valeur pour ensuite augmenter rapidement. Quant à la tension  $U_2$  et l'impédance équivalente  $Z_2$ , elles diminuent lentement pour ensuite chuter brutalement.

Les figures II-10 à II-12 illustrent les variations temporelles de la tension, du courant et de l'impédance équivalente pour des conductivités de 10  $\mu\text{S}/\text{cm}$ , 100  $\mu\text{S}/\text{cm}$  et 500  $\mu\text{S}/\text{cm}$ , respectivement dans les polarités, pendant tout le processus menant au contournement. Nous remarquons que le courant augmente



progressivement tandis que la tension et l'impédance équivalente diminuent. Nous observons quatre phases distinctes :

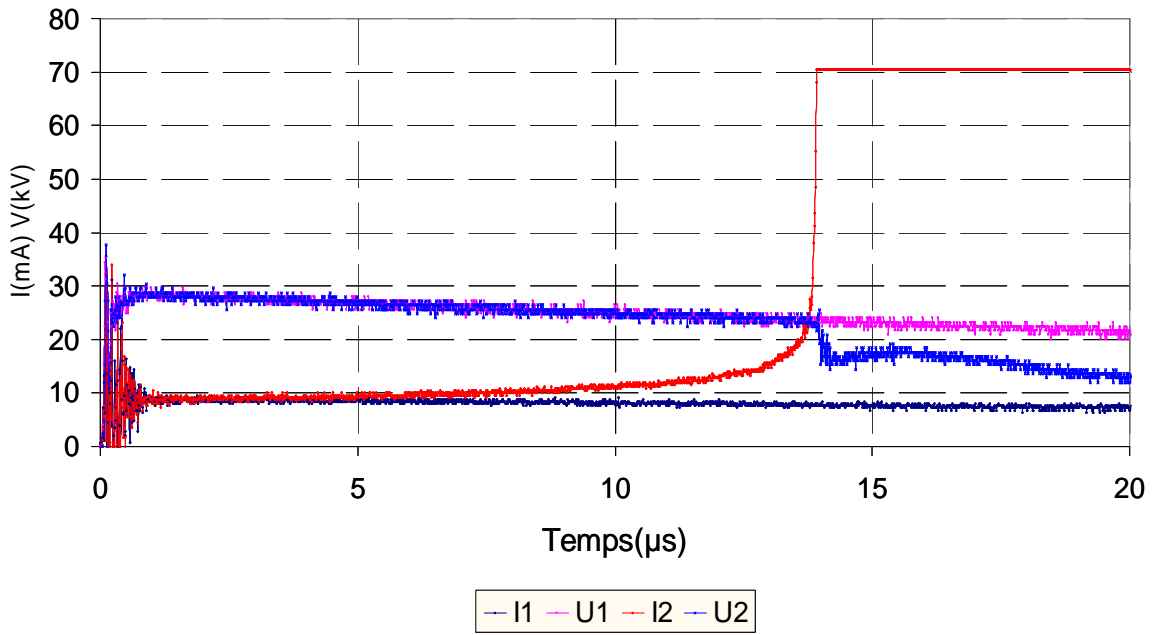
- la première phase correspond à l'amorçage de la décharge dans laquelle le courant augmente rapidement et présente une densité importante d'impulsions où l'impédance équivalente est élevée. Cette phase se déroule pendant le temps de montée de la tension appliquée.

- la deuxième phase, plus longue, correspond à la propagation de la décharge. Dans cette phase le courant augmente presque d'une façon régulière avec une pente plus ou moins prononcée, tandis que la tension appliquée et l'impédance équivalente diminuent lentement.

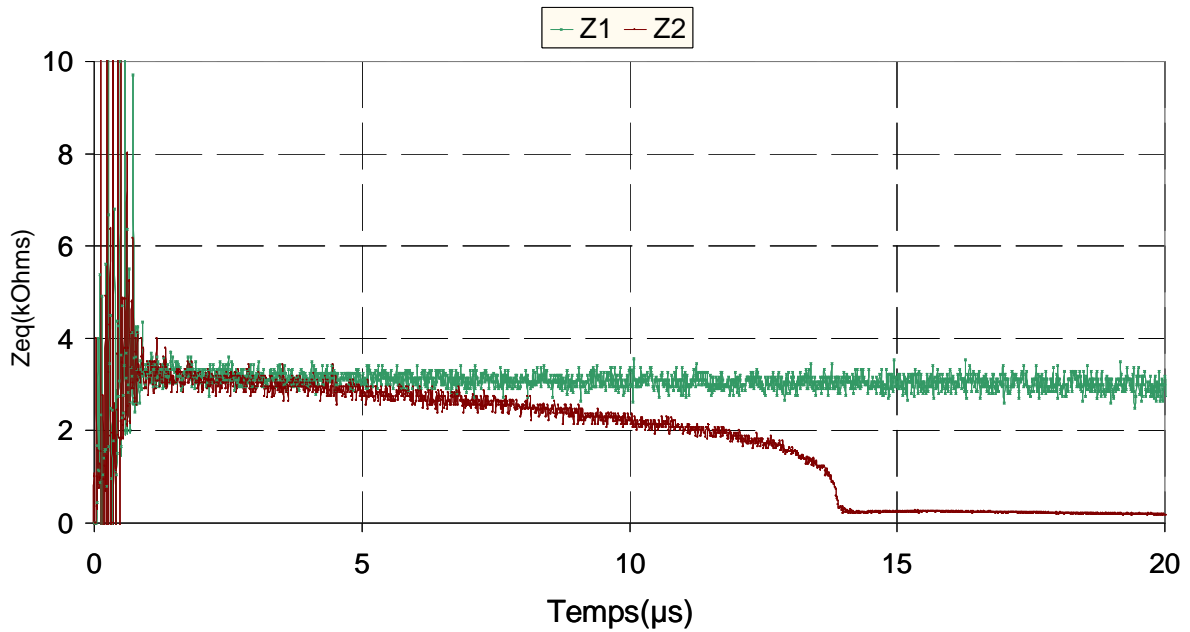
- la troisième phase correspond à la phase critique tout juste avant le contournement.

- la dernière phase correspond au contournement proprement dit ; dans ce cas, le courant augmente très rapidement alors que l'impédance et la tension diminuent aussi brusquement.

Comme nous pouvons le voir, l'impédance équivalente du système diminue avec l'augmentation du courant. Cette diminution de l'impédance équivalente est accélérée dans la phase qui précède le contournement total de l'isolateur. Notons que le temps de contournement en polarité négative est supérieur au temps de contournement en polarité positive. Dans ce qui va suivre, nous allons détailler chacune de ces étapes.



(a). Oscillogramme des courants et des tensions.



(b). Oscillogramme des impédances équivalentes déduites.

Figure II.9. Oscillogramme dynamique du courant, de la tension et de l'impédance équivalente déduite pour une conductivité de  $250 \mu\text{S}/\text{cm}$ , en polarité positive sans et avec contournement ( $L=12 \text{ cm}$  et  $a_e=4 \text{ cm}$ ).

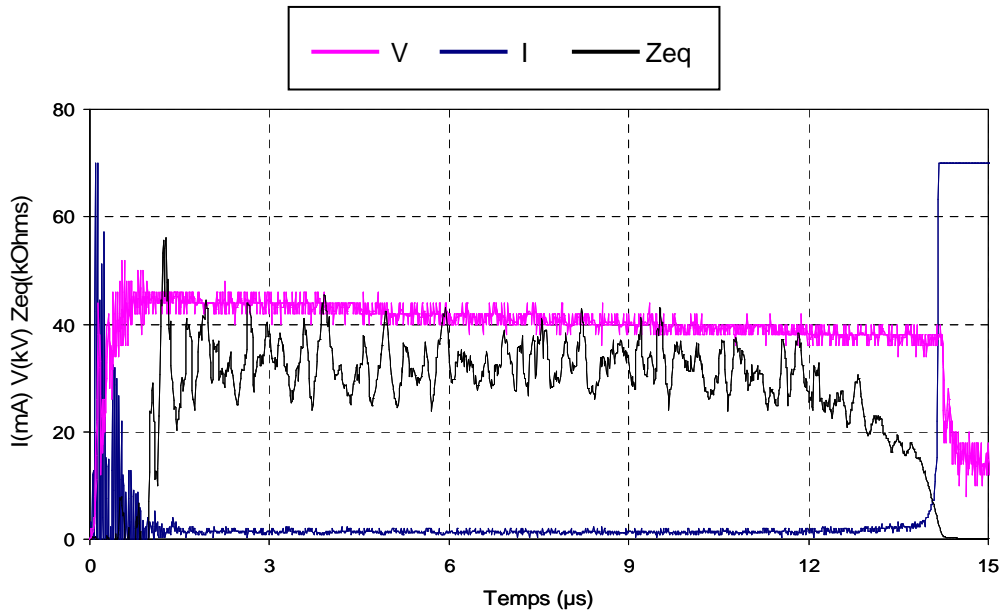
### II.4.1.1 Courant transitoire d'amorçage

Ce courant traduit la phase d'amorçage de la décharge (couronne) dans laquelle le courant augmente rapidement. Il présente une densité importante d'impulsions, d'amplitudes importantes mais très brèves. Nous observons également que pour la même conductivité, la densité des impulsions est plus élevée avec une pointe positive qu'avec une pointe négative. Le mécanisme d'amorçage de la décharge dépend donc de la polarité de l'électrode HT. D'après les travaux de Brugmann *et al.* [89] sur les caractéristiques d'une décharge en contact avec un liquide (eau distillée et solution ionique), aux premiers instants d'amorçage (régime de pré-décharge), la nature de la décharge est liée à la polarité de l'électrode HT : la décharge est de type streamer lorsque la pointe est positive, et elle est du type glow pour une pointe négative. Nous remarquons également que la densité des impulsions de courant diminue avec l'augmentation de la conductivité de la pollution. Par conséquent, l'émission à partir du liquide joue un rôle important dans le mécanisme d'amorçage de la décharge ; elle dépend de la polarité de la tension et de la conductivité de l'électrolyte. Aussi, le régime transitoire d'amorçage de la décharge dure en moyenne  $1\mu\text{s}$  et il est peu affecté par la polarité et la conductivité. Ce temps est du même ordre que celui estimé par plusieurs auteurs [81, 84, 94]. Le temps de transition entre l'amorçage d'une décharge couronne et une décharge de type spark ou leader en contact avec un liquide, est en moyenne égal à  $1\mu\text{s}$ .

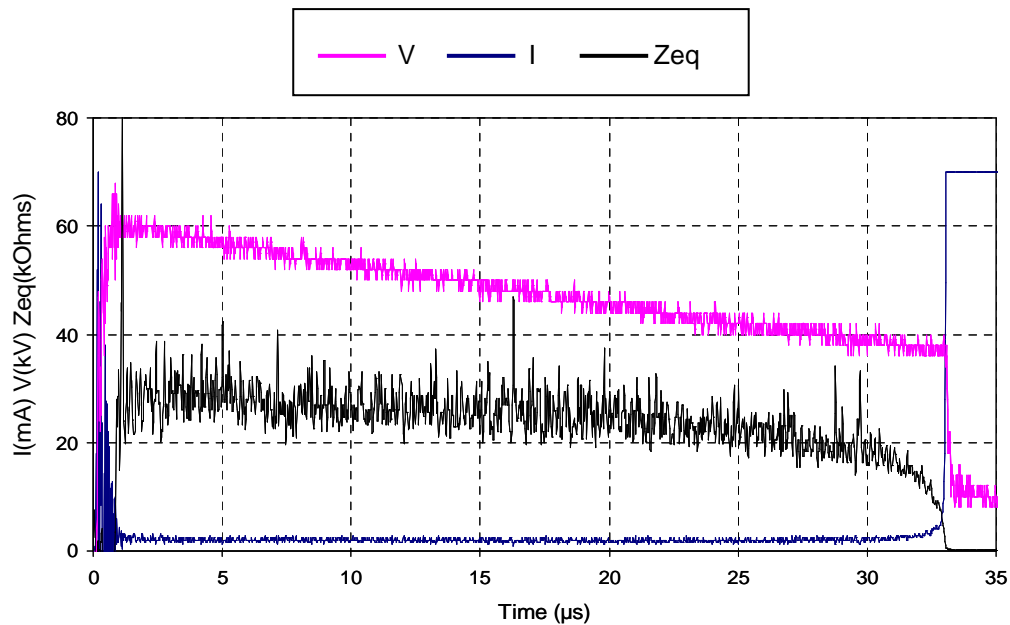
### II.4.1.2 Courant associé à la propagation

Le courant associé à la propagation de la décharge n'est pas le même que le courant d'amorçage. Cela s'explique par le changement de régime de la décharge. Ce courant traduit un premier changement de nature de la décharge qui passe d'une décharge couronne positive (streamer) ou négative (glow) à une décharge du type spark (étincelle) ou leader. Ce courant croît d'une manière plus ou moins prononcée en même temps que la propagation de la décharge à la surface de l'électrolyte. Cette augmentation du courant est étroitement liée à la conductivité de la pollution (Figure

II.13). Le courant de propagation est d'autant plus faible que la conductivité est faible. Les variations du courant de propagation sont liées à la quantité de charges injectées dans la colonne de décharge.



(a). Polarité positive

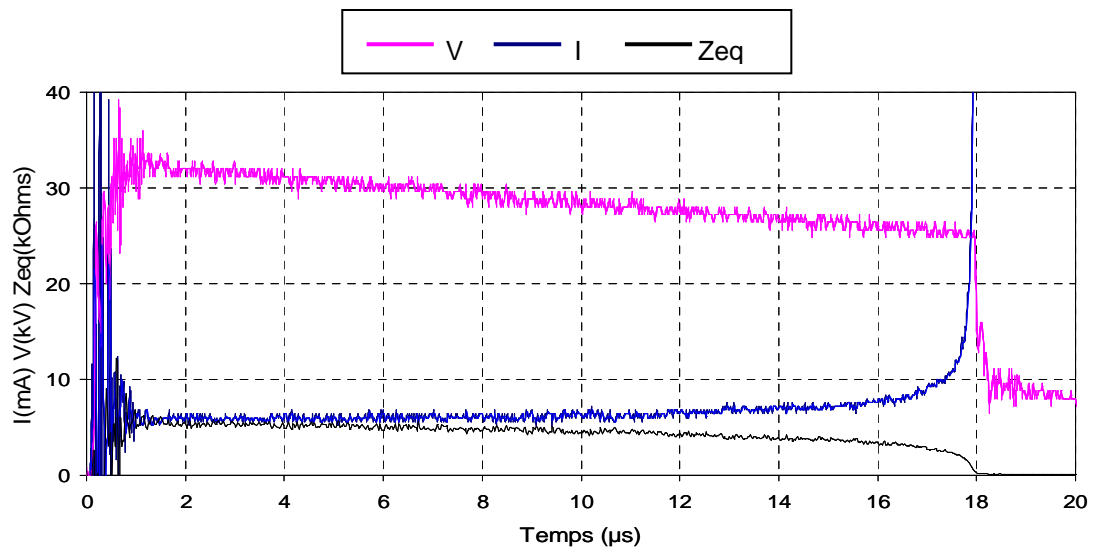


(b). Polarité négative

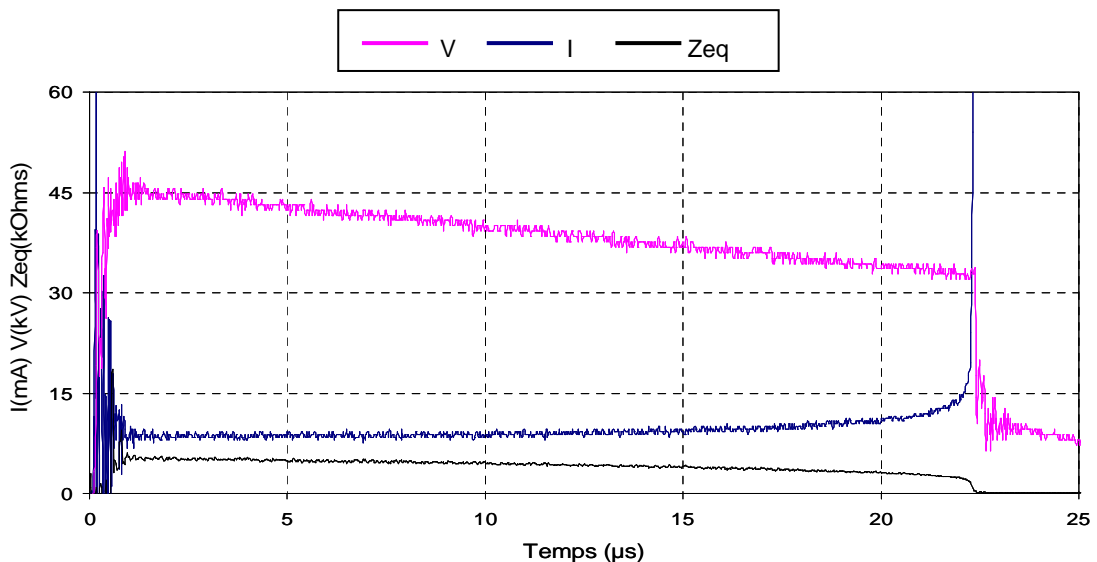
Figure II.10. Oscillogramme dynamique du courant, de la tension et de l'impédance équivalente déduite pour une conductivité de  $10 \mu\text{S}/\text{cm}$  ( $L=12\text{cm}$  et  $a_e=4\text{cm}$ ).

### II.4.1.3 Courant critique

Le courant critique correspond à la phase précédant le saut final de la décharge et représente le courant pour lequel le système devient instable et évolue vers le contournement. Il est difficilement repérable avec précision mais d'après la littérature, il correspond à une longueur critique de la décharge entre  $L/2$  et  $2L/3$  ( $L$  étant la longueur de fuite totale). Nous reviendrons à ce courant dans le paragraphe portant sur la corrélation des signaux optiques et électriques.

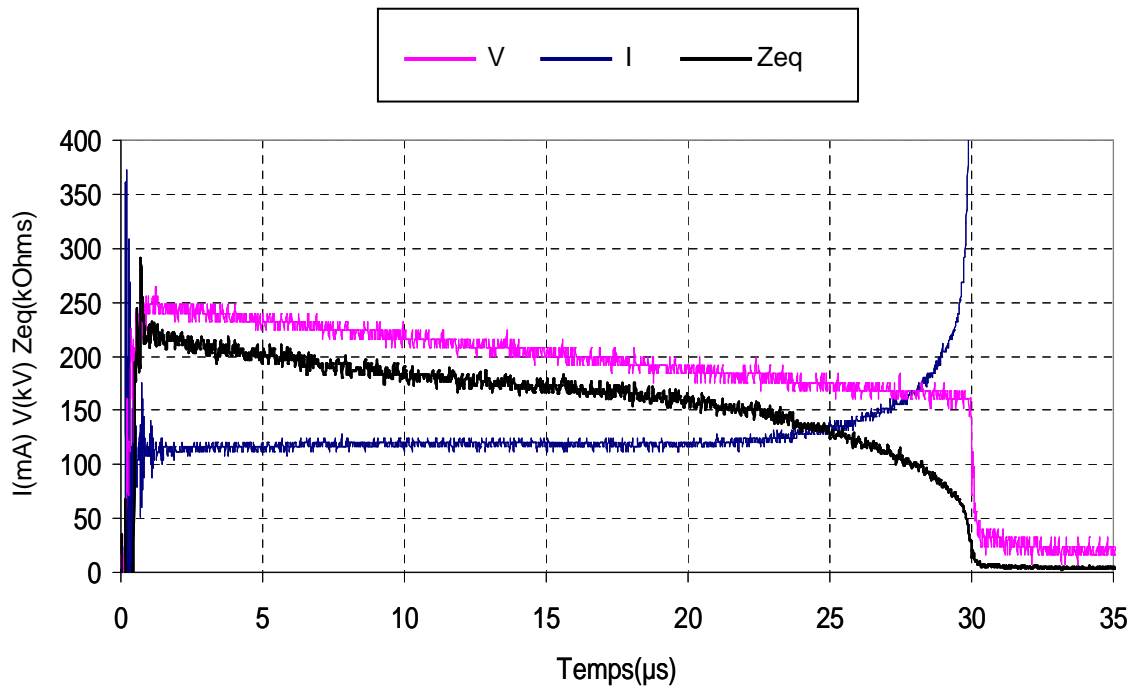


(a). Polarité positive

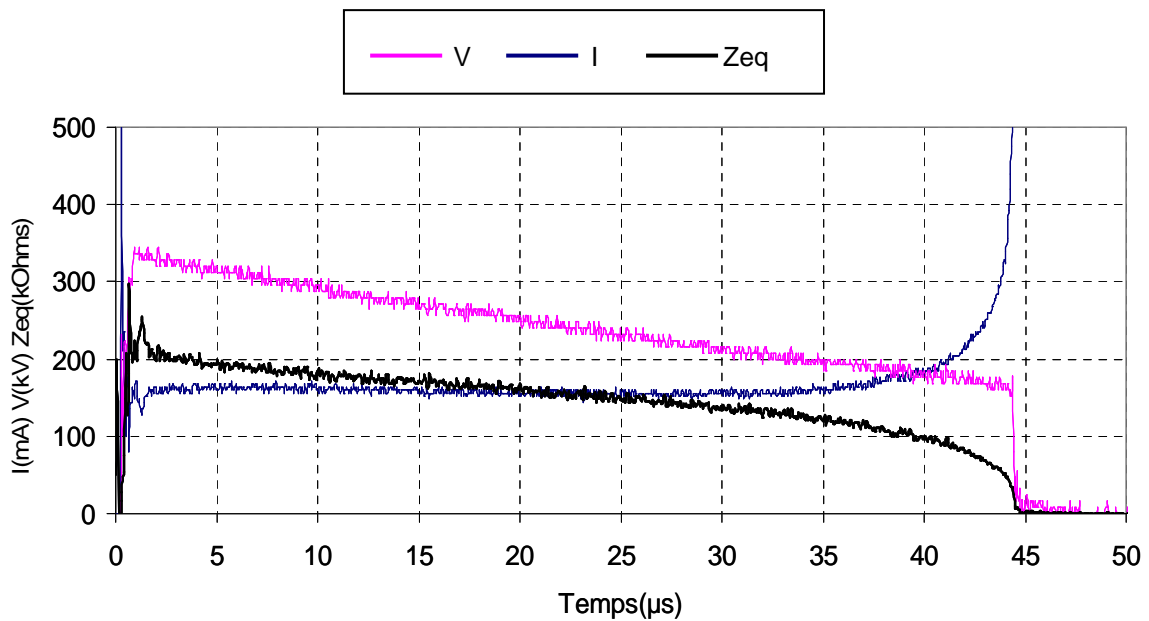


(b). Polarité négative

Figure II.11. Oscillogramme dynamique du courant, de la tension et de l'impédance équivalente déduite pour une conductivité de  $100 \mu S/cm$  ( $L=12$  cm et  $a_e=4$  cm).



(a). Polarité positive



(b). Polarité négative

Figure II.12. Oscillogramme dynamique du courant, de la tension et de l'impédance équivalente déduite pour une conductivité de  $500 \mu\text{S}/\text{cm}$  ( $L=12 \text{ cm}$  et  $a_e=4 \text{ cm}$ ).

#### II.4.1.4 Courant de transition ou courant de contournement

Ce courant correspond au court-circuit, autrement dit, à la transition vers le régime d'arc lorsque la décharge atteint l'électrode de masse. Certains auteurs considèrent que ce courant représente le courant critique du contournement. Or lors du contact de la décharge avec l'électrode de masse, le mécanisme de conduction change radicalement ; il correspondrait à une explosion thermo-électronique caractérisée par de fortes densités de courant et intensités lumineuses, et par conséquent à une élévation brutale de la température [51, 164, 165].

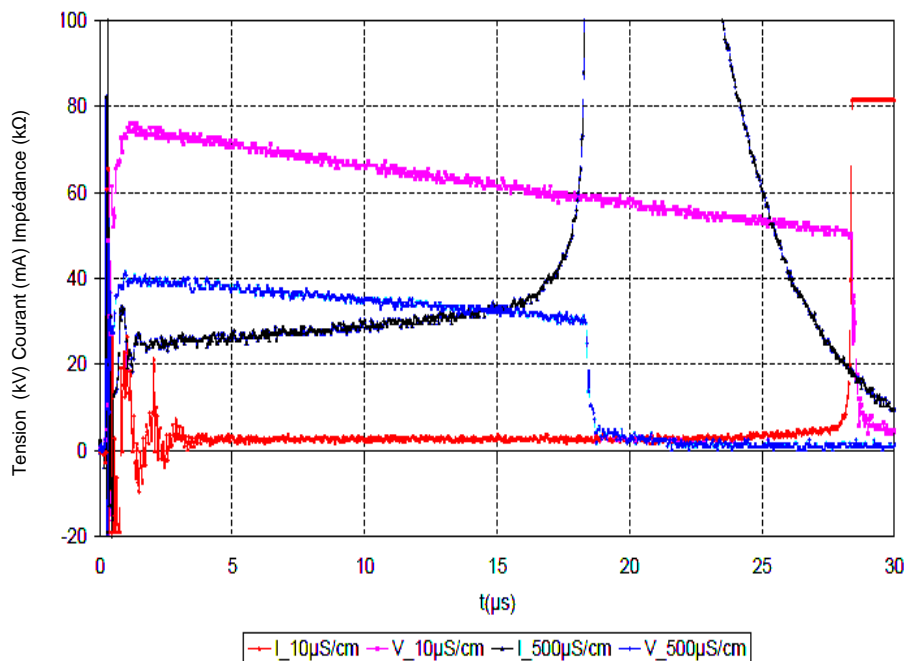


Figure II.13. Oscillogramme dynamique du courant, de la tension pour une conductivité de 10  $\mu\text{S/cm}$  et 500  $\mu\text{S/cm}$ , en polarité positive ( $L=15$  cm et  $a_e=2$  cm).

#### II.4.2 Pollution uniforme discontinue

Ce cas semble plus complexe que celui des bandes de pollution continues. Dans le paragraphe II.3.2, nous avons vu que dans le cas des bandes discontinues, on voit apparaître plusieurs décharges en série et/ou en parallèle au niveau des bandes

sèches qui finiront par se connecter entre elles. Les figures II.14 à II.17 illustrent les variations temporelles de la tension, du courant et de l'impédance équivalente pour des conductivités de 250  $\mu\text{S}/\text{cm}$  pour une configuration 2BP2BS et 100  $\mu\text{S}/\text{cm}$  pour une configuration 3BP3BS dans les deux polarités. D'après ces figures, on voit que le courant passe par plusieurs étapes quelle que soit la polarité de la tension :

- a) initiation de la décharge couronne avec une densité plus ou moins importante d'impulsions de courant pendant le temps de montée de la tension appliquée. La densité des impulsions du courant est fonction de la polarité de l'électrode HT et de la conductivité de la pollution. Elle est moins dense lorsque la pointe est négative et elle diminue aussi avec l'augmentation de la conductivité de la pollution ;
- b) stabilisation du courant pendant un certain temps laissant apparaître un premier palier ;
- c) apparition d'un second palier correspondant à un appel de courant important pendant un temps très court pour ensuite voir une stabilisation du courant visible sous forme d'un plateau. Ce palier de courant traduit la connexion de deux décharges successives ;
- d) l'apparition d'un troisième palier très rapide dont la durée varie avec la conductivité de la pollution et la polarité de la pointe, accompagné d'une brusque augmentation du courant ;
- e) contournement de l'isolateur avec une augmentation du courant qui ne sera limitée que par l'impédance du générateur.

Notons que pour une configuration de pollution de type 3BP3BS, on observe pratiquement la même allure du courant avec des paliers en plus.



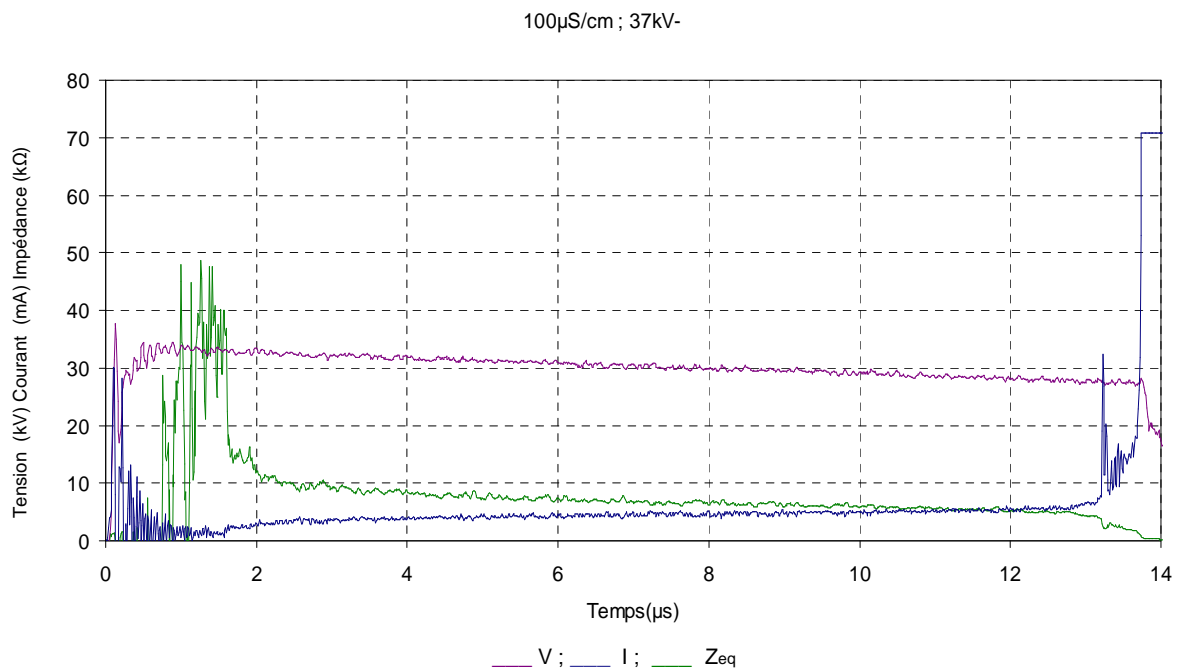


Figure II.14. Oscillogramme dynamique du courant, de la tension et de l'impédance équivalente pour une conductivité de 250  $\mu$ S/cm, en polarité positive, pour une configuration 2BP2BS.

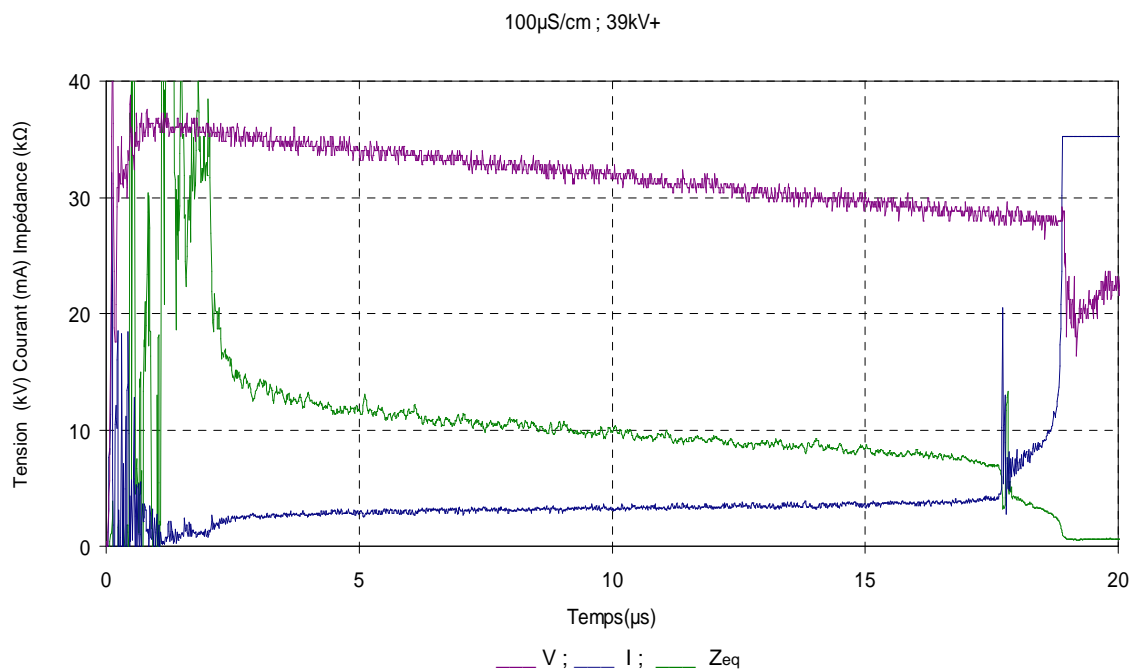
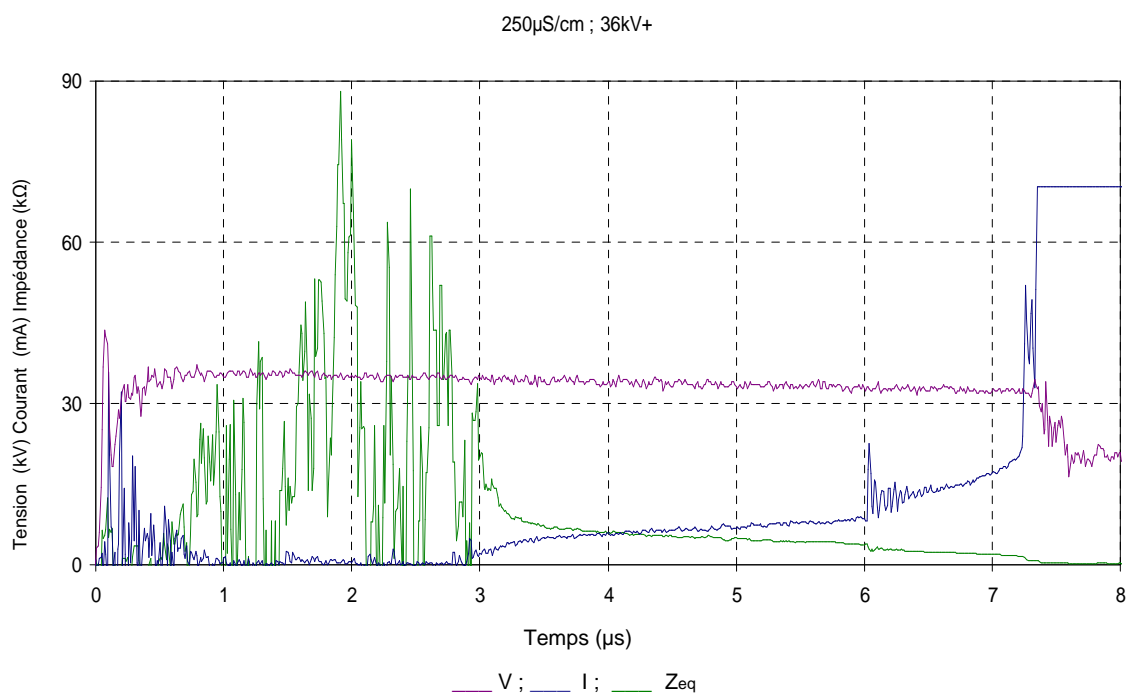
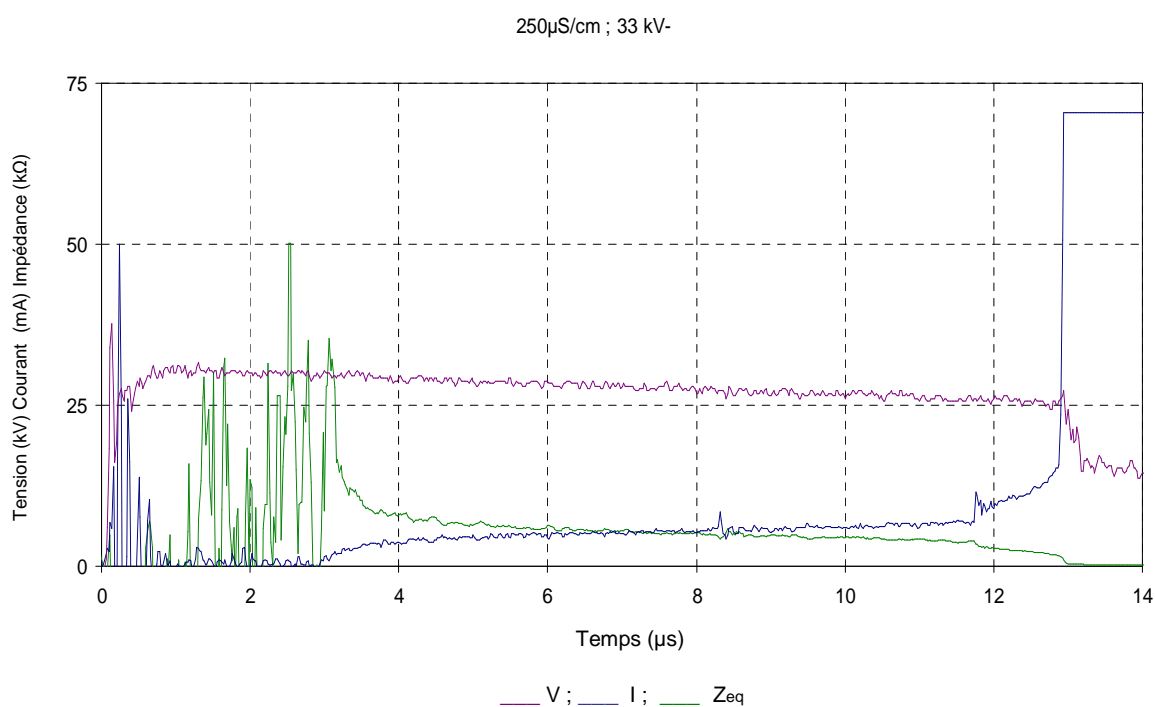


Figure II.15. Oscillogramme dynamique du courant, de la tension et de l'impédance équivalente pour une conductivité de 250  $\mu$ S/cm, en polarité négative, pour une configuration 2BP2BS.



**Figure II.16.** Oscillogramme dynamique du courant, de la tension et de l'impédance équivalente pour une conductivité de 100  $\mu$ S/cm, en polarité positive, pour une configuration 3BP3BS.



**Figure II.17.** Oscillogramme dynamique du courant, de la tension et de l'impédance équivalente pour une conductivité de 100  $\mu$ S/cm, en polarité négative, pour une configuration 3BP3BS.

### II.4.3 Influence de la polarité de la pointe

La figure II.18 illustre les tensions critiques en fonction de la polarité de la pointe pour les différentes configurations de la pollution. Nous remarquons que les tensions critiques avec une pointe positive sont inférieures à celles avec une pointe négative. Des résultats similaires ont été rapportés par de nombreux chercheurs comme nous l'avons indiqué en début de chapitre. Notons que ces résultats sont différents de ceux connus pour une tension continue. Nous observons également, que la tension de contournement augmente avec le nombre de bandes sèches et la résistivité de la pollution. Cependant, l'écart des tensions critiques entre polarités diminue avec l'augmentation du nombre de bandes sèches.

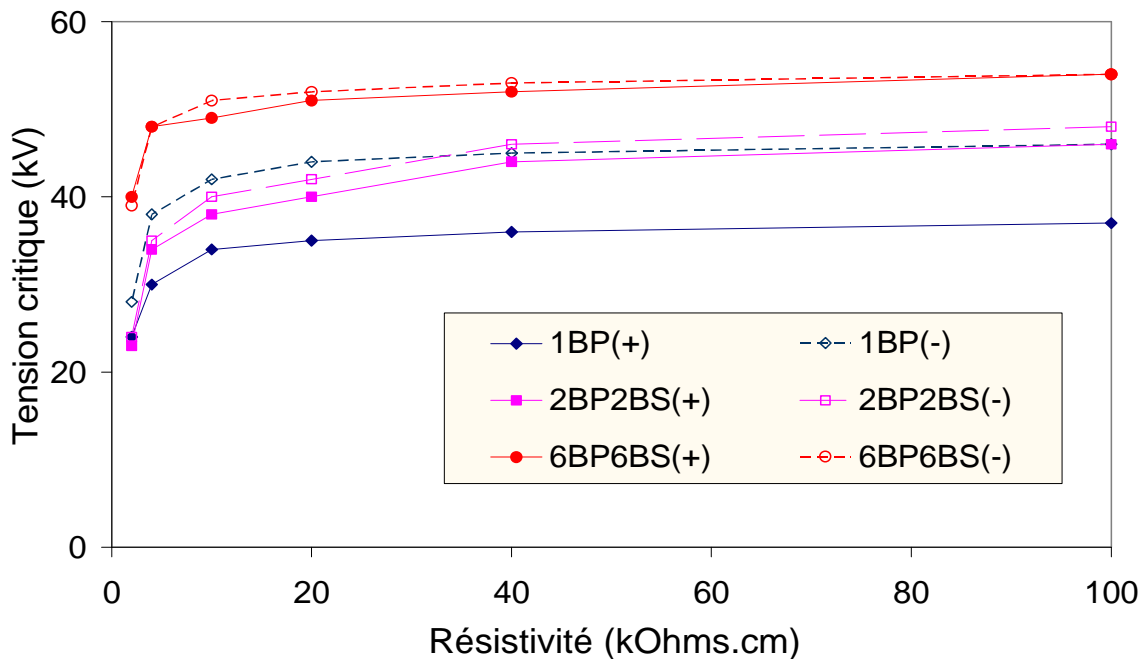


Figure II.18. Variations des tensions critiques en fonction de la résistivité pour plusieurs configurations de la pollution dans les deux polarités.

Dans le cas de la configuration 6BP6BS, les tensions critiques dans les deux polarités sont pratiquement identiques. Cela suggère que la présence des bandes sèches influe considérablement sur la tenue diélectrique de l'interface selon la polarité. Lorsque l'électrode HT est négative, une injection de porteurs de charges (probablement ions  $OH^-$ ) est possible ; ces dernières s'accumuleraient au niveau des

bandes sèches et entraîneraient la distorsion du champ électrique facilitant ainsi le claquage local. Ainsi, la diminution de la tension de contournement serait due à l'injection de porteurs de charges négatifs d'une part et à la présence de la décharge elle-même d'autre part comme cela a été suggéré par certains chercheurs [47, 35, 133].

#### II.4.4 Influence de l'épaisseur de la pollution

Les résultats des mesures pour des couches de pollution continues nous ont montré que les tensions de contournement en polarité positive sont inférieures à celles en polarité négative. La propagation de la décharge se ferait beaucoup plus dans l'air et que le courant issu de la décharge ne pénétrerait pas complètement la couche de pollution. Partant de cette hypothèse, nous avons effectué une série de mesure sur un isolateur en PVC circulaire de diamètre égal à 10 cm. La profondeur maximale de l'isolateur est de 1 cm. Le dispositif expérimental utilisé est similaire à celui décrit précédemment. La figure II.19 illustre les valeurs des résistances linéiques correspondantes aux conductivités volumiques utilisées en fonction des épaisseurs choisies. La figure II.20 représente les variations des tensions critiques en fonction de la conductivité pour les différentes épaisseurs étudiées dans les deux polarités de la tension appliquée.

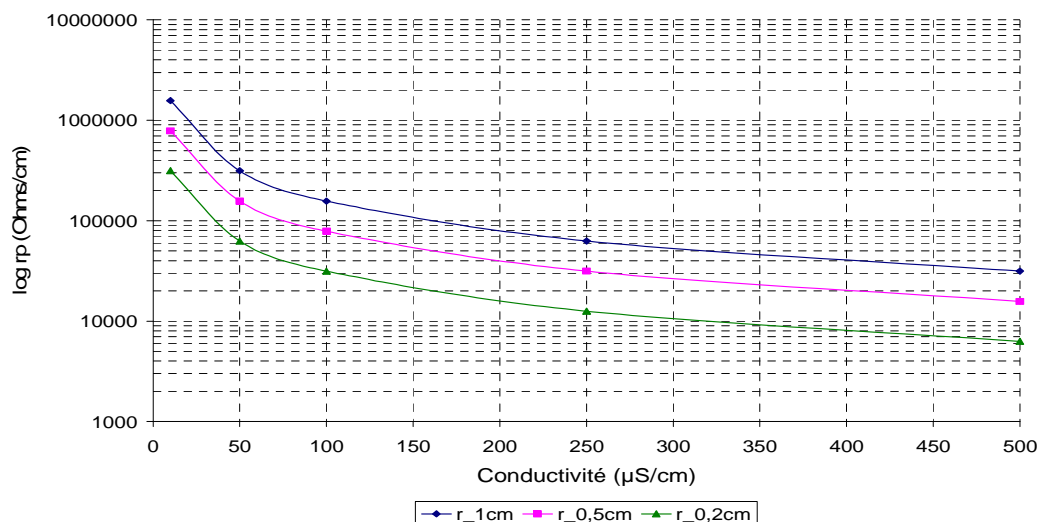
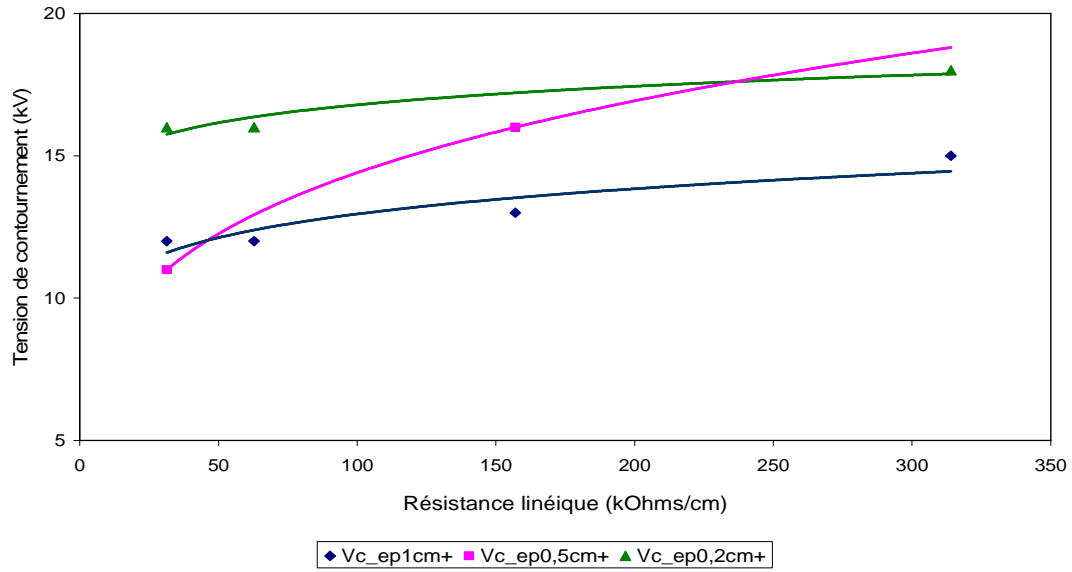
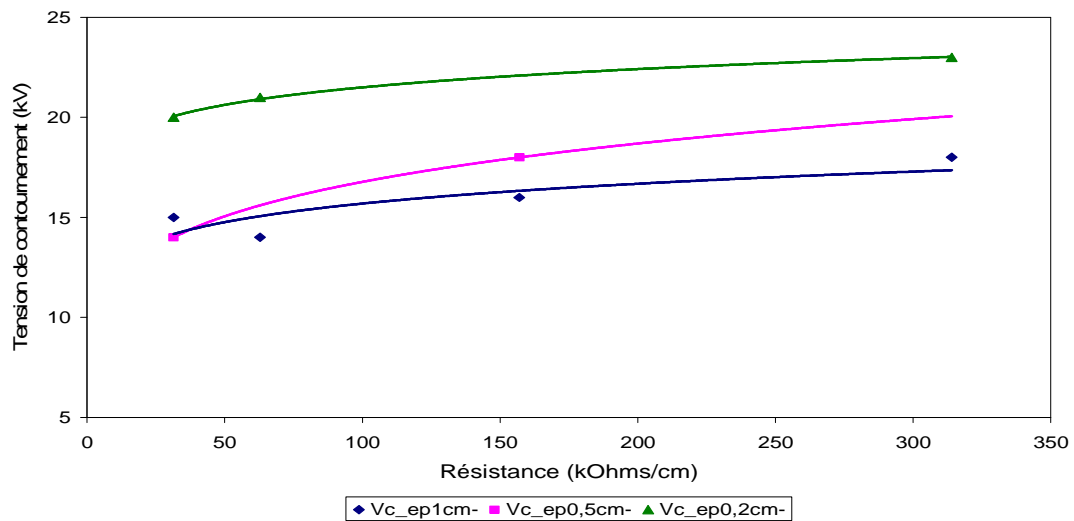


Figure II.19. Variations de la résistance linéique en fonction de la conductivité de la pollution pour différentes valeurs de l'épaisseur du liquide.



(a). Polarité positive.



(a). Polarité négative.

Figure II.20. Variations des tensions critiques en fonction de la résistance linéique de la pollution pour différentes valeurs de l'épaisseur du liquide.

D'après la figure II.20, les tensions critiques sont très sensibles à l'épaisseur de la couche de pollution. En effet, pour des valeurs identiques de la résistance linéique, nous obtenons des tensions critiques différentes dans les deux polarités. La tension critique diminue avec l'épaisseur de la pollution pour des valeurs de  $r_p$  identiques. Cela nous amène à dire que la résistance superficielle est un paramètre déterminant à travers l'épaisseur de la pollution conformément aux travaux de Hadi [14] ainsi que Marich [50] et Bessedik [92].

## II.5 Mesures optiques

### II.5.2 Dynamique de la décharge et vitesse moyenne de propagation

#### II.5.2.1 Dynamique de la décharge

Nous avons mesuré l'allongement de la décharge en utilisant la méthode des fibres optiques sur un canal rectangulaire de longueur totale 20 cm et de largeur 2 cm. La longueur  $L$  est prise variable entre 14 cm et 16 cm. Le dispositif expérimental utilisé est celui présenté au paragraphe II.2. La distance entre les fibres sont variables par rapport à la pointe HT ;  $O_1$  à 1 cm ,  $O_2$  à 4 cm,  $O_3$  à 7 cm et  $O_4$  à 12 cm ou 16 cm. Les figures II.21-a, b et c illustrent les mesures des signaux optiques et électriques de l'allongement de la décharge sur un électrolyte de conductivité égale à 500  $\mu\text{S}/\text{cm}$  lorsque la pointe est positive. Nous avons relevé les signaux pour plusieurs tensions de contournement : 36 kV, 38 kV et 40 kV. La tension minimale de contournement est de 36 kV alors que les deux autres valeurs constituent des régimes de surtensions. Il apparaît que le temps de contournement diminue avec l'augmentation de la tension critique, comme l'ont rapporté plusieurs chercheurs [14, 29, 30, 31, 33, 34, 35, 126]. Nous remarquons également que l'allongement de la décharge est plus rapide en régime de surtension. Cela permet de mettre en évidence l'implication de l'effet de l'énergie injectée dans l'intervalle qui influe sur la vitesse de la décharge [85, 53, 127, 130, 132] ainsi que l'augmentation de la contrainte électrique sur l'intervalle notamment au niveau de la tête de la décharge [14, 35, 79, 126, 137].

Au début du processus, la sonde  $O_1$  du capteur détecte une lumière et reste excitée jusqu'au court-circuit. La même remarque est à faire pour les autres sondes  $O_2$ ,  $O_3$  et  $O_4$ . Cela indiquerait que la colonne de la décharge reste en contact avec l'électrolyte. En effet, si ce n'était pas le cas, les sondes ne présenteront un signal qu'au passage de la décharge. Or le fait qu'il existe toujours un signal lumineux nous

pousse à croire que la décharge ne se décolle pas complètement de la surface de l'électrolyte et qu'elle avance de façon tortueuse. Ainsi les sondes détecteront toujours un signal lumineux jusqu'à la fin du processus. La figure II. 22 schématise cet aspect dynamique de la décharge.

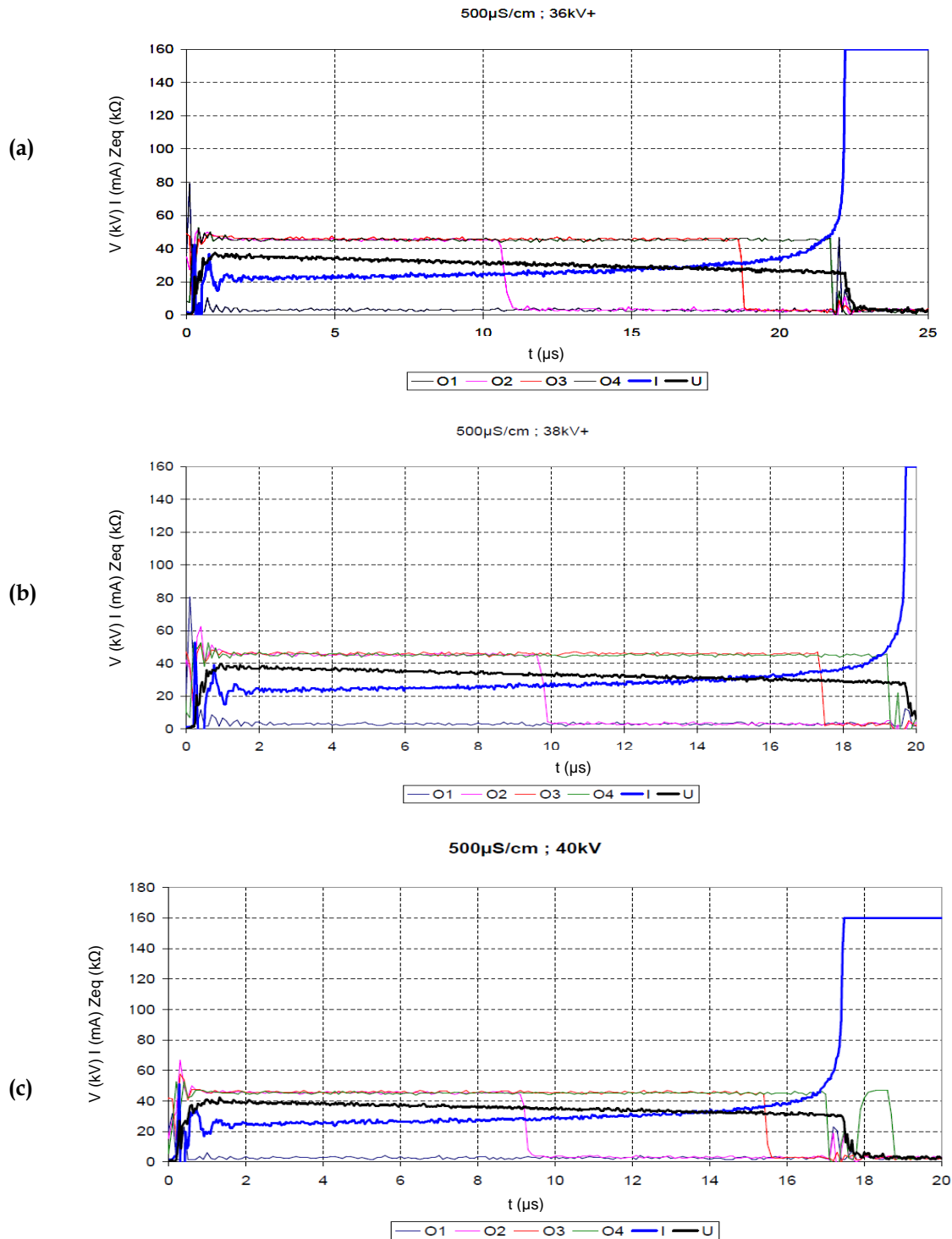


Figure II.21. Mesures optiques de l'allongement de la décharge, du courant et de la tension correspondants, en polarité positive, pour une pollution de  $500 \mu\text{S/cm}$ .

(a).  $V_{crit} = 36 \text{ kV}$  (b).  $V_{crit} = 38 \text{ kV}$  (c).  $V_{crit} = 40 \text{ kV}$

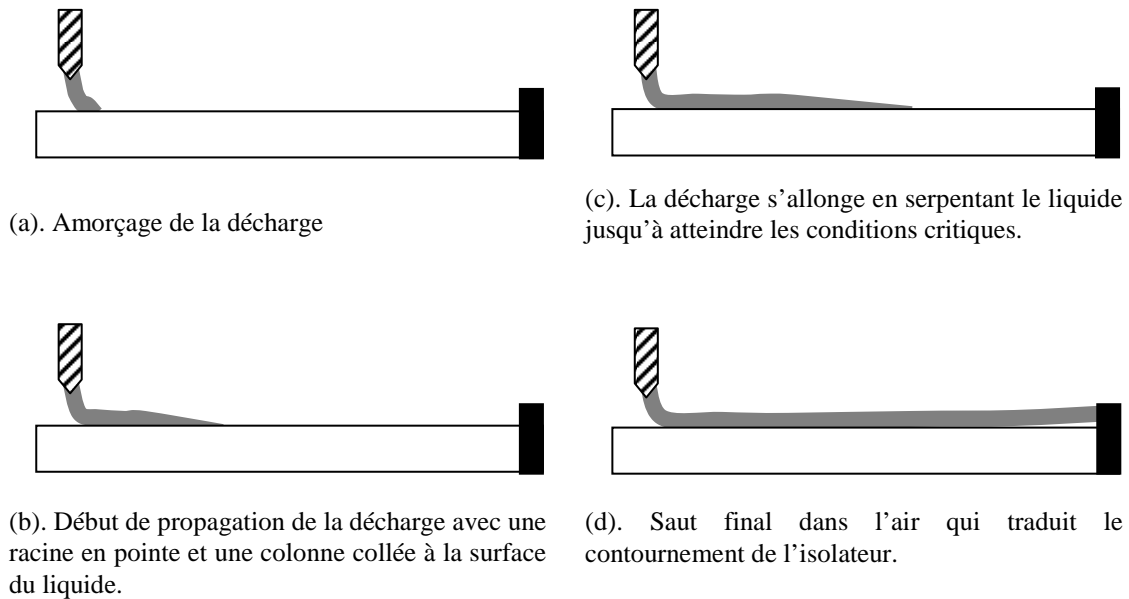


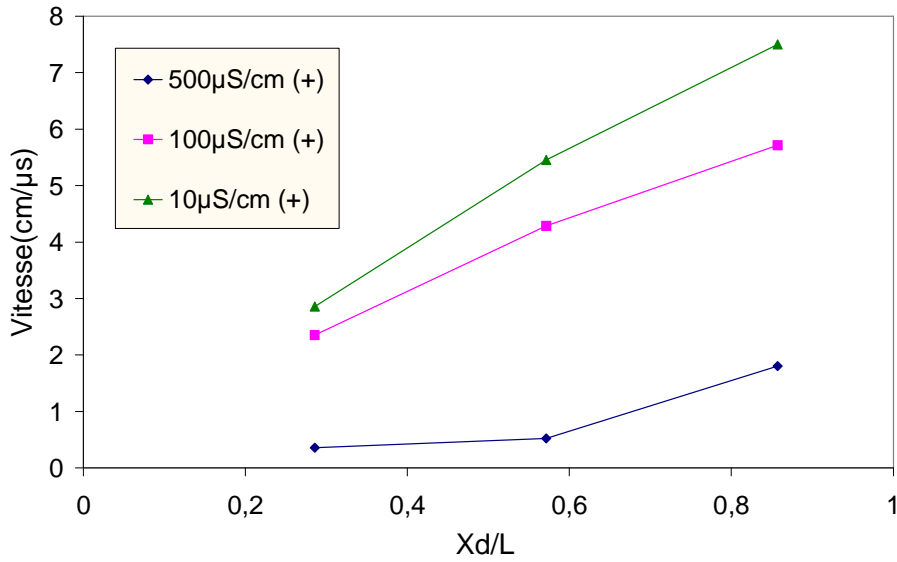
Figure II. 22. Morphologie de la décharge durant son allongement.

### II.5.2.2. Vitesse de la décharge

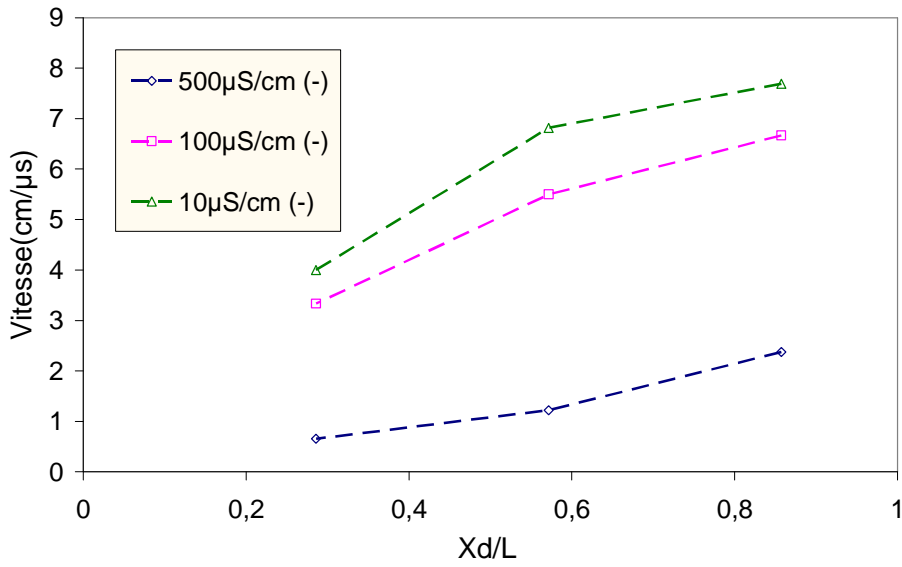
La figure II.23 illustre les variations des vitesses moyennes mesurées pour des pollutions de conductivités respectives de  $10 \mu\text{S}/\text{cm}$ ,  $100 \mu\text{S}/\text{cm}$  et  $500 \mu\text{S}/\text{cm}$  dans les deux polarités. Nous constatons en premier lieu que la vitesse augmente avec la longueur de la décharge et diminue avec la résistivité de la pollution. Ce résultat a été également rapporté par Matsuo *et al.* sous tension de choc de foudre et de manœuvre [85, 94]. Cela est dû au fait que l'énergie injectée dans l'intervalle augmente avec la tension appliquée consécutive à la diminution de la conductivité de l'électrolyte. Nous observons également que la vitesse en polarité négative est supérieure à celle en polarité positive conformément à ce que Chen [51] a constaté sur des isolateurs recouvert de givre. Cela serait dû au fait que la tension de contournement en polarité négative est supérieure à celle en polarité positive. Par conséquent, l'énergie injectée dans l'intervalle en polarité négative est plus importante qu'en polarité positive. Aussi, la vitesse devient de plus en plus importante à l'approche de l'électrode de masse, ce qui traduit une accélération de la décharge à partir d'un certain point de son parcours ; une telle observation a été rapportée par d'autres chercheurs [14, 23, 25, 29-31, 33-35, 46, 85, 126, 128, 164, 165].



La figure II.24 illustre la variation des vitesses moyennes en fonction de la conductivité de la pollution et de la polarité déduites de nos expériences.



(b). Polarité positive.



(b). Polarité négative.

Figure II.23. Variation de la vitesse moyenne de la décharge en fonction de la longueur de fuite pour différentes conductivités.

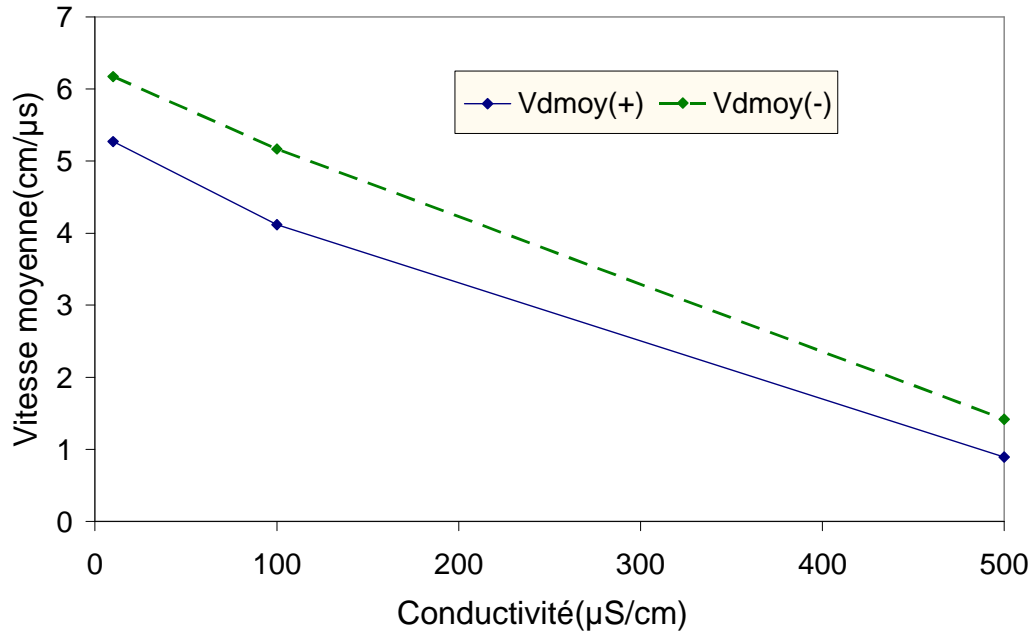


Figure II.24. Variation de la vitesse moyenne de la décharge en fonction de la longueur de fuite pour différentes conductivités.

Nous avons également comparé les vitesses mesurées à celles calculées avec certaines expressions proposées dans la littérature (voir Chapitre I). Les figures II.25 et II.26 illustrent l'évolution des vitesses mesurées et calculées à partir des expressions (I.70), (I.71) et (I.73) (voir Chapitre I) pour des conductivités de 100 μS/cm et 500 μS/cm dans les deux polarités. La puissance est déduite à partir du produit des relevés du courant et de la tension. Le rayon de la décharge est estimé grâce au courant mesuré et de relation de Wilkins [21]:

$$a_d = \sqrt{\frac{I}{1,45\pi}} \quad (\text{II.8})$$

Comme on peut le voir, les vitesses calculées avec les expressions (I.70) et (I.71) sont nettement inférieures aux vitesses mesurées quelle que soit la valeur de la mobilité  $\mu$ . Quant à l'expression (I.73), 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 [127] 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. Le coefficient  $\beta$  ne serait donc pas constant. Il dépendrait entre autres du champ électrique à la tête de la décharge, de sa température et de la géométrie de l'intervalle [131, 132].

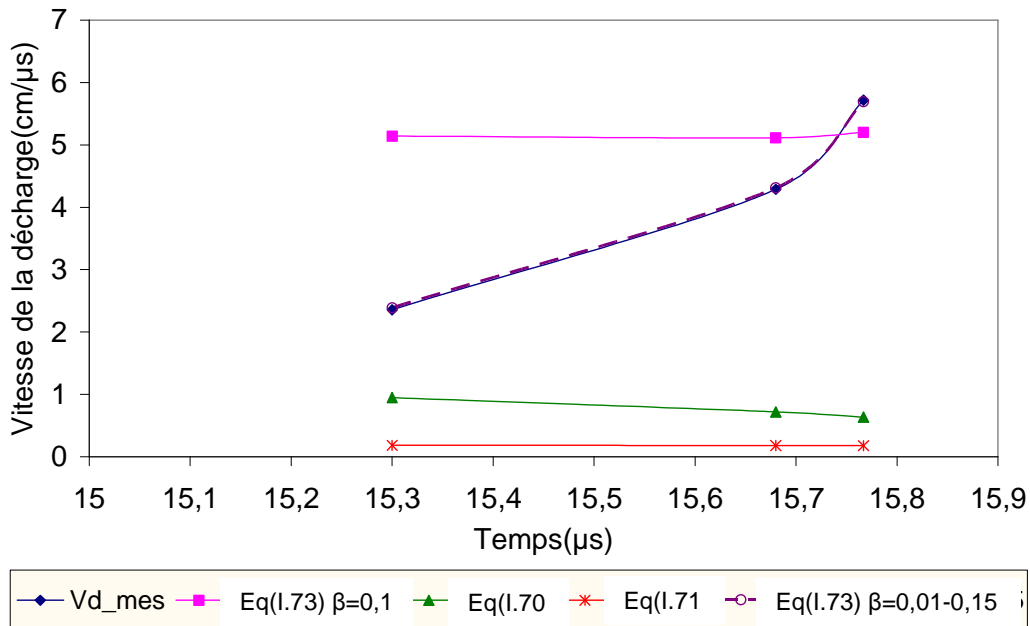


Figure II.25. Variation de la vitesse moyenne mesurée et calculée de la décharge en fonction du temps pour une conductivité 100 μS/cm en polarité positive.

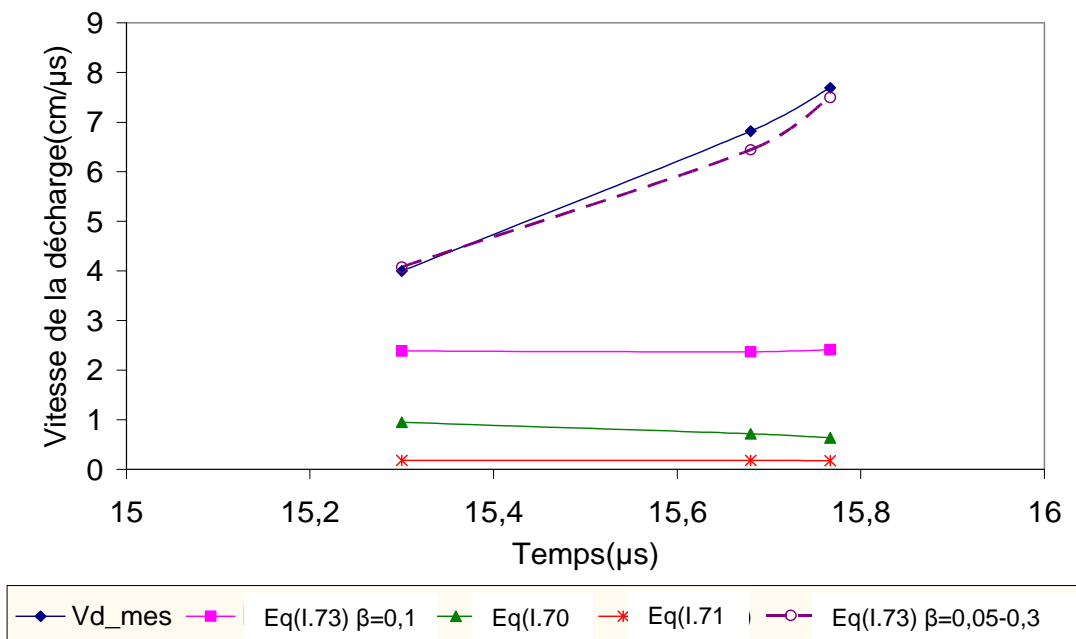


Figure II.26. Variation de la vitesse moyenne mesurée et calculée de la décharge en fonction du temps pour une conductivité 100 μS/cm polarité négative.

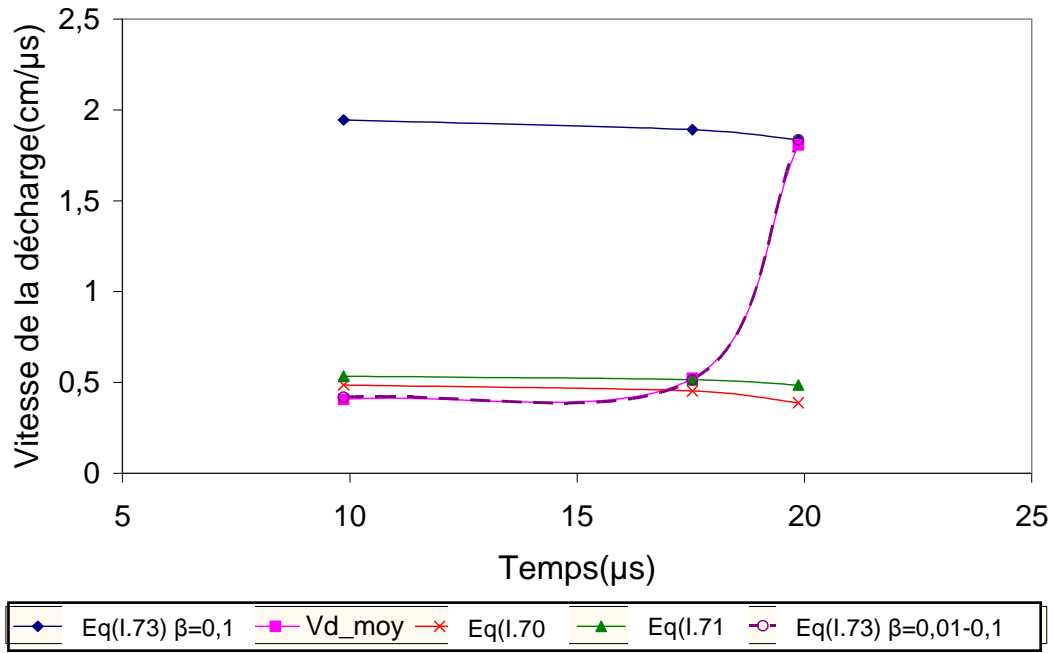


Figure II.27. Variation de la vitesse moyenne mesurée et calculée de la décharge en fonction du temps pour une conductivité 500 μS/cm en polarité positive.

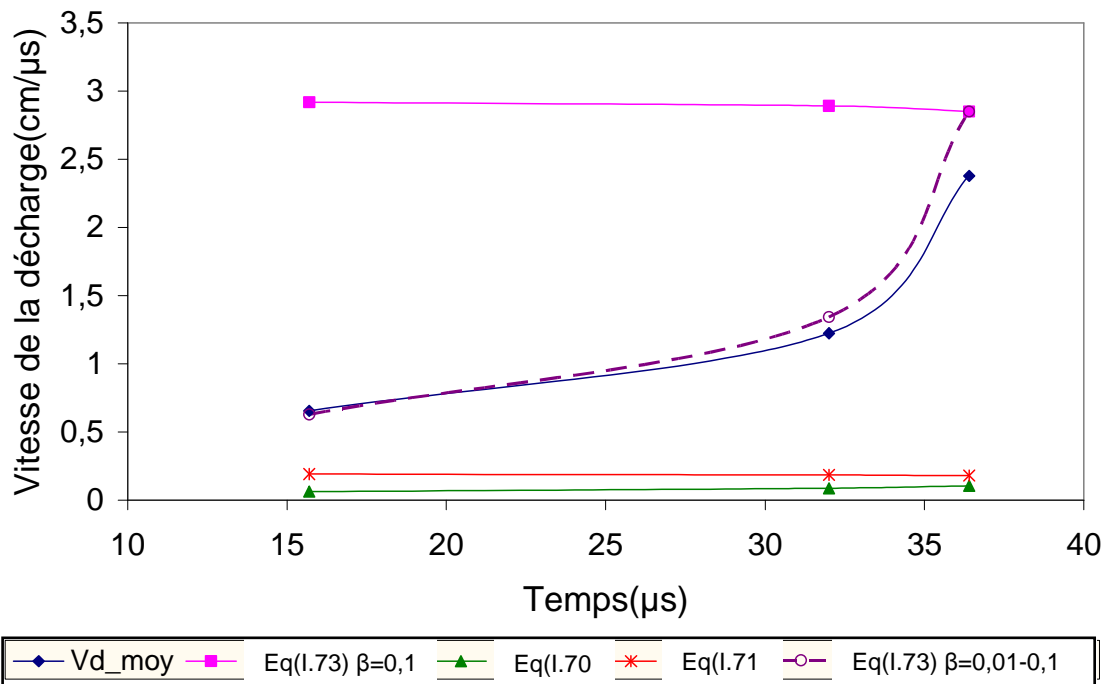


Figure II.28. Variation de la vitesse moyenne mesurée et calculée de la décharge en fonction du temps pour une conductivité 500 μS/cm en polarité négative.

Il ressort de ce qui précède que la fraction d'énergie totale dépensée sous forme cinétique change avec la longueur de la décharge et donc avec le temps tout au long de la propagation de la décharge. La vitesse calculée à partir de l'expression (I.73) pour différentes valeurs de  $\beta$ , montre que cette fraction dépend également de la polarité de la tension appliquée (Figures II.25 à II.28). Pendant la phase de propagation  $\beta$  est faible, alors que pendant la phase d'accélération,  $\beta$  devient de plus en plus important. Ainsi, pour une conductivité de  $100 \mu\text{S}/\text{cm}$  (Figures II.25 et II.26),  $\beta$  varie de 0,5% à 30% en polarité négative et de 0,1% à 15% en polarité positive. Dans le cas d'une conductivité de  $500 \mu\text{S}/\text{cm}$  (Figures II.27 et II.28),  $\beta$  varie de 0,1% à 10% dans les deux polarités. Nous en déduisons que l'énergie cinétique devient de plus en plus importante avec l'allongement de la décharge. La plage de variation de l'énergie cinétique dépend de la polarité de la tension et de la conductivité du dépôt de pollution.

### II.5.3. Temps critique et temps de contournement

A partir des mesures électriques et optiques, nous avons estimé le temps critique  $t_{cri}$  qui précède le contournement et qui correspond à la longueur critique de la décharge. Le tableau II.1 illustre le temps critique moyen et le temps de contournement  $t_c$  dans les deux polarités pour des conductivités de la pollution égales à  $10 \mu\text{S}/\text{cm}$  et  $100 \mu\text{S}/\text{cm}$ . Le temps critique moyen est estimé à partir de la mesure optique du déplacement de la décharge. Lorsque la décharge se situe entre les points de mesure  $O_2$  et  $O_3$ , sa longueur se situera entre  $L/2$  et  $2L/3$  ce qui correspondrait à la longueur critique de la décharge.

Le tableau II.1 montre que les conditions critiques sont atteintes au bout d'un temps égal à  $9/10$  du temps total de contournement dans les deux polarités. Le  $1/10$  de temps qui reste est spécifique au saut final de la décharge vers l'électrode opposée tel que rapporté dans la littérature [35, 46, 79].

Tableau II.1 : Variations du rapport du temps critique et du temps de contournement.

Conductivité	10 $\mu$ S/cm	10 $\mu$ S/cm	100 $\mu$ S/cm	100 $\mu$ S/cm
Polarité	(+)	(-)	(+)	(-)
$t_{cri}$ ( $\mu$ s)	4,55	10,85	15,7	16
$t_c$ ( $\mu$ s)	5	12	17	17,5
$t_{cri}/t_c$	0,91	0,90	0,92	0,91

Par conséquent, le temps de propagation de la décharge est constitué de deux parties :

- (i) un temps de propagation où la décharge se développe lentement sur l'électrolyte jusqu'à sa longueur critique (soit 1/2 et 2/3 de la longueur de fuite). Pendant cet intervalle de temps (9/10 du temps de contournement), la décharge évoluerait avec une énergie cinétique relativement faible puisque la fraction de l'énergie est inférieure à 10% de l'énergie totale,
- (ii) un second temps de propagation qui se manifesterait par un saut très rapide de la décharge à travers l'air vers l'électrode opposée. La rupture diélectrique de l'intervalle restant, serait encore plus facilitée par la proximité de l'électrode et des charges injectées dans l'intervalle inter-électrode. Durant cette phase, l'énergie cinétique de la décharge s'emballe pour atteindre jusqu'à 30% de la l'énergie totale. Cette augmentation de l'énergie cinétique fait suite au changement de régime de la nature de la décharge accompagné d'une brusque augmentation de la puissance (et de la température).

## II.6. Conclusion

Ce chapitre a porté sur la caractérisation optique et électrique de la dynamique de la décharge du contournement des surfaces polluées continues et discontinues. L'étude optique a montré que la morphologie de la décharge change en fonction de la polarité de l'électrode HT, la conductivité et la répartition de la pollution. La forme de la décharge est très similaire à celle observée dans les longs intervalles d'air.

Nous avons également remarqué que les oscillogrammes du courant et de l'impédance changent en fonction de la répartition du dépôt de pollution et de la polarité. La présence de bandes sèches influe sur l'écart entre les tensions de contournement positive et négative. Nous avons mis en évidence l'effet de l'épaisseur de la pollution sur les tensions de contournement et les observations expérimentales montrent que seule une partie de la couche de pollution contribue à la conduction.

Les vitesses moyennes de la décharge négative sont supérieures à celles de la décharge positive. Nous avons également montré que la fraction d'énergie totale dépensée sous forme cinétique change avec la longueur de la décharge, la conductivité de la pollution et la polarité appliquée à la pointe. Le temps critique correspondant aux conditions critiques est de l'ordre de 9/10 du temps total de contournement quelle que soit la polarité de l'électrode HT et la conductivité de la pollution.

## Chapitre III

Etude de l'Influence de la Constitution  
Chimique de la Pollution sur les  
Caractéristiques du Contournement en  
Courant Continu



### III.1 Introduction

La constitution de la pollution diffère d'un site à un autre. Cependant les principaux éléments présents sont des sels minéraux et des matériaux insolubles [2-12, 143]. L'influence des éléments insolubles et leur quantité, sur la tension de contournement et le courant critique, a été mise en évidence par de nombreux chercheurs [2, 3, 4, 10, 11, 86, 87, 109]. En effet, pour un même degré de pollution et des valeurs croissantes de la densité de matières insolubles (NSDD, Non-Soluble Deposit Density), la valeur de la tension de contournement diminue.

D'autre part, différentes études ont été menées en vue de déterminer l'influence du type de sel sur les conditions critiques du contournement [28, 34, 40, 62, 71, 90, 111]. Les principaux acquis de ces investigations sont que la tension de contournement et le courant critique sont étroitement liés à la constitution de la couche de pollution. Williams *et al.* [111] ainsi que Holte *et al.* [88] ont montré que la tension de contournement la plus défavorable est celle spécifique à une pollution à base de chlorure de sodium. D'après Holte *et al.* [88], les mixtures de sels n'ont pas d'effet significatif sur les tensions de contournement comparé au *NaCl*.

En utilisant un modèle expérimental semblable au notre [60, 166], Ghosh et Chatterjee [40] ont trouvé en courant alternatif que la constitution de la pollution affecte les paramètres critiques du contournement et ont déduit que le champ électrique dans la colonne de la décharge est affecté par la nature de la pollution. Ils expliquent cette influence par une variation des constantes caractéristiques  $n$  et  $N$  de la décharge, en fonction du type de sel dans la couche de pollution. Ils trouvent également que le courant critique spécifique à une pollution à base de *NaCl* est supérieur à celui mesuré avec les autres sels utilisés. Cependant, ils ne donnent pas d'indications sur les variations des tensions critiques en fonction de la résistance pour les différents sels considérés. En mesurant les quantités d'ions métalliques présents dans la pollution avant et après contournement, ils trouvent que ces quantités diminuent. Ils en déduisent qu'il existe un phénomène de transport ionique

pendant le processus du contournement. Ce transfert d'ions a été mis en évidence dans un travail antérieur, par Matsumoto *et al.* en courant continu [45]. En utilisant des mesures spectroscopiques pendant la propagation de la décharge, ces auteurs ont trouvé des traces d'azote et de sodium. D'un autre côté, sous tension continue, Jolly [76] puis Labadie [28] et Rahal [34] ont montré que l'influence du type de sel sur la tension de contournement était insignifiante.

Le but de ce chapitre est d'apporter des éclaircissements concernant l'influence de la constitution de la pollution sur les caractéristiques de la décharge de contournement en courant continu. Nous analysons l'influence des matières insolubles, du type de sel ainsi que des mixtures de sels. Nous utilisons un modèle de laboratoire de type rainure étroite. Le choix de ce type de cellule nous permet de nous affranchir de paramètres indirects telles la forme des isolateurs et l'humidification progressive de la pollution.

## III.2 Procédure expérimentale

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé est représenté en figure III.1 <sup>(1)</sup>. Il est constitué d'un générateur haute tension continue, d'un panneau de contrôle constitué d'un voltmètre, d'un milliampèremètre et d'un variateur de tension, d'une résistance de décharge à la terre de  $R_g=100 \Omega$ , de relais haute tension  $RL_1$  et  $RL_2$ , d'un ensemble de batteries de condensateurs de capacité totale  $C=16,7 \mu F$ , d'un système de résistance de protection  $R_{p1}=500 \Omega$  et  $R_p=300 \Omega$ , d'une résistance de mesure de  $R_{d2}=100\Omega$  et d'un pont de mesure constitué d'un diviseur résistif, (résistance de protection de l'oscilloscope de  $R_{m1}=1 \text{ k}\Omega$  et résistance de mesure du courant électrique  $R_{m2}=4.4 \Omega$ ) et d'une Diode Zener  $Zn$  pour la protection de l'oscilloscope. Le courant est visualisé sur un oscilloscope à mémoire Tektronix de 20 MHz de bande passante. La décharge est observée grâce à un système télévisuel. Le modèle d'isolateur utilisé est de forme rainure creuse en plexiglas rempli d'électrolyte dont l'une des extrémités est en contact avec une électrode métallique de masse.

<sup>(1)</sup> Cette partie des mesures a été réalisée au sein du laboratoire de la haute tension et des décharges électriques de l'USTO-MB.

L'électrode haute tension surplombe l'électrolyte à une hauteur  $h$  de 3 mm placée à une distance  $L$  de l'électrode de masse. La largeur  $b$  et l'épaisseur  $e_p$  de la couche de pollution sont définies par la géométrie de la rainure ( $b=2$  cm ,  $e_p=0,4$  cm). La pollution se présente sous la forme d'une solution électrolytique simulant la pollution.

Durant nos expériences, nous chargeons les condensateurs à une tension  $U=U_1$ . 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 cette tension 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 (Figure.III.2). L'intervalle est ainsi court-circuité et il y a alors contournement. Le courant électrique de la décharge n'est plus limité que par des résistances de protection. La tension relevée  $V_{cri}$  est la tension critique de contournement.

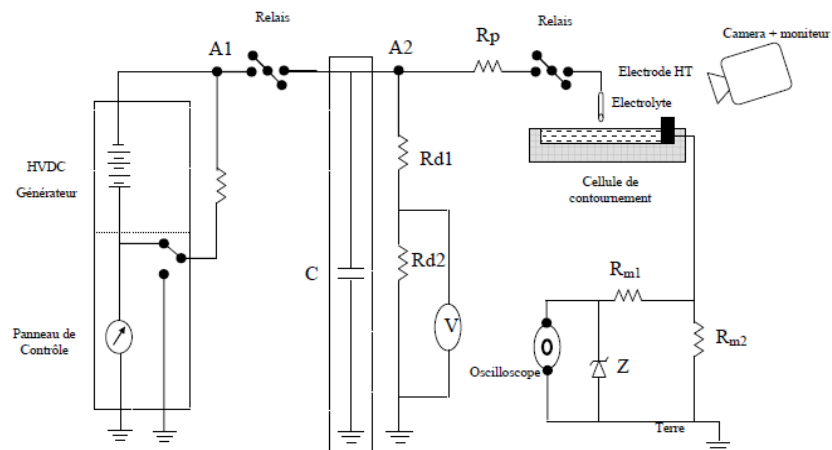


Figure III.1. Dispositif expérimental.



Figure III.2. Allongement de la décharge jusqu'au contournement.

La photographie de la figure III.3 donne un exemple d'oscillogramme de courant pendant le contournement. Nous remarquons que lorsque la tension appliquée dépasse légèrement la tension critique de contournement, l'oscillogramme du courant est lisse. Cependant lorsque la tension est égale à la tension critique de contournement, on observe des pics de courants au début de l'oscillogramme quelle que soit la polarité de la tension (voir la flèche dans l'oscillogramme); ceux-ci disparaissent dès que la décharge aura parcourue une certaine distance de propagation. Ces impulsions nous rappellent celles observées dans le cas du contournement sous tension de choc de foudre. D'après Brugmann [84], ces impulsions de courant aux premiers instants de la décharge, sont dues au changement de régime de la décharge qui passe d'une décharge de type lumineuse - glow- ou de type dard - streamer, à une décharge de type étincelle - spark.

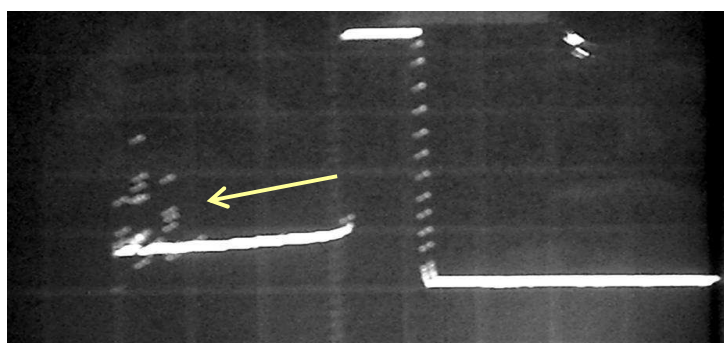


Figure III.3. Oscillogramme du courant.

L'évolution de la décharge vers le contournement se ferait donc dans un régime s'apparentant au régime « spark » ou « leader » avec une augmentation progressive du courant pour transiter finalement vers l'arc, une fois le court-circuit établi.

### III.3 Étude de l'influence des matières insolubles sur les caractéristiques statiques de la décharge de contournement

Dans cette partie, nous étudions l'influence des matières insolubles rentrant dans la constitution de la pollution sur les caractéristiques de la décharge de contournement en courant continu dans les deux polarités. La quantité de matières

insolubles sera désignée par le terme *DDNS* (Densité de Dépôt de matières Non Solubles). Nous utilisons deux types d'électrolytes : le premier est une solution électrolytique constituée de chlorure de sodium *NaCl* et le second est constitué d'une solution électrolytique à base de chlorure de sodium et de craie (*DDNS*) avec des concentrations de 1 et 10 grammes par litre. Ce type de pollution est typique aux carrières et cimenteries se trouvant dans les régions côtières comme le cas de la cimenterie de Beni-Saf en Algérie (100 km à l'ouest d'Oran) [10]. Le tableau III-1 illustre les différents électrolytes utilisés dans nos expériences. Nous avons neutralisé toutes les solutions contenant le mélange pour garder le rapport des résistivités constant. Par rapport de résistivités, nous entendons le rapport entre la résistivité d'une solution électrolytique pure à une concentration donnée par la résistivité de la même solution avec les matières insolubles. Les résistivités des solutions sont graduées de 1 k $\Omega$ .cm à 10 k $\Omega$ .cm. La longueur *L* est prise égale à 10 cm.

Tableau III-1. Constitution des pollutions utilisées pour l'étude de l'influence des matières insolubles.

Electrolyte	Constitution
Pollution 1	<i>NaCl + H<sub>2</sub>O</i>
Pollution 2	<i>NaCl + 1 g/l DDNS + H<sub>2</sub>O</i>
Pollution 3	<i>NaCl + 10 g/l DDNS + H<sub>2</sub>O</i>

### III.3.1 Résultats des mesures et analyse

Les figures III.4 et III.5 illustrent les variations des tensions et des courants critiques en fonction de la résistance linéique des électrolytes dans les deux polarités. Nous remarquons que l'effet de la polarité sous tension continue est différent de celui sous tension de choc de foudre. Rappelons que dans ce dernier cas, nous avons trouvé que les tensions et courants critiques avec une pointe positive sont inférieurs à ceux mesurés avec une pointe négative, ce qui indiquerait que les mécanismes de propagation et de rupture de l'interface décharge/liquide sont liés au type de tension appliquée (forme, polarité).

### III.3.1.1 Tension critique

Les tensions critiques de contournement sont identiques pour les faibles valeurs des résistances linéiques de la pollution (Figure III.4). A partir de  $r_p=3,125 \text{ k}\Omega/\text{cm}$ , les tensions critiques deviennent plus ou moins différentes selon la quantité de *DDNS* dans les deux polarités. Au-delà de cette valeur de la résistance, l'écart entre les tensions critiques devient de plus en plus important. Dans le cas d'une pointe négative, on observe la même tendance sauf que les écarts entre les tensions critiques sont moins importants. Ainsi, la quantité de *DDNS* affecte les valeurs de la tension critique de contournement. Cette différence augmente avec les valeurs croissantes de la résistance linéique de la pollution et la quantité de *DDNS*.

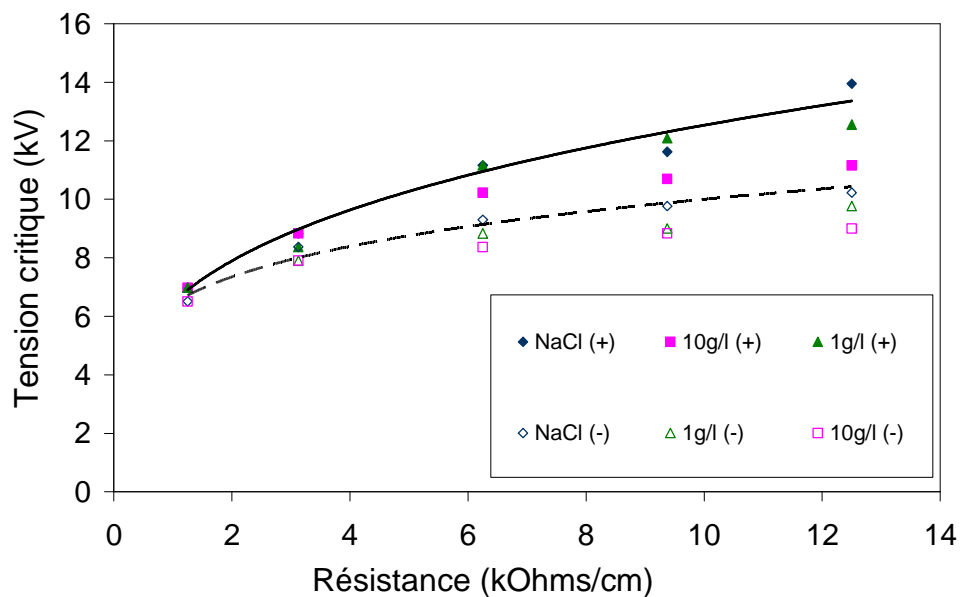


Figure III.4. Variation de la tension critique en fonction de la résistance linéique de la pollution et de la masse de *DDNS* dans les deux polarités.

### III.3.1.2 Courant critique

Les courants critiques diminuent lorsque la résistance linéique et de la *DDNS* augmentent (Figure III.5). A résistance linéique identique, les courants critiques présentent des valeurs dispersées. Ainsi, la présence de *DDNS* dans la pollution influe sur la valeur du courant critique dans les deux polarités.

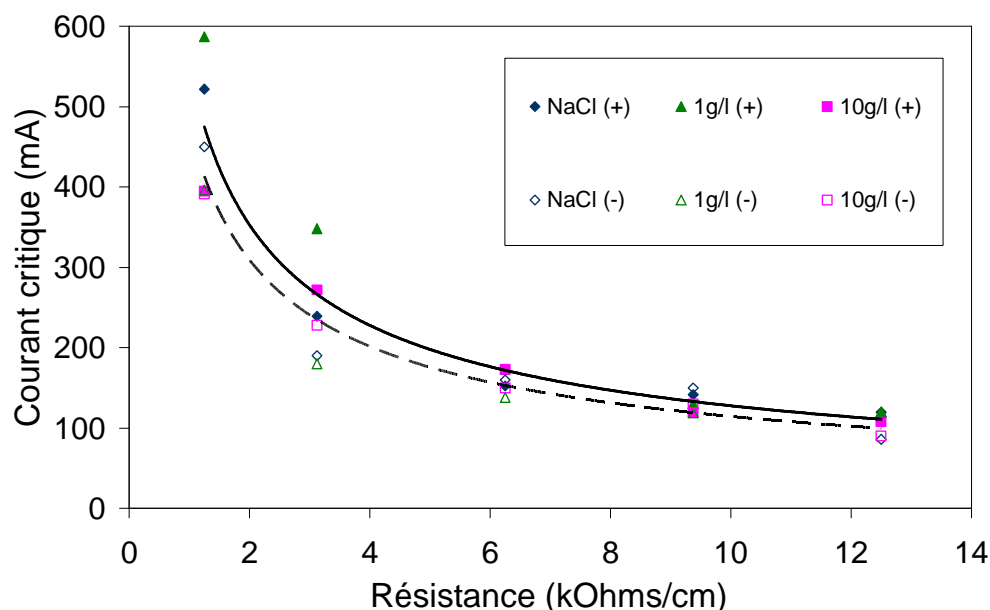


Figure III.5. Variation du courant critique en fonction de la résistance linéique de la pollution et de la masse de *DDNS* dans les deux polarités.

En comparant les valeurs des courants critiques et des tensions de contournement, calculées à partir des expressions mathématiques (I.17) et (I.21) (voir chapitre I), pour des constantes de la décharge  $N$  et  $n$  égales à  $530/0,24$  [20] et  $360/0,59$  [40], nous remarquons qu'en polarité positive, les constantes  $N=360$  et  $n=0,59$  donnent des valeurs de tensions critiques en bon accord avec les résultats expérimentaux dans le cas de la pollution 1 (Figure III.6). D'après Ghosh [40] ces constantes sont spécifiques au *NaCl*. Par contre, la comparaison entre les courants critiques et les tensions de contournement calculées (avec  $N=360$  et  $n=0,59$ ) aux valeurs mesurées pour des *DDNS* variables montre une différence assez importante. Cette dernière ne peut être que le résultat de l'effet des matières insolubles sur les constantes de la décharge. La même observation est faite pour les courants critiques (Figure III.7). En polarité négative, les tensions critiques et les courants critiques calculés sont proches des tensions critiques et des courants critiques mesurés pour  $N=530$  et  $n=0,24$  dans le cas de la pollution 1. Cependant, les tensions et les courants critiques, spécifiques aux autres pollutions, diffèrent des valeurs calculées.

A partir de ces résultats, nous pouvons confirmer que la présence de matières insolubles dans la pollution affecte les caractéristiques de la décharge du contournement. Cela peut être expliqué, dans un premier temps, par les variations des constantes statiques de la décharge  $N$  et  $n$ . Le tableau III-2 montre les variations des constantes  $N$  et  $n$  suivant la constitution de la pollution et la polarité appliquée à partir d'une régression numérique en utilisant un logiciel adapté -Curve-. D'après ce tableau, les constantes de la décharge ne sont pas les mêmes pour les deux polarités pour l'ensemble des pollutions étudiés.

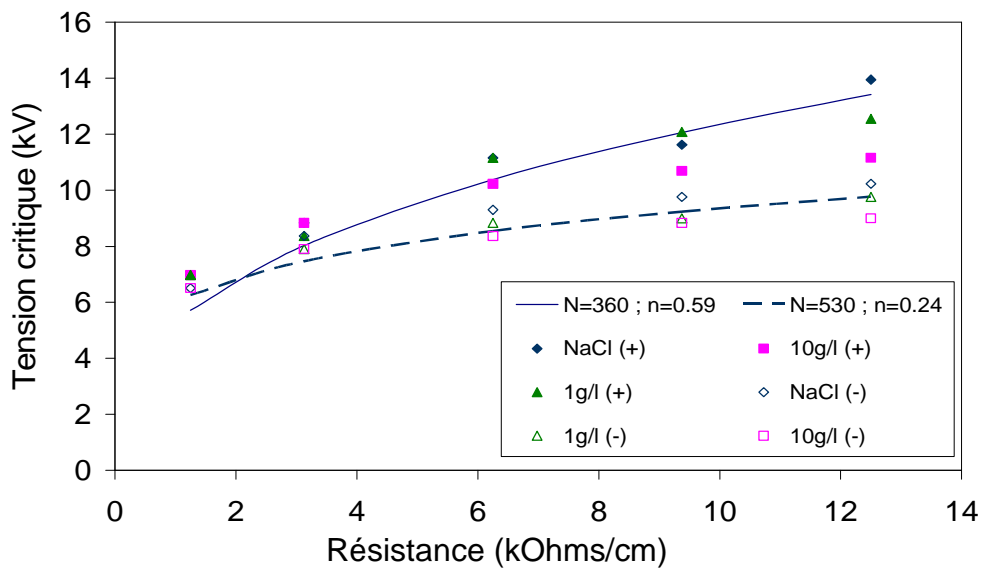


Figure III.6. Comparaison entre les tensions critiques calculées et mesurées en fonction de la résistance linéique de la pollution dans les deux polarités.

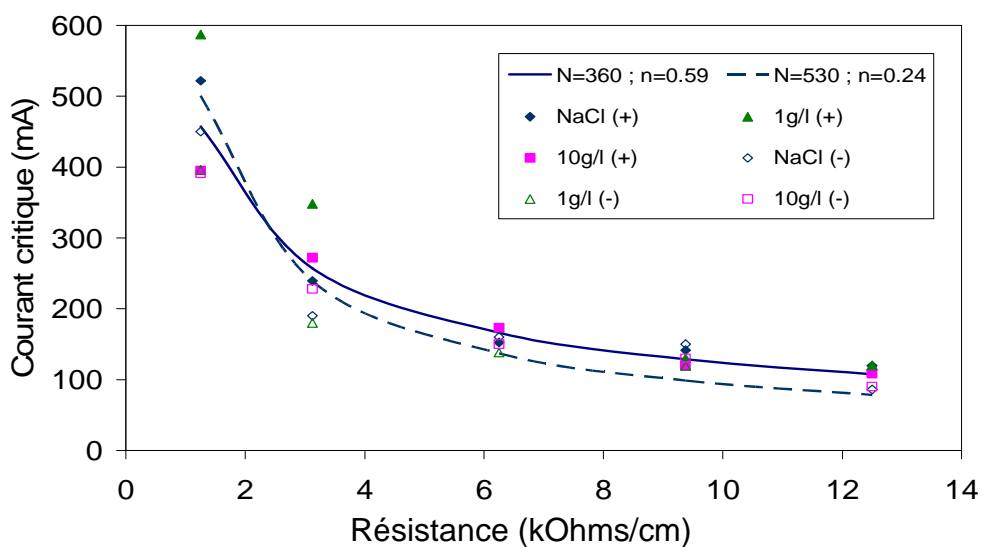


Figure III.7. Comparaison entre les courants critiques calculés et mesurés en fonction de la résistance linéique de la pollution dans les deux polarités.



### III.3.1.3 Influence de la polarité

Les résultats de nos mesures montrent que le contournement en polarité positive est plus difficile qu'en polarité négative. Plusieurs hypothèses ont été avancées pour interpréter cette « anomalie » par rapport aux décharges dans les gaz. Celles-ci mettent plus particulièrement en cause la pulvérisation cathodique de la pollution [33] ou l'affaiblissement de la rigidité diélectrique de l'intervalle d'air au voisinage de la décharge [35, 133]. Nous reviendrons sur ce point dans les paragraphes suivants. Nous constatons deux comportements différents dans le cas de l'électrolyte composé :

- pour une pointe positive,  $N$  augmente avec la masse de  $DDNS$  alors que  $n$  diminue,
- pour une pointe négative,  $N$  diminue lorsque la masse de  $DDNS$  tandis que  $n$  augmente.

Tableau III-2. Variation de  $n$  et  $N$ .des pollutions étudiées.

Electrolyte	Polarité positive		Polarité négative	
	$N^+$	$n^+$	$N^-$	$n^-$
Pollution 1	555,56	0,39	549,43	0,26
Pollution 2	524,56	0,34	642,79	0,14
Pollution 3	595,85	0,27	565,80	0,21

Nous avons estimé l'écart relatif des tensions et courants critiques de chaque type de pollution par rapport à la polarité positive selon la relation :

$$\Delta U_{cri}^{polarité} = 100 \cdot \frac{(U_{cri}^{poll_i(+)} - U_{cri}^{poll_i(-)})}{U_{cri}^{poll_i(+)}} \quad (III.1)$$

$$\Delta I_{cri}^{polarité} = 100 \cdot \frac{(I_{cri}^{poll_i(+)} - I_{cri}^{poll_i(-)})}{I_{cri}^{poll_i(+)}} \quad (III.2)$$

où  $U_{cri}^{poll_i}$   $I_{cri}^{poll_i}$  sont respectivement la tension critique et le courant critique de la pollution «  $i$  » et le signe entre parenthèse désigne la polarité.

Les tableaux III-3 et III-4 illustrent les variations de ces écarts en fonction de la résistance linéique de la pollution pour chacune des pollutions considérées. D'après ces tableaux, on remarque que l'écart relatif des tensions critiques augmente avec la résistance de la pollution. Nous observons également que ces écarts changent selon le type de pollution pour des valeurs identiques de la résistance linéique. Quant à l'écart relatif des courants critiques, nous constatons une forte dispersion quelle que soit la nature de la pollution.

Ainsi, la présence de matières insolubles dans la pollution affecte les tensions et les courants critiques dans les deux polarités. Cette influence serait due à la variation des constantes caractéristiques de la décharge  $n$  et  $N$  avec le type de pollution et la polarité de la tension.

Tableau III-3. Variation de l'écart relatif des tensions critiques en fonction du type de pollution.

$r_p$ (k $\Omega$ /cm)	Pollution 1	Pollution 2	Pollution 3
1,25	6,67	0,00	0,00
3,13	5,26	5,56	10,53
6,25	16,67	25,00	13,64
9,38	16,00	26,92	20,83
12,50	26,67	25,93	19,23

Tableau III-4. Variation de l'écart relatif des courants critiques en fonction du type de pollution.

$r_p$ (k $\Omega$ /cm)	Pollution 1	Pollution 2	Pollution 3
1,25	13,75	5,00	1,01
3,13	20,55	40,18	16,18
6,25	-5,14	-11,54	13,29
9,38	-6,15	3,85	3,70
12,50	28,07	3,36	16,67

### III.4 Étude de l'influence du type de sel sur le contournement

Pour étudier l'influence du type de sel sur les caractéristiques de la décharge du contournement, nous utilisons des électrolytes à valence simple et à valence multiples et ne contenant qu'une seule espèce de sel. La pollution à base sels est

constituée d'eau déminéralisée et l'un des sels suivant :  $NaCl$ ,  $KCl$ ,  $Na_2CO_3$ ,  $CuSO_4$ , et  $CaCO_3$ . Des volumes standardisés à un (01) litre de solution sont utilisés. Les tableaux III.5 et III.6 résument les électrolytes et les résistivités utilisées dans nos expériences.

Tableau III-6. Tableau des sels utilisés.

Electrolyte	Constitution
1	$NaCl + H_2O$
2	$KCl + H_2O$
3	$Na_2CO_3 + H_2O$
4	$CuSO_4 + H_2O$
5	$CaCO_3 + H_2O$

Tableau III-5. Tableau des sels utilisés.

$\rho_p$ (k $\Omega$ .cm)	$\sigma_p$ (mS/cm)	$r_p$ (k $\Omega$ /cm)
1	1	1,25
2,5	0,4	3,125
5	0,2	6,25
10	0,1	12,5
15	0,066	18,75
20	0,05	25

### III.4.1 Tensions critiques et courants critiques

Les figures III.8 et III.9 illustrent respectivement les variations de la tension critique et du courant critique en fonction de la résistivité de la pollution dans les deux polarités appliquées à la pointe pour tous les électrolytes. L'électrolyte à base de chlorure de sodium ( $NaCl$ ) est pris comme pollution de référence. Nous

remarquons que le courant critique diminue avec l'augmentation de la résistance linéique de la pollution contrairement à la tension qui augmente. Le point commun à tous les sels est que les tensions critiques en polarité positive sont supérieures à celles mesurées en polarité négative contrairement au cas d'une tension de choc de foudre. Cette différence augmente avec la résistance linéique quel que soit le type d'électrolyte. La figure III.8 montre que les fluctuations de la tension critique autour de celle du  $NaCl$  ne sont pas importantes lorsque la polarité est positive à l'exception du  $Na_2CO_3$  et du  $CaCO_3$  pour les grandes résistances où l'écart est à peu près égale à 1 kV. Cette tendance ne change pas dans le cas de la polarité négative alors qu'avec les sels  $Na_2CO_3$  et  $CuSO_4$ , elle s'écarte de la courbe de tendance du  $NaCl$  et présente des tensions critiques plus importantes à partir de  $r_p=12,5k\Omega/cm$ .

Les tableaux III-7 et III-8 donnent les estimations des écarts relatifs des tensions critiques dans les deux polarités, calculées à partir de :

$$\Delta V_{cri} = 100 \cdot \frac{(V_{cri}^{NaCl} - V_{cri}^{XY})}{V_{cri}^{NaCl}} \quad (III.3)$$

où  $V_{cri}^{NaCl}$  est la tension critique du  $NaCl$  et  $V_{cri}^{XY}$  est la tension critique d'un autre électrolyte  $XY$ .

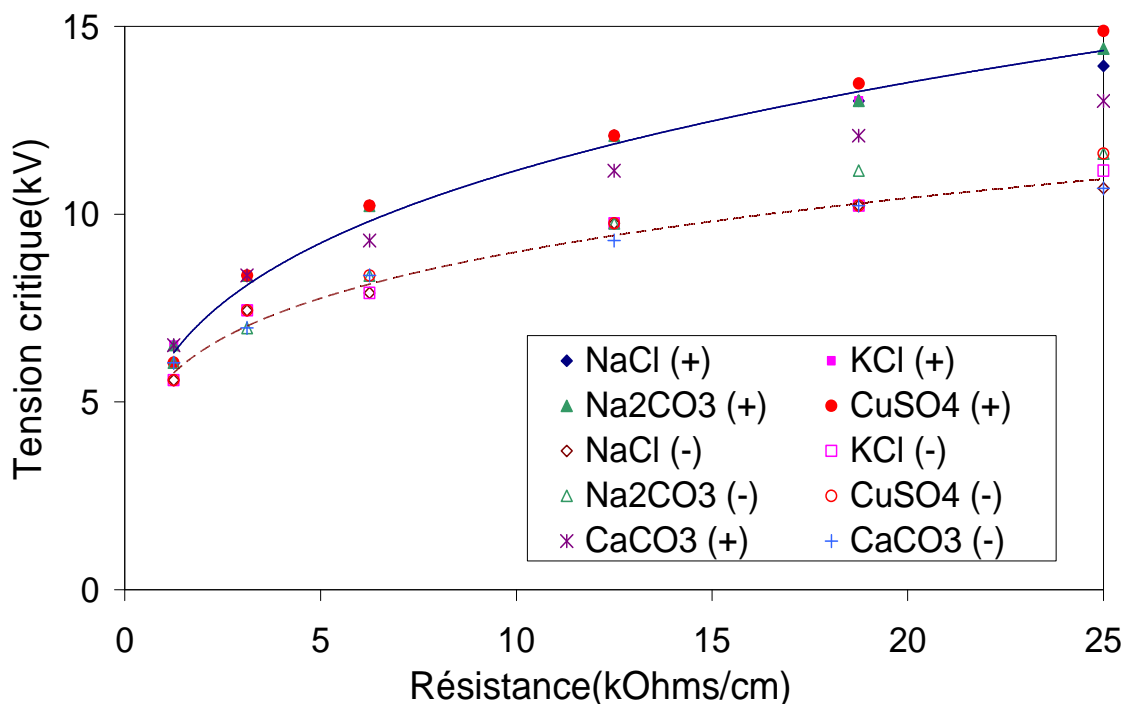


Figure III.8. Variations des tensions critiques en fonction de la résistance linéique.

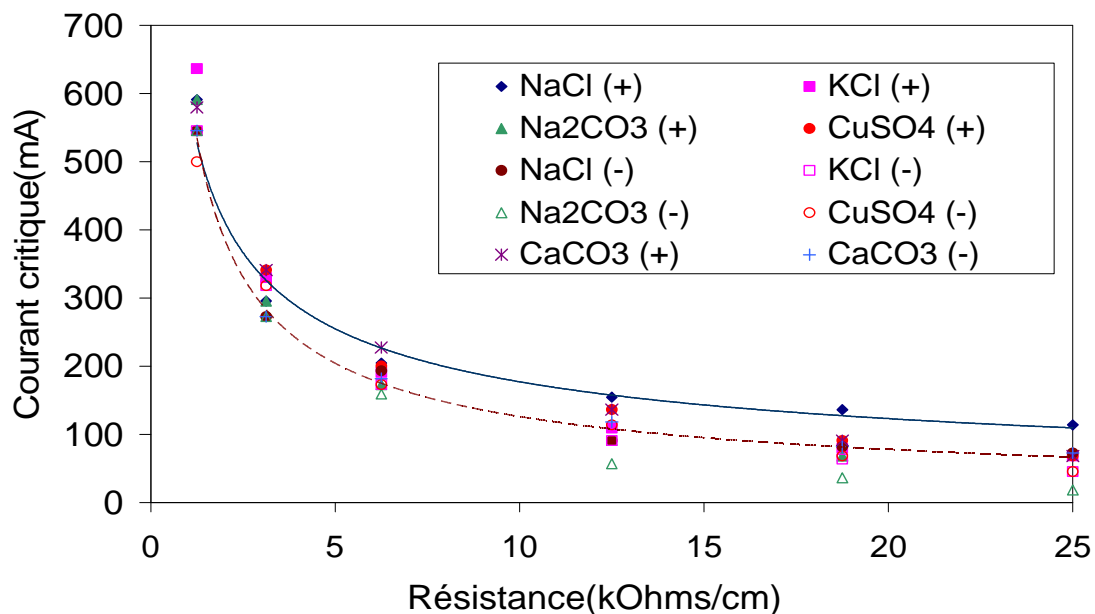


Figure III.9. Variations des courants critiques en fonction de la résistance linéique.

Tableau III-7. Écart relatif des tensions critiques en polarité positive.

$r_p$ (kΩ/cm)	KCl (+)	Na <sub>2</sub> CO <sub>3</sub> (+)	CuSO <sub>4</sub> (+)	CaCO <sub>3</sub> (+)
1,25	-7,78	-7,78	-0,08	-7,22
3,125	0,00	0,00	0,00	0,00
6,25	0,00	0,00	0,00	9,09
12,5	0,00	0,00	0,00	7,69
18,75	0,00	0,00	-3,53	7,14
25	-6,67	-3,30	-6,67	6,45

Tableau III-8. Écart relatif des tensions critiques en polarité négative.

$r_p$ (kΩ/cm)	KCl (-)	Na <sub>2</sub> CO <sub>3</sub> (-)	CuSO <sub>4</sub> (-)	CaCO <sub>3</sub> (-)
1,25	0,00	-8,33	0,00	-8,33
3,125	0,00	6,32	0,00	6,32
6,25	0,00	-5,95	-5,95	-5,95
12,5	0,00	0,00	0,00	4,71
18,75	0,00	-9,09	0,00	0,00
25	-4,40	-8,70	-8,70	0,00

Lorsque la polarité appliquée à la pointe est positive, les tensions critiques du  $KCl$  et du  $Na_2CO_3$  sont identiques à celles du  $NaCl$  dans la gamme de résistances 3,125 k $\Omega$ /cm - 18,5 k $\Omega$ /cm (Tableau III-7). La même tendance est respectée pour le  $CuSO_4$  jusqu'à la valeur de  $r_p=12,5$  k $\Omega$ /cm ; en-dessous et au-dessus de cette valeur de la résistance, les écarts sont négatifs. Les écarts relatifs de la tension critique du  $CaCO_3$  sont pratiquement positifs. Dans le cas d'une pointe négative (Tableau III-8), le  $KCl$  présente pratiquement les mêmes tensions critiques que le  $NaCl$ , sauf pour les grandes résistances ( $r_p=25$  k $\Omega$ /cm). Quant aux autres sels, nous remarquons une très forte fluctuation des écarts relatifs. Toutefois, le  $Na_2CO_3$  présente des écarts négatifs avec l'augmentation de  $r_p$  à partir de 18,75 k $\Omega$ /cm. Par conséquent, le type de sel n'a pas une influence notable sur la tension critique du contournement sauf pour le  $CaCO_3$  qui présente une certaine sensibilité en polarité positive.

D'après la figure III.9, il existe des différences entre les courants critiques selon le type d'électrolytes. Ces différences sont très variables et changent en fonction de la résistance de l'électrolyte et de la polarité. Le point commun est que les courants critiques en polarité positive sont supérieurs à ceux mesurés en polarité négative. Les tableaux III-9 et III-10 illustrent l'écart relatif entre les courants critiques pour une même polarité selon la relation :

$$\Delta I_{cri} = 100. \frac{(I_{cri}^{NaCl} - I_{cri}^{XY})}{I_{cri}^{NaCl}} \quad (III.4)$$

où  $I_{cri}^{NaCl}$  est le courant critique du  $NaCl$  et  $I_{cri}^{XY}$  est le courant critique d'un autre électrolyte  $XY$ .

Lorsque polarité de la pointe est positive , le courant critique nécessaire à une solution de  $NaCl$  pour conduire au contournement est supérieur à celle du  $Na_2CO_3$  et du  $KCl$  à partir de  $r_p=6,25$ k $\Omega$ /cm (Tableau III-9). Cette tendance est valable pour le  $CaCO_3$  jusqu'à  $r_p=12,5$ k $\Omega$ /cm. Au delà de ces valeurs de résistances, le courant critique du  $NaCl$  est supérieur à celui des autres sels hormis pour le  $CuSO_4$ . En effet, pour ce sel, le courant n'a pas de tendance bien définie puisque l'écart passe d'une valeur positive à une valeur négative dans la gamme des résistances 1,25 k $\Omega$ /cm -

18,75 kΩ/cm. Au delà de cette valeur, la tendance est la même que pour les autres sels.

Aussi, le *KCl*, *CuSO<sub>4</sub>* et le *Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>* présentent des courants critiques moins importants que le *NaCl* pour faire le contournement à partir de  $r_p=6,25$  kΩ/cm (Tableau III-10). Pour le cas des faibles résistances, le *Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>* et le *CaCO<sub>3</sub>* présentent les mêmes courants critiques que ceux du *NaCl*. Quant au *CuSO<sub>4</sub>*, nous constatons que le courant critique est inférieur à celui du *NaCl* sauf pour  $r_p=3,125$  kΩ/cm. Quant au *CaCO<sub>3</sub>*, il présente des courants pratiquement critiques identiques à ceux du *NaCl*, excepté pour la valeur de  $r_p=12,5$  kΩ/cm. Par conséquent, le type de sel a une influence sur le courant critique du contournement.

Tableau III-9. Écart relatif des courants critiques en polarité positive.

$r_p$ (kΩ/cm)	<i>KCl</i> (+)	<i>Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub></i> (+)	<i>CuSO<sub>4</sub></i> (+)	<i>CaCO<sub>3</sub></i> (+)
1,25	0,00	0,00	8,33	1,92
3,125	-16,67	0,00	-16,67	-15,38
6,25	10,59	17,65	10,59	-11,11
12,5	0,00	37,50	-25,01	11,76
18,75	22,22	55,56	16,66	33,34
25	37,50	75,00	37,50	40,00

Tableau III-10. Écart relatif des courants critiques en polarité négative.

$r_p$ (kΩ/cm)	<i>KCl</i> (-)	<i>Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub></i> (-)	<i>CuSO<sub>4</sub></i> (-)	<i>CaCO<sub>3</sub></i> (-)
1,25	-7,69	0,00	7,69	0,00
3,125	-11,54	0,00	-15,38	0,00
6,25	6,67	15,56	2,22	5,89
12,5	29,41	41,18	11,76	-30,01
18,75	41,67	53,34	33,34	0,00
25	40,00	40,00	40,00	0,00

Pour certains sels, on obtient la même tension critique mais des courants différents comme le montre le tableau III-11 pour le cas de  $r_p=12,5 \text{ k}\Omega/\text{cm}$ . D'après ce tableau, la différence des courants critiques dépasse 50 mA.

A partir de ces résultats, nous avons estimé (Tableau III-12) les valeurs des constantes caractéristiques de la décharge pour chaque sel dans les deux polarités en utilisant le logiciel « Curve ». Nous remarquons que  $n$  et  $N$  varient avec le type de type de sel et la polarité de la tension.

Tableau III-11. Courants critiques différents pour la tension critique.

Electrolyte	<i>NaCl</i>	<i>KCl</i>	<i>Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub></i>	<i>CuSO<sub>4</sub></i>
$V_{cri}$ (kV)	12,09	12,09	12,09	12,09
$I_{cri}$ (mA)	154,54	109,09	90,9	136,36

Tableau III-12. Constantes caractéristiques en fonction du type de sel

Pollution	$N(+)$	$n(+)$	$N(-)$	$n(-)$
<i>KCl</i>	135,5428	0,37	153,7142	0,30
<i>Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub></i>	140,8285	0,36	189,5714	0,27
<i>CuSO<sub>4</sub></i>	99,4285	0,435	147,4285	0,31
<i>CaCO<sub>3</sub></i>	179,2857	0,3	217,1428	0,24

Ces mesures montrent que le type de sel a une influence sur le courant critique beaucoup plus que la tension critique dans la limite des tensions appliquées. Cette influence pourrait être traduite dans un premier temps par les variations des constantes caractéristiques  $n$  et  $N$ .



### III.4.2 Influence de la polarité

Nous avons vu précédemment que les tensions critiques et les courants critiques en polarité positive sont supérieurs à ceux en polarité négative. Cet aspect de la décharge du contournement est radicalement différent des phénomènes de décharges dans les gaz et aux interfaces gaz/isolant solide. Nous avons estimé l'écart relatif des tensions critiques et des courants critiques pour chaque sel par rapport à la polarité positive, selon les relations :

$$\Delta U_{cri}^{polarité} = 100 \cdot \frac{(U_{cri}^{XY(+)} - U_{cri}^{XY(-)})}{U_{cri}^{XY(+)}} \quad (III.5)$$

$$\Delta I_{cri}^{polarité} = 100 \cdot \frac{(I_{cri}^{XY(+)} - I_{cri}^{XY(-)})}{I_{cri}^{XY(+)}} \quad (III.6)$$

$V_{XYI}_{cri}$  et  $I_{XY}_{cri}$  sont la tension critique et le courant critique d'un électrolyte XY et les signes (+) et (-) représentent la polarité considérée.

Les figures III.10 et III.11 illustrent l'écart des tensions critiques et des courants critiques selon les expressions (III.5) et (III.6). Nous remarquons que l'écart relatif des tensions critiques varie de 7% à 25%. La tendance générale est que cet écart augmente avec la résistance de la pollution. Cependant, il existe une dispersion dans ces écarts selon le type de sel utilisé. En effet, le *NaCl* et le *KCl* présentent pratiquement les mêmes écarts, sauf pour la valeur de résistance de pollution égale à 1,25 kΩ/cm où l'écart relatif du *KCl* est plus important (Figure III.10). Quant aux autres sels, à savoir le *Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>*, le *CuSO<sub>4</sub>* et le *CaCO<sub>3</sub>*, leurs écarts relatifs augmentent progressivement avec la résistance, avec toutefois quelques fluctuations. La plage de variation des écarts relatifs des courants critiques varie de 3% à 73% (Figure III.11).

En comparaison avec les tensions critiques, les écarts relatifs des courants critiques sont très dispersés mais ont tendance à augmenter avec la résistance de la pollution. Les variations des écarts relatifs des courants critiques ne suivent pas forcément celles des tensions critiques. Par exemple, lorsque l'écart relatif de la tension critique du *NaCl* augmente de 7,6% à 22,7%, l'écart relatif du courant critique

reste pratiquement constant autour de la valeur de 7%. La même constatation est à faire en ce qui concerne les autres sels. Par conséquent, la polarité de l'électrode HT influe de façon considérable sur la tension critique selon le type de sel beaucoup plus que sur le courant critique.

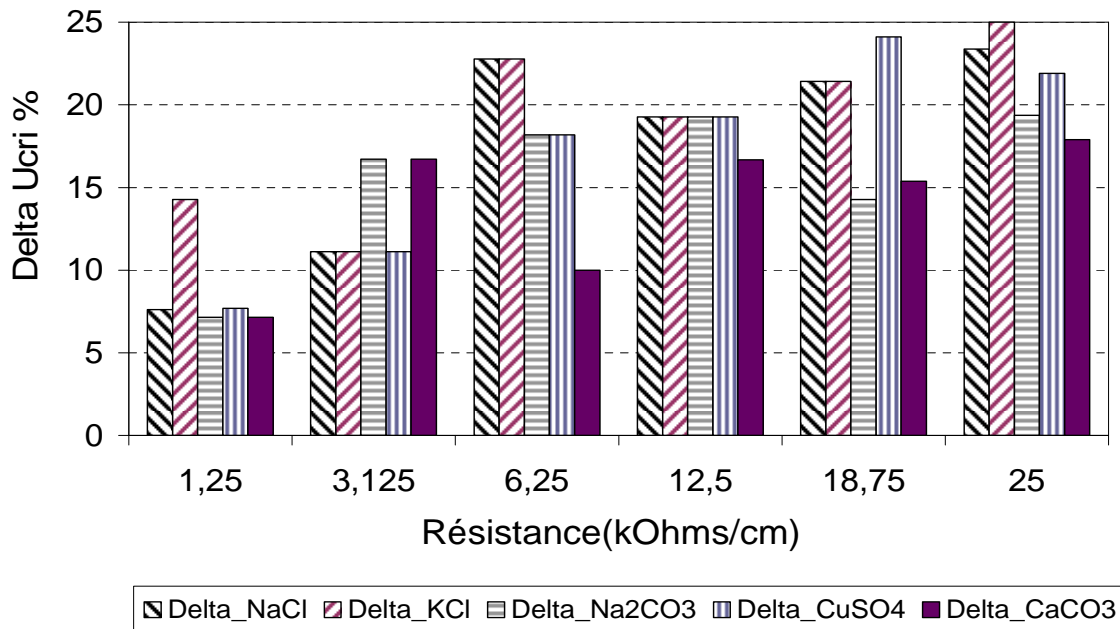


Figure III.10. Variations des écarts relatifs des tensions critiques en fonction de la résistance linéique.

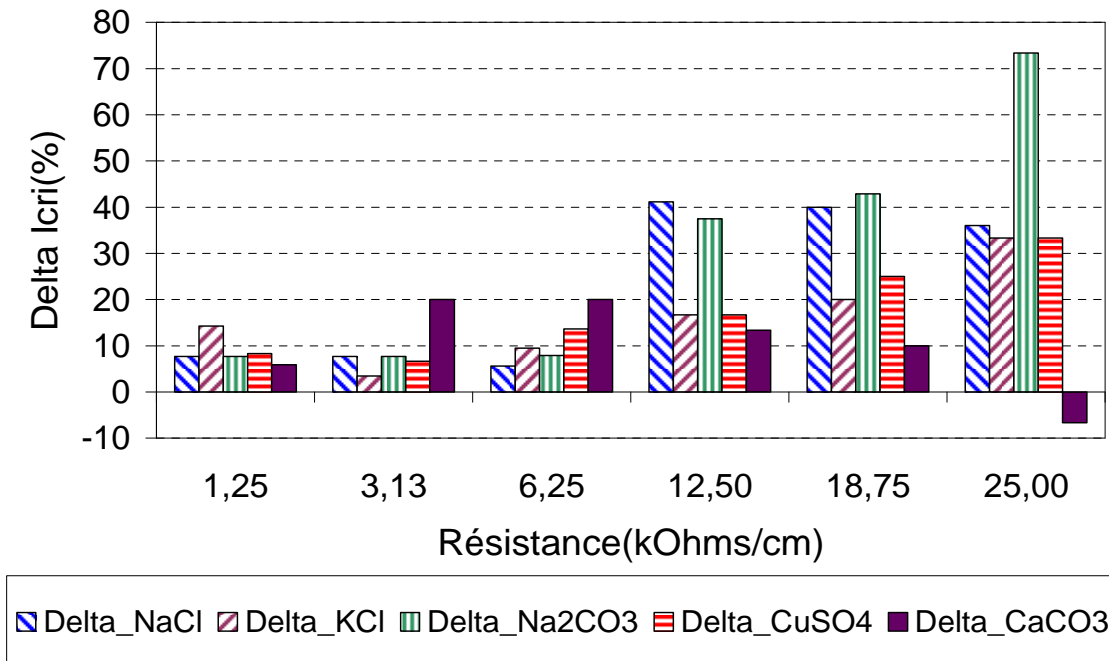


Figure III.11. Variations des écarts relatifs des courants critiques en fonction de la résistance linéique.

## III.5 Étude de l'influence des mixtures de sel sur le contournement

La pollution est constituée d'un électrolyte à base d'une mixture de plusieurs sels dans des proportions variables telles qu'illustrée dans le tableau III-13. Chaque mixture est représentative d'un type particulier de pollution. Les mixtures 1 et 2 sont typiques d'une pollution agricole et industrielle, les mixtures 3 et 4 sont représentatives de la pollution désertique et la mixture 5 correspond à une pollution marine (eau de mer). Les résistances linéiques des électrolytes sont graduées de 1,25 kΩ/cm à 25 kΩ/cm, comme pour les sels simples (voir tableau III-5).

Tableau III-13. Tableau des mixtures utilisées

Électrolyte	Constitution
Mixture1	25% $NaCl$ + 50% $CuSO_4$ + 25% $Na_2CO_3$
Mixture 2	50% $NaCl$ + 25% $CuSO_4$ + 25% $Na_2CO_3$
Mixture 3	30% $NaCl$ + 50% $CaCO_3$ + 20% $KCl$
Mixture 4	15% $NaCl$ + 70% $CaCO_3$ + 15% $KCl$
Mixture 5	Eau de mer

### III.5.1 Tensions critiques et courants critiques

Les figures III.12 et III.13 illustrent les variations des tensions critiques et des courants critiques en fonction de la résistance de la pollution dans les deux polarités. Les fluctuations de la tension critique autour de celle du  $NaCl$  ne sont pas importantes lorsque la polarité est positive et l'écart maximum est de l'ordre de 1kV (Figure III.12). Cette tendance ne change pas dans le cas de la polarité négative. Les

tableaux III.14 et III.15 illustrent l'écart relatif des tensions critiques dans les deux polarités selon l'expression (III.3). D'après le tableau III-14, en polarité positive, les écarts relatifs des tensions critiques sont négatifs pour une valeur de résistance égale à  $1,25\text{k}\Omega/\text{cm}$ . Au delà de cette valeur les écarts relatifs sont nuls ou positifs. En polarité négative (tableau III-15), les écarts relatifs de la tension critique sont négatifs ou nuls pour la plupart des mixtures exceptée la mixture 4 qui présente un écart relatif positif. Par conséquent, la composition des mixtures n'a pas d'influence notable sur la tension critique ; c'est la résistance de la pollution qui intervient directement.

D'autre part, il existe des différences entre les courants critiques selon le type de mixture (Figure III.13). Ces différences sont très variables et changent en fonction de la résistance de l'électrolyte et de la polarité. Le point commun est que les courants critiques en polarité positive sont supérieurs à ceux en polarité négative. Nous remarquons également que pour des valeurs de la résistance de l'électrolyte (pollution), certaines mixtures donnent la même tension critique mais des courants critiques différents.

Les tableaux III.16 et III.17 illustrent l'écart relatif entre les courants critiques pour une même polarité appliquée à l'électrode HT, selon l'expression (III.2). En polarité positive, le courant critique nécessaire à une solution de  $\text{NaCl}$  pour avoir un contournement est inférieur à celui de la mixture 5 sur toute la gamme de résistance (Tableau III-16). La mixture 1 présente des écarts relatifs des courants critiques positifs et croissants à partir d'une résistance de  $3,125\text{ k}\Omega/\text{cm}$  pour atteindre les 40%. Cette tendance n'est pas la même pour le reste des mixtures. En effet, les mixtures 2 et 3 présentent des courants critiques identiques pour des résistances de  $3,125\text{ k}\Omega/\text{cm}$ ,  $12,5\text{ k}\Omega/\text{cm}$  et  $18,75\text{ k}\Omega/\text{cm}$ . Pour le reste des résistances, les écarts relatifs sont positifs ou négatifs avec un maximum de 33,34% et un minimum de -75%. Quant à la mixture 4, mise à part la plus faible résistance, les écarts relatifs sont nuls ou positifs.

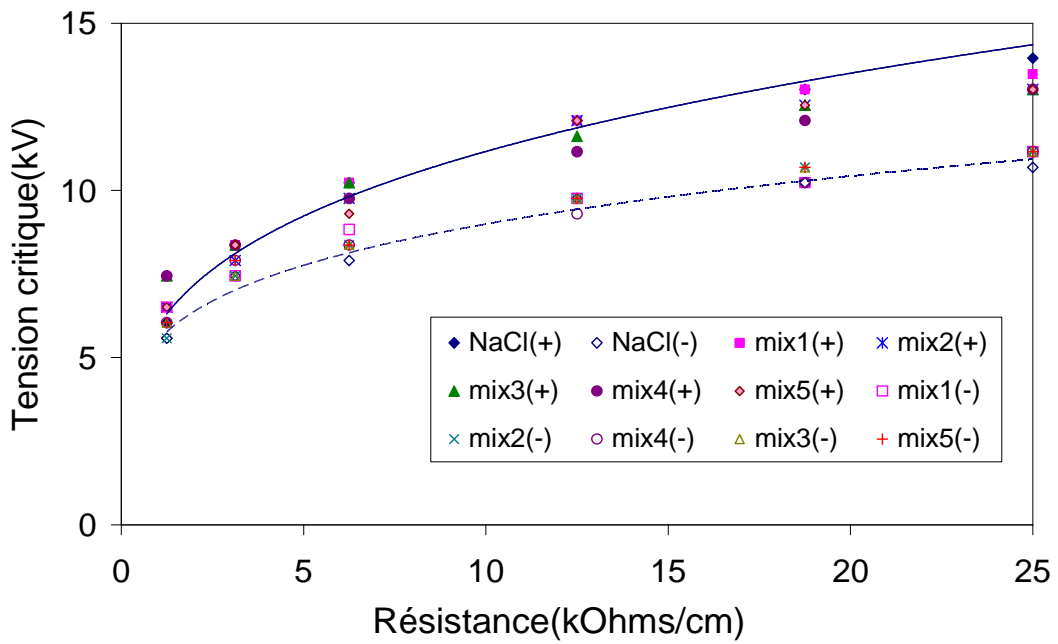


Figure III.12. Variations des tensions critiques des mélanges de sels en fonction de la résistance linéique de la pollution dans les deux polarités.

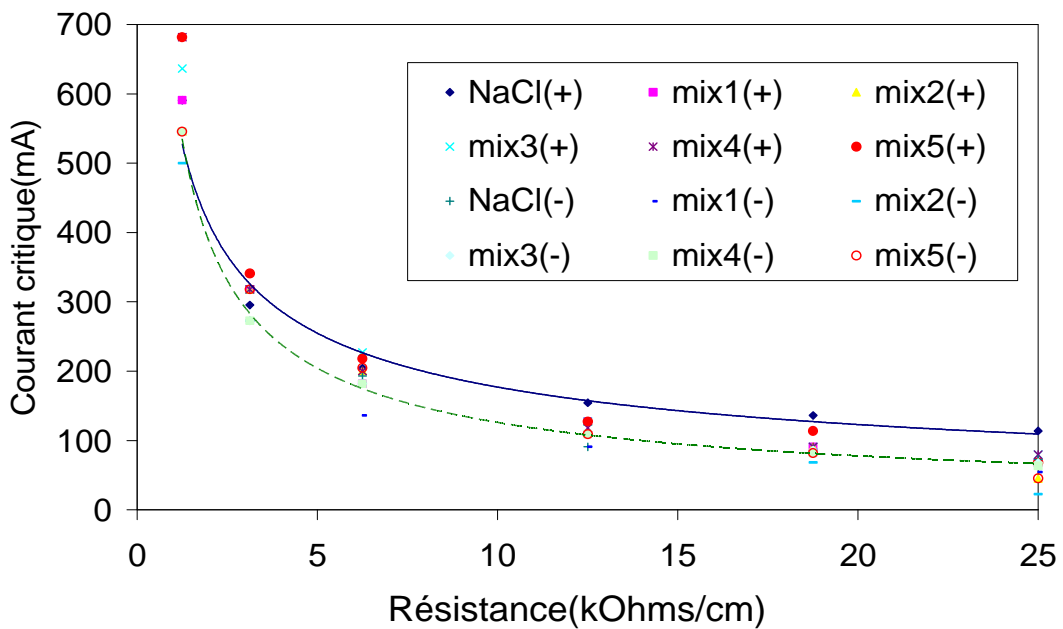


Figure III.13. Variations des courants critiques des mélanges de sels en fonction de la résistance linéique de la pollution dans les deux polarités.

Tableau III-14. Écart relatif des tensions critiques des mixtures en polarité positive.

$r_p$ (k $\Omega$ /cm)	Mix1 (+)	Mix2 (+)	Mix3 (+)	Mix4 (+)	Mix5 (+)
1,25	-7,69	-7,69	-23,08	-23,08	-7,69
3,125	0,00	5,62	0,00	0,00	0,00
6,25	0,00	4,59	0,00	4,59	9,09
12,5	0,00	0,00	3,89	7,69	0,00
18,75	0,00	3,61	3,61	7,14	3,61
25	3,37	6,67	6,67	6,67	6,67

Tableau III-15. Écart relatif des tensions critiques des mixtures en polarité négative.

$r_p$ (k $\Omega$ /cm)	Mix1 (-)	Mix2 (-)	Mix3 (-)	Mix4 (-)	Mix5 (-)
1,25	-16,67	0,00	-8,33	-8,33	-8,33
3,125	0,00	0,00	0,00	-6,25	-6,18
6,25	-11,77	-5,95	-5,95	-5,95	-5,95
12,5	0,00	0,00	0,00	4,71	0,00
18,75	0,00	-4,50	-4,50	0,00	-4,50
25	-4,40	-4,40	-4,40	-4,40	-4,40

En polarité négative, on observe que les mixtures 1, 3, 4 et 5 présentent les mêmes courants critiques que ceux *NaCl* pour la valeur de la résistance de 1,25 k $\Omega$ /cm (Tableau III-17). La même observation est valable pour les mixtures 1, 3 et 4, pour une résistance de 3,125 k $\Omega$ /cm. Nous retrouvons la même tendance pour les mixtures 1 pour une résistance de 12,5 k $\Omega$ /cm et pour les mixtures 4 et 5 pour la valeur de la résistance égale à 18,75 k $\Omega$ /cm. Pour le reste, les écarts relatifs des courants critiques sont soit positifs, soit négatifs. Pour une résistance de 25 k $\Omega$ /cm, les écarts relatifs sont tous positifs pour toutes les mixtures.

Tableau III-16. Écart relatif des courants critiques des mixtures sous polarité positive.

$r_p$ k $\Omega$ /cm)	Mix1 (+)	Mix2 (+)	Mix3 (+)	Mix4 (+)	Mix5 (+)
1,25	0,00	7,69	-7,69	-15,39	-15,39
3,125	-7,69	0,00	0,00	0,00	-7,14
6,25	11,11	-10,00	- 13,64	12,00	-9,09
12,5	17,65	0,00	0,00	7,14	-7,69
18,75	33,34	0,00	0,00	0,00	-25,01
25	40,00	33,34	-75,01	0,00	14,28

Tableau III-17. Écart relatif des courants critiques des mixtures sous polarité négative.

$r_p$ (k $\Omega$ /c m)	Mix1 (-)	Mix2 (-)	Mix3 (-)	Mix4 (-)	Mix5 (-)
1,25	0,00	8,33	0,00	0,00	0,00
3,125	0,00	0,00	0,00	0,00	-16,67
6,25	29,41	5,89	5,89	5,89	-5,88
12,5	0,00	-20,01	-20,01	-20,01	-20,01
18,75	-5,56	16,66	-5,56	0,00	0,00
25	25,00	68,76	6,24	12,50	37,50

Rappelons que pour certaines valeurs de résistances identiques, certaines mixtures conduisent à la même tension critique mais à des courants critiques différents (voir Tableau III-18 pour le cas de  $r_p=6,25$  k $\Omega$ /cm).

Tableau III-18. Courants critiques différents pour même tension critique

Électrolyte	Mix1	Mix2
$V_{cri}$ (kV)	10,23	10,23
$I_{cri}$ (mA)	200	227,27

A partir de ces résultats, nous avons estimé (Tableau III-19) les valeurs des constantes caractéristiques de la décharge pour chaque mixture dans les deux polarités. Nous remarquons que  $n$  et  $N$  varient selon la constitution chimique de chaque mixture de sels et la polarité de la tension.

Tableau III-19. Constantes caractéristiques en fonction du type de mixture.

Pollution	$N(+)$	$n(+)$	$N(-)$	$n(-)$
<i>mixture 1</i>	146,28	0,35	257,00	0,22
<i>mixture 2</i>	141,43	0,32	165,00	0,30
<i>mixture 3</i>	198,14	0,26	280,00	0,23
<i>mixture 4</i>	200,00	0,27	293,71	0,21
<i>mixture 5</i>	160,00	0,33	207,43	0,25

### III.5.2 Influence de la polarité

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les tensions critiques et les courants critiques, en polarité positive sont supérieurs à ceux sous polarité négative. L'écart relatif des tensions critiques et des courants critiques estimé pour chaque sel par rapport à la polarité positive selon les formules (III.3) et (III.4) est représenté en Figures III.14 et III.15. Nous remarquons que l'écart relatif des tensions critiques varie de 5% à 23% (Figure III.14). La tendance générale est que cet écart augmente avec la résistance de la pollution. Cependant, seule la mixture 1 présente un écart relatif nul pour la valeur de résistance de pollution égale à 1,25 k $\Omega$ /cm. Le reste des mixtures ont un écart positif. Quant aux courants critiques, la plage de variation des écarts relatifs des courants critiques varie de 5 à 50% (Figure III.15). En comparaison avec les tensions critiques, les écarts relatifs des courants critiques sont très dispersés mais ont tendance à augmenter avec la résistance de la pollution. Nous remarquons également que les variations des écarts relatifs des courants critiques ne suivent pas forcément celles des tensions critiques. Par conséquent, selon le type de mixture, la



polarité de l'électrode HT influe considérablement sur la tension critique, beaucoup plus que sur le courant critique.

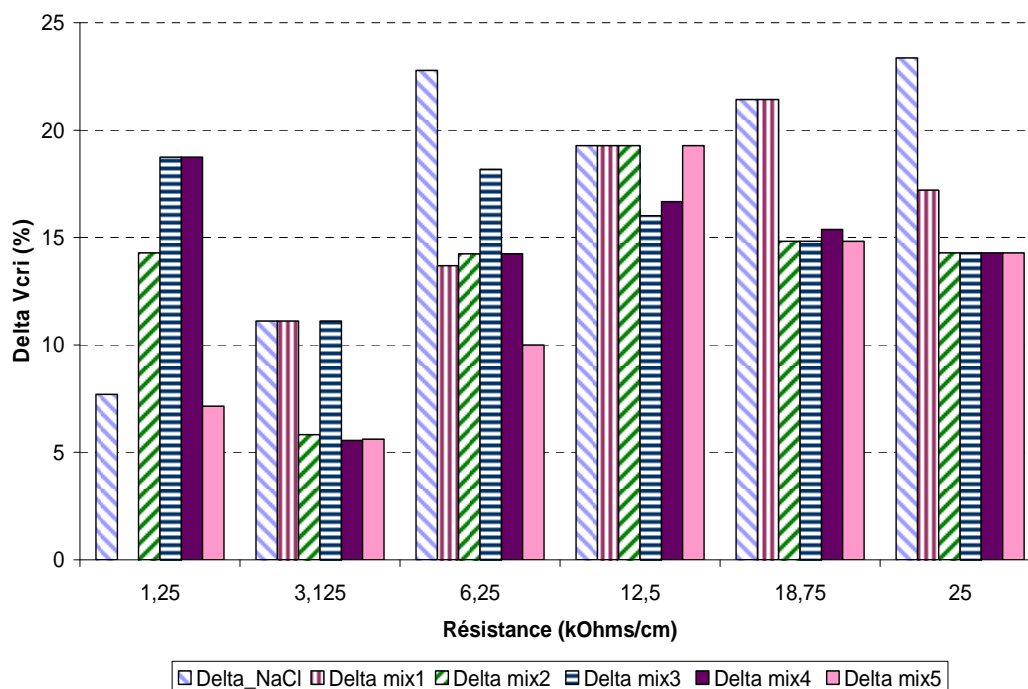


Figure III.14. Variations des écarts relatifs des tensions critiques en fonction de la résistance linéique des mixtures.

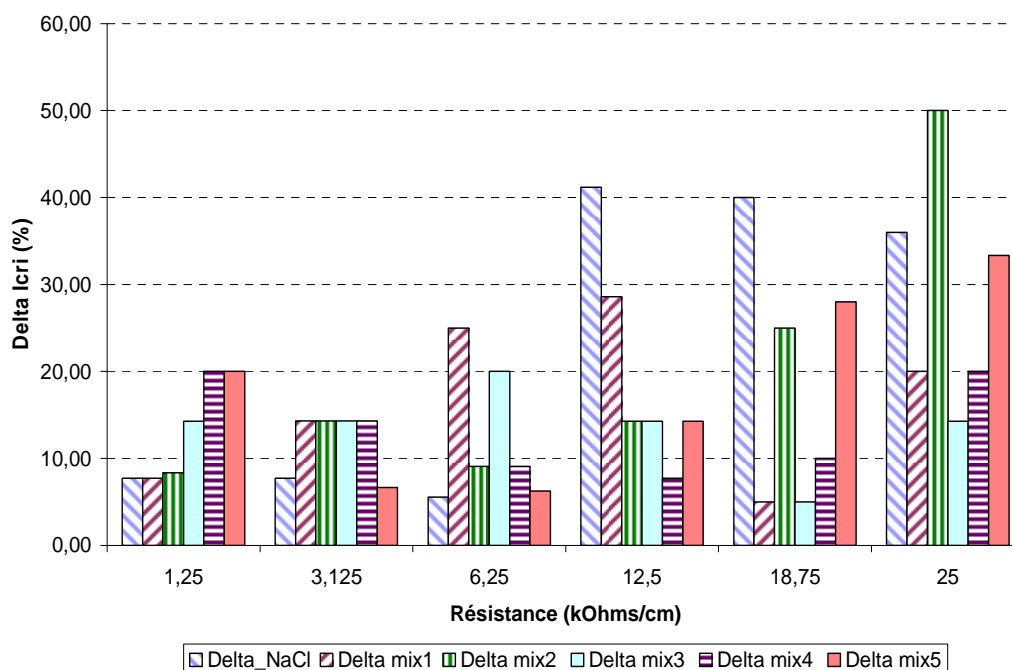


Figure III.15. Variations des écarts relatifs des courants critiques en fonction de la résistance linéique des mixtures.

La constitution de l'électrolyte joue donc un rôle mineur sur la tension critique de contournement dans les deux polarités. Cette observation est en contradiction avec les résultats rapportés par Williams *et al.*[109], Holte *et al.* [88] ainsi que Ghosh et Chatterjee[40], en tension alternative. Ces auteurs trouvent que le  $NaCl$  présente les tensions de contournement les plus basses par rapport aux autres sels. Par contre, Jolly [77], Labadie [28] et Rahal [34] ont trouvé des résultats similaires aux nôtres et concluent que la nature du sel n'affecte pas les conditions critiques du contournement. Toutefois, les auteurs ont présenté les résultats sous tension continue en polarité positive et ne donnent aucune indication sur les courants critiques. Nos résultats montrent que la constitution de l'électrolyte n'a pas d'influence notable sur la tension critique sauf dans le cas des sels à faible degré de dissociation comme le  $CaCO_3$ . Quant aux courants critiques, nous en concluons qu'ils sont sensibles à la constitution de la pollution. Il ressort de ce qui précède, que les constantes caractéristiques de la décharge  $n$  et  $N$  changent en fonction de la nature chimique de la pollution et la polarité de l'électrode HT.

### III.6 Influence de la constitution de la pollution sur le temps de contournement

Les tableaux III.20 et III.21 illustrent les variations du temps de contournement avec les différents sels utilisés pour les deux polarités. Nous remarquons que le temps de contournement augmente avec les valeurs de la résistance linéique de la pollution dans les deux polarités quelque soit le type d'électrolyte. Le temps de contournement dépend de la polarité appliquée, de la résistance de la pollution et de sa constitution.

Tableau III-20. Temps de contournement en millisecondes des électrolytes simples dans les deux polarités.

$r_p$ (k $\Omega$ /cm)	<i>NaCl</i> (+)	<i>KCl</i> (+)	<i>Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub></i> (+)	<i>CuSO<sub>4</sub></i> (+)	<i>CaCO<sub>3</sub></i> (+)	<i>NaCl</i> (-)	<i>KCl</i> (-)	<i>Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub></i> (-)	<i>CuSO<sub>4</sub></i> (-)	<i>CaCO<sub>3</sub></i> (-)
1,25	2,7	2,3	2,4	1,1	3,8	11,6	11,6	15,5	11	14
3,125	10	7,5	4,8	5,4	4,2	19,8	19,8	16	31	16
6,25	33	67,8	60	78	52	44,5	44,5	50	38	20
12,5	58	85	98	115	64	86	86	80	72	39
18,75	102	175	108	154	112	88	88	86	92	90
25	162	185	142	205	128	90	90	91	99	100

Tableau III-21. Temps de contournement en millisecondes des mixtures dans les deux polarités.

$r_p$ (k $\Omega$ /cm)	<i>Mix1</i> (+)	<i>Mix2</i> (+)	<i>Mix3</i> (+)	<i>Mix4</i> (+)	<i>Mix5</i> (+)	<i>Mix1</i> (-)	<i>Mix2</i> (-)	<i>Mix3</i> (-)	<i>Mix4</i> (-)	<i>Mix5</i> (-)
1,25	2	3	2,5	2,4	1,2	9,2	14,5	12	10,5	11
3,125	5,6	4,2	20,6	4,4	2	11,5	26	19	10	12
6,25	20,8	19,6	14,8	24	3,5	16	31	30	15,6	24
12,5	52	42	68	86	46	21	40	32	62	29
18,75	104	152	104	112	94	30	64	90	100	87
25	206	208	148	144	208	94	97	100	164	88

### III.6.1 Polarité positive

Les figures III.16 et III.17 représentent les temps de contournement ( $t_c$ ) du *NaCl*, en fonction de la résistance de la pollution pour les différents électrolytes lorsque la polarité appliquée à la pointe est positive. Nous remarquons que les temps de contournement des différents électrolytes sont très proches lorsque la résistance varie entre 1,25 k $\Omega$ /cm et 3,125 k $\Omega$ /cm (Figure III.16). Au delà de ces résistances, les temps de contournement augmentent avec  $r_p$  et sont plus dispersés. Dans le cas des sels simples, le temps de contournement du *NaCl* est le plus petit à partir de  $r_p$  égale à 6,25 k $\Omega$ /cm. Cette tendance n'est pas la même dans le cas des mixtures de sels (Figure III.17). Les temps de contournement du *KCl* et du *CuSO<sub>4</sub>* sont globalement les plus longs. Pour le cas des mixtures de sels, nous constatons une dispersion mais la tendance générale est que les mixtures 3 et 4 présentent des temps de contournement relativement proches. Notons que les temps de contournement des sels simples sont

plus longs que ceux des mixtures à partir de  $r_p$  égale à 6,25 k $\Omega$ /cm. En dessous de cette valeur de  $r_p$ , les temps de contournement sont relativement proches.

### III.6.2 Polarité négative

Les figures III.18 et III.19 représentent les temps de contournement en fonction de la résistance de la pollution pour les différents électrolytes utilisés lorsque la polarité appliquée à la pointe est négative. Nous remarquons que la courbe de tendance du NaCl en polarité négative est différente de celle en polarité positive. Aussi, l'ensemble des temps de contournement pour les sels simples sont relativement proches et présentent une tendance à la saturation, à l'exception du CaCO<sub>3</sub>.

Quant aux temps de contournement des mixtures, ils sont proches lorsque la résistance varie entre 1,25 k $\Omega$ /cm et 3,125 k $\Omega$ /cm. Au delà de ces résistances, les temps de contournement augmentent avec  $r_p$  et sont plus dispersés. Les temps de contournement des mixtures sont en général inférieurs à ceux des sels simples.

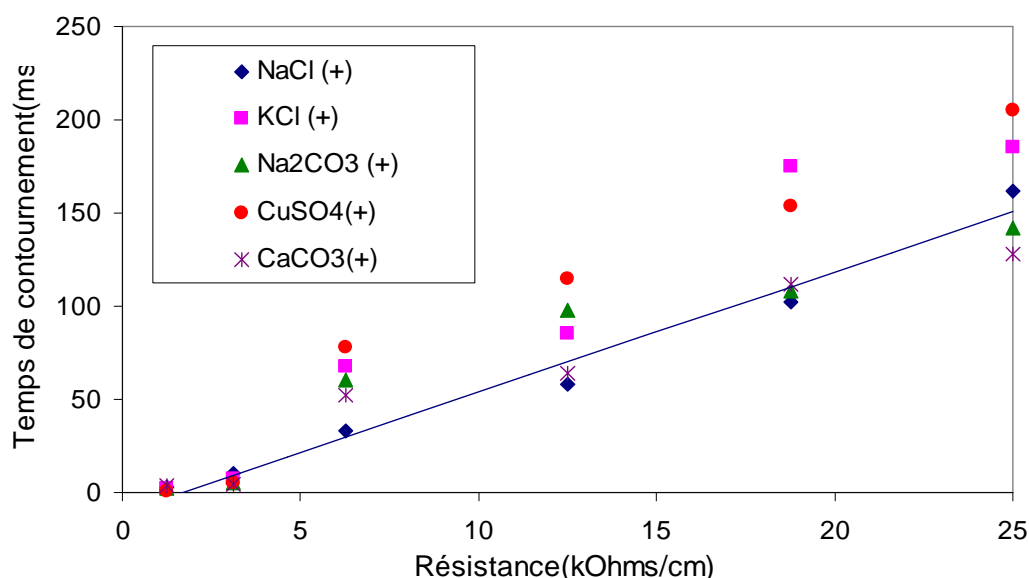


Figure III.16. Variation du temps de contournement en onction de  $r_p$  des sels dans la polarité positive.

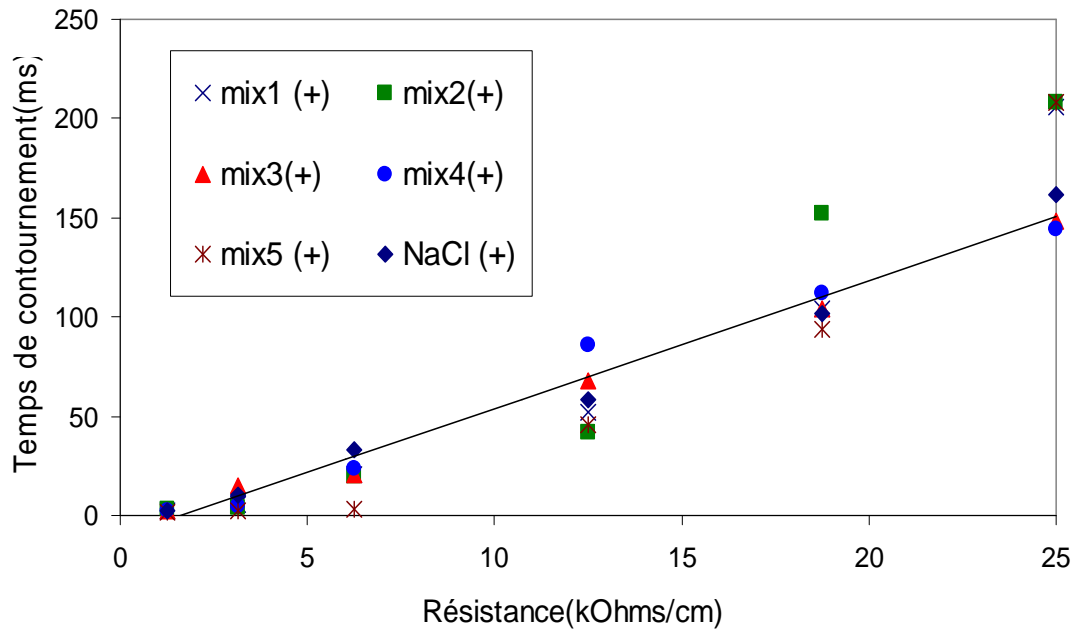


Figure III.17. Variation du temps de contournement en fonction de  $r_p$  des mixtures dans la polarité positive.

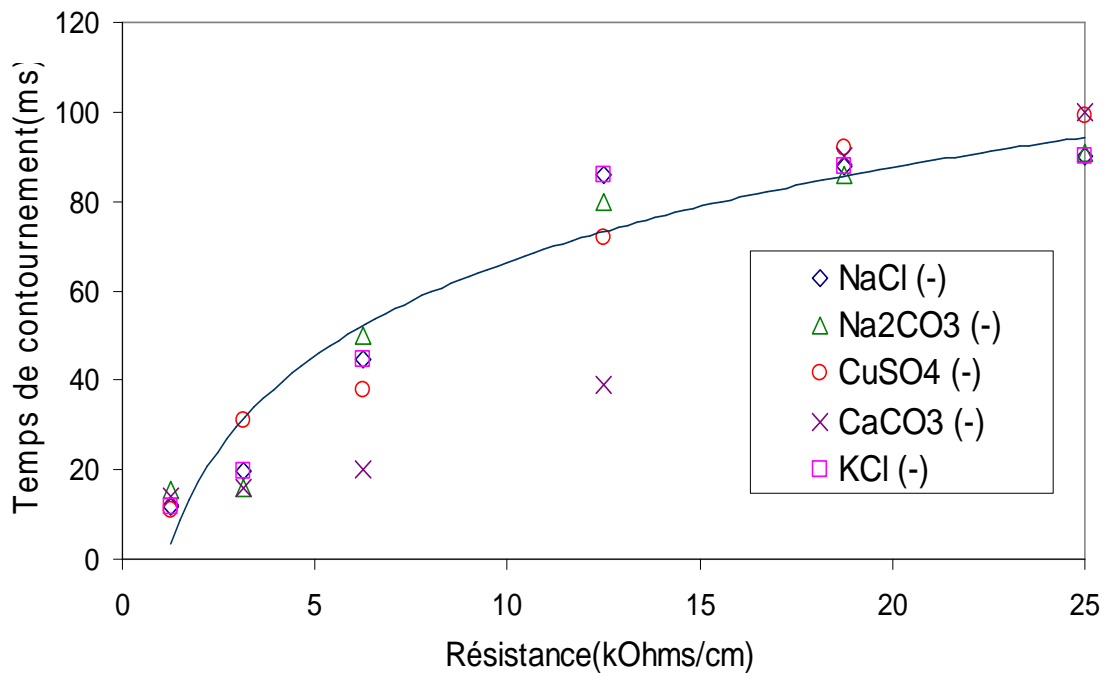


Figure III.18. Variation du temps de contournement en fonction de  $r_p$  des sels dans la polarité négative.

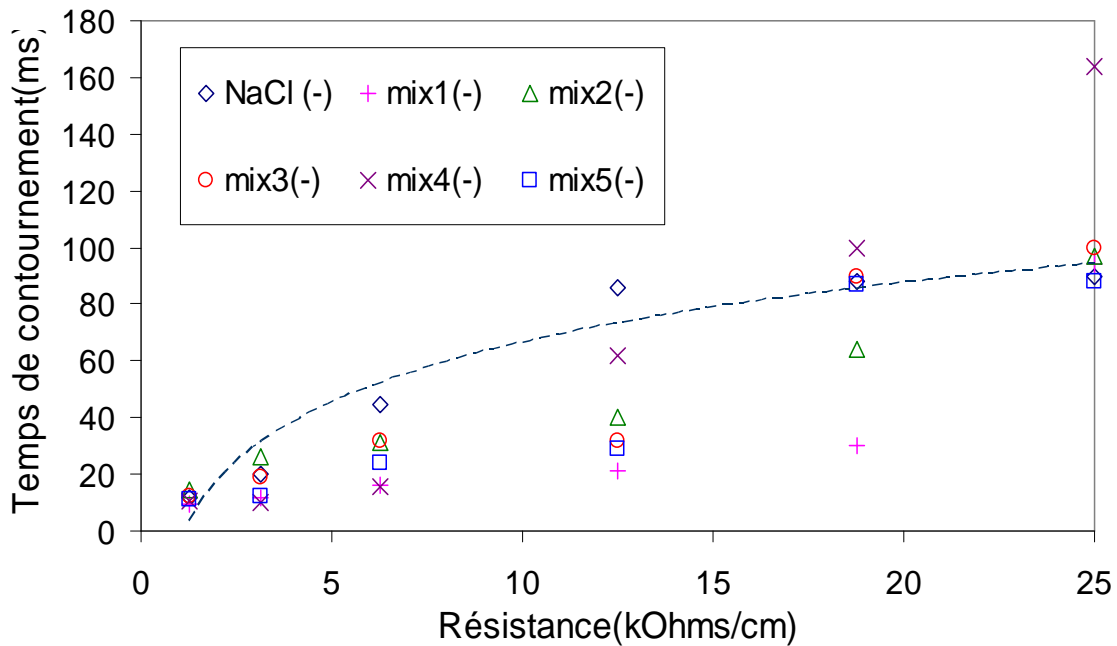


Figure III.19. Variation du temps de contournement en fonction de  $r_p$  des mixtures dans la polarité négative.

Il ressort de ce qui précède, que la nature de la pollution et sa résistance (ou résistivité) jouent un rôle important sur le temps de contournement et donc sur la dynamique de propagation de la décharge. Cela serait dû à l'injection des porteurs de charges à partir de l'électrolyte. Cette injection de charges est elle-même liée à la constitution chimique de l'électrolyte et aux différents mécanismes d'émissions susceptibles d'exister.

### III.7 Discussion

Il ressort de cette étude, que la constitution de la pollution joue un rôle plus ou moins important sur les paramètres critiques du contournement. Cette influence dépend de la présence de matières insolubles dans la pollution, de la composition chimique de la pollution et de la polarité de la tension. Une première analyse nous a permis de mettre en évidence ces effets sur les constantes caractéristiques  $n$  et  $N$  de la décharge.

Les tensions critiques et les courants critiques sont fonction, entre-autres, de la quantité de *DDNS* présente dans la pollution. Cette dépendance se manifesterait par la variation des valeurs des constantes caractéristiques de la décharge  $n$  et  $N$  que nous avons considérées.  $N$  et  $n$  changent en effet avec le type de pollution, la quantité de *DDNS* et la polarité de l'électrode HT. Nous avons vu également que la constitution chimique de la pollution (sels simples et mixtures) n'a pas d'effet significatif sur les tensions critiques dans la limite des tensions utilisées. Aussi, les écarts relatifs des courants augmentent avec la résistance de la pollution à partir de  $r_p = 6,25 \text{ k}\Omega/\text{cm}$  sauf pour le cas des mixtures en polarité négative. Ces effets peuvent être liés aux variations des constantes  $n$  et  $N$ .

En étudiant l'interaction d'une décharge avec un liquide (voir chapitre I), plusieurs chercheurs [84, 95-100] ont trouvé que les espèces chimiques les plus abondantes dans la colonne de la décharge sont la vapeur d'eau, l'air (azote et oxygène), et dans une moindre mesure le peroxyde d'hydrogène, des radicaux libres et des ions métalliques provenant du liquide. La présence d'ions métalliques est expliquée par le mécanisme de pulvérisation cathodique [33, 97, 98] ou par le transfert ionique et/ou atomique par effet électrostatique [40, 84]. Il a été également montré que leurs quantités dépendent de leurs concentrations dans le liquide.

Au vu de ce qui précède et des observations que nous avons faites, ces phénomènes pourraient être dû à un transfert d'atomes -ou/et de molécules - (sodium *Na*, de potassium *K*, de cuivre *Cu*, et de calcium *Ca*) à la tête de la décharge et au niveau de sa colonne suite à divers mécanismes (électrostatique [86] et pulvérisation [97, 98]). Ce transfert dépendra de l'énergie nécessaire propre à chaque espèce pour pouvoir quitter le liquide. Cette énergie est délivrée par le champ électrique total. Du fait de leurs faibles énergies d'ionisation, ces atomes pourraient être ionisés dans deux régions :

- (i) région de la colonne de la décharge (zone I, lumineuse) où se produiraient des processus collisionnels ionisants entre ces atomes et les électrons ;

- (ii) région du front de tête de la décharge (zone II, moins lumineuse) Le champ électrique dans cette zone est renforcé à la surface de l'électrolyte (permittivité de la pollution élevée proche de celle de l'eau). Ce champ électrique favoriserait les processus collisionnels. Une autre raison de l'ionisation dans cette région serait la photoémission d'électrons à partir de l'électrolyte provoquée par l'énergie photonique émise par le rayonnement de la décharge [14, 85, 126] et à moindre mesure à la photo-ionisation dans l'air [47, 74, 106, 151].

Il s'en suivrait une augmentation du taux net d'ionisation conditionnant ainsi la conductivité de la colonne de la décharge et de son front. Le front de la décharge deviendrait fortement ionisé et verra sa température augmenter suite à la circulation des électrons issus de cette ionisation. Il en résulte une diminution locale de la rigidité diélectrique de cette région qui se traduirait par un claquage local à ce niveau. Le plasma résultant de ce claquage intégrerait la décharge principale conférant à cette dernière une énergie plus importante. Le même mécanisme devrait se répéter au moins jusqu'à ce que la longueur de la décharge atteigne la moitié de la longueur de fuite totale  $L$ , c'est à dire jusqu'à la longueur critique minimale. La conductivité de la nouvelle décharge (décharge principale et décharge locale) changerait en fonction de l'efficacité du processus d'ionisation qui module la production d'électrons et donc la température de la décharge. Cette conductivité de la décharge va varier elle-même en fonction des espèces chimiques présentes dans la pollution et au niveau de l'interface comme le suggèrent les mesures du courant critique et du temps de contournement. Les fluctuations constatées dans les courants critiques et dans une moindre mesure dans les tensions critiques, lors de l'étude des sels simples et des mixtures par rapport au  $NaCl$ , sont le résultat des phénomènes que nous venons de décrire et notamment celui du taux net d'ionisation. La description que nous venons de faire ne concerne que la phase de propagation jusqu'à ce que les conditions critiques soient atteintes. Au-delà de cette phase, l'allongement de la décharge serait insensible à la résistivité de la pollution et sa



nature chimique ; il se ferait dans l'air avec une vitesse beaucoup plus importante (saut final).

Le fait que le contournement en polarité négative soit plus facile qu'en polarité positive, résulterait de l'accumulation ou/non d'ions négatifs au niveau du front de la décharge. En effet, en polarité positive, les ions négatifs céderont leurs électrons et quitteront le liquide sous forme gazeuse (atomique ou moléculaire). Ces atomes étant électronégatifs à des degrés différents (*O*, *Cl*, *C* et *S*), engendreraient au minimum un phénomène d'attachement diminuant ainsi le nombre d'électrons issus des différents processus d'ionisation au niveau du front de la décharge. L'effet immédiat est une diminution du taux net d'ionisation rendant de ce fait le claquage local plus difficile affaiblissant ainsi la conductivité du plasma qui est en train de se constituer au niveau du front de la tête de la décharge. Dans le cas de la polarité négative, ces ions migreront vers l'électrode métallique et les ions positifs seront attirés par la décharge et capteront les électrons issus de cette dernière pour devenir des atomes ou se reconstituer en molécules qui peuvent quitter le liquide de différentes manières. Du fait des faibles énergies d'ionisation de ces atomes –et/ou molécules– (*Na*, *K*, *Cu* et *Ca*), il se pourrait que ces derniers soient ionisés principalement sous l'effet combiné d'un champ électrique intense à la surface du liquide [14, 35, 47] et la photoémission induite par le rayonnement de la décharge [14, 85, 126] et à moindre mesure la photo-ionisation [47, 74, 106, 151]. Ceci étant, le taux net d'ionisation local sera élevé favorisant l'augmentation de la température et donc la conductivité électrique du plasma en cours de formation et la diminution de la rigidité diélectrique locale. Il s'en suivra inéluctablement un claquage local.

Notons que cette explication ne pourrait pas s'appliquer dans le cas de tensions de choc de foudre où le temps d'application de la tension est assez court pour que les processus de détachement à partir du liquide et d'attachement dans l'air puissent être efficaces. Cette hypothèse pourrait expliquer le fait que le contournement avec une pointe positive est plus facile qu'avec une pointe négative sous choc de foudre.

## **III.8 Conclusion**

A la lumière de nos résultats et de nos interprétations, l'effet de la constitution de la pollution pourrait être traduit par une variation de conductivité de la décharge et par conséquent de sa température. Les conditions critiques sont elles mêmes liées à la conductivité de la décharge, de sa température et de la résistivité de la pollution. D'un autre côté, la résistance de la pollution est le paramètre déterminant vis-à-vis des conditions critiques indépendamment de la nature chimique de la pollution. Ainsi, la conductivité de la décharge et sa température peuvent en effet traduire physiquement les variations des constantes de la décharge  $n$  et  $N$  en fonction de la constitution chimique de la pollution, la polarité et la forme de tension.

## Chapitre IV

Constantes Caractéristiques et  
Conditions Critiques de la Décharge :  
Formulation Analytique.

## IV.1 Introduction

Rappelons que d'après le modèle d'Obenaus, les conditions critiques du contournement sont exprimées par les relations suivantes [57] :

$$X_{cri} = \frac{L}{1+n} \quad (IV.1)$$

$$I_{cri} = \left( \frac{N}{r_p} \right)^{1/n+1} \quad (IV.2)$$

$$V_{cri} = L.N \frac{1}{n+1} . r_p \frac{n}{n+1} \quad (IV.3)$$

où  $N$  et  $n$  sont des constantes caractéristiques de la décharge. Les valeurs de ces constantes dépendent de la nature du milieu où brûle la décharge et leurs valeurs diffèrent selon les auteurs (Tableau I.1). Ces différences semblent dépendre de la nature du milieu dans lequel brûle la décharge, les spécificités des conditions expérimentales, la constitution chimique de la pollution, de sa structure physique et sa température (cas du givre et de la neige). D'un autre côté, l'influence de la polarité de l'électrode HT n'est pas prise en compte lors du calcul des conditions critiques. Certains auteurs [48, 51] estiment empiriquement les constantes  $N$  et  $n$  pour chaque polarité et les introduisent dans le calcul des grandeurs critiques sans pour autant en donner d'explication.

Dhabbi et Béréal [132, 148], puis Kimbakala et Beroual [53, 147] ont établi un modèle dynamique de propagation de la décharge sous tension impulsionnelle en utilisant un circuit  $RLC$ . Les calculs ont montré que le modèle est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Ils ont montré que la section de passage du courant dans l'électrolyte est de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$ . Ceci étant, à notre connaissance, aucun modèle statique n'a été développé et aucune formulation n'a été proposée pour estimer les conditions critiques du contournement sous tension de choc.

Dans ce qui va suivre, nous allons développer un modèle analytique des conditions critiques en se basant sur une formulation physique des constantes

caractéristiques de la décharge qui tient compte des paramètres électriques et physiques de l'ensemble décharge/pollution. Nous nous baserons sur le modèle *RLC* et les propriétés thermodynamique de la décharge développés par notre groupe [53, 59, 132, 148]. Nous démontrerons que ces constantes ne sont pas statiques mais sont en fait des paramètres dynamiques dépendant des propriétés électriques et thermiques du système. Nous montrerons également que les conditions critiques peuvent être formulées sous une forme analytique dans laquelle apparaît la condition de propagation de la décharge. Nous mettrons également en évidence la température de fonctionnement de la décharge qui nous renseignera plus sur sa nature physique. Nous validerons notre modèle pour différents types de tension (continue, alternative et choc de foudre) et différents types de pollutions.

## IV.2 Mise en équation

Considérons maintenant le circuit électrique représentant la décharge en série avec la pollution, indiqué en Figure IV.1 [53, 104, 132, 148].

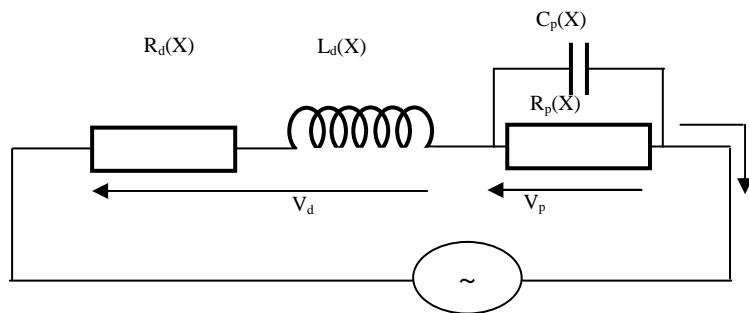


Figure IV.1 : Circuit électrique équivalent.

Pour mettre en équation ce système, nous adoptons la même démarche que celle de Dhahbi *et al* [59] en reprenant les mêmes équations. Ainsi, en supposant que tout le courant de la décharge pénètre dans la couche de pollution, on pourra écrire le bilan électrique du système:

$$V = U_{app} - \Delta U = Z_d(X)I + Z_p(X)I = R_d(X).I + j\omega L_d(X).I + \frac{R_p(X)}{1 + j\omega R_p(X).C_p(X)} \cdot I \quad (IV.4)$$

d'où

$$\frac{V}{I} = Z_{eq}(X) = R_d(X) + j\omega L_d(X) + \frac{R_p(X)}{1 + j\omega R_p(X).C_p(X)} \quad (IV.5)$$

Les termes de l'impédance équivalente sont définis par :

$$R_d(X) = r_d X = \frac{X \cdot \rho_d}{s_d}; \quad R_p(X) = r_p (L - X) = \frac{\rho_p}{s_p} (L - X); \quad L_d(X) = l_d X; \quad C_p(X) = \frac{c_p}{L - X} = \varepsilon_p \frac{s_p}{L - X}$$

où  $\rho_p$  est la résistivité de la pollution,  $s_p$  la section de passage du courant dans la pollution,  $r_p$  la résistance linéique de la pollution,  $L$  la longueur totale de ligne de fuite de l'isolateur,  $l_d$  l'inductance par unité de longueur de la décharge,  $\rho_d$  est la résistivité de la décharge,  $s_d$  la section de la décharge,  $r_d$  la résistance linéique de la décharge,  $c_p$  la capacité linéique de la pollution et  $\varepsilon_p$  la permittivité de la pollution.

Le module de l'impédance équivalente est :

$$|Z_{eq}|^2 = \frac{1}{y^2 s_d^2 s_p^2} \cdot \left\{ \beta X^2 - 2XL\gamma + L^2 (\rho_p^2 s_d^2 + s_d^2 \rho_p^4 \varepsilon_p^2 \omega) \right\} \quad (IV.6)$$

Avec

$$y = 1 + (\omega \rho_p \varepsilon_p)^2$$

$$\beta = (s_p y \rho_d - s_d \rho_p)^2 + (s_d \omega)^2 (y s_p l_d + \rho_p^2 \varepsilon_p)^2$$

$$\gamma = s_p y \rho_d (s_d \rho_p - s_p y \rho_d) + (s_d \omega)^2 (\rho_p^2 \varepsilon_p) (\rho_p^2 \varepsilon_p - y s_p l_d)$$

La dérivée du module du carré de l'impédance par rapport à  $X$  donne :

$$\frac{d|Z_{eq}|^2}{dX} = \frac{2\beta X - 2L\gamma}{y^2 s_d^2 s_p^2} \quad (IV.7)$$

La condition de propagation de la décharge définie par Dhahbi *et al.* [59] est que la variation de l'impédance équivalente du système soit décroissance :

$$\frac{d|Z_{eq}|^2}{dX} \leq 0 \quad (IV.8)$$

ce qui aboutit à exprimer la longueur de la décharge par :

$$X_{cri}^{AC} = L \cdot \frac{r_p (r_p - yr_d) + r_p^2 \omega^2 c_p (r_p^2 c_p - yl_d)}{(r_p - yr_d)^2 + \omega^2 (yl_d + r_p^2 c_p)^2} \quad (IV.9)$$

L'inductance  $l_d$  est faible pour ce type de décharge et d'après les calculs de Dhahbi et Beroual [132] ainsi que Tavakoli *et al.* [104], l'effet inductif n'a pas d'influence notable sur les grandeurs critique du contournement, d'où :

$$X_{cri}^{AC} = L \cdot \frac{r_p (r_p - yr_d) + r_p^4 \omega^2 c_p^2}{(r_p - yr_d)^2 + \omega^2 r_p^4 c_p^2} \quad (IV.10)$$

Nous remarquons que l'expression (IV.10) rappelle celle de la longueur critique définie par (IV.1). Ainsi par identification (analogie), nous pouvons en déduire l'expression de  $n$  :

$$n_{AC} = \frac{yr_d (r_d - r_p)}{r_p (yr_d - r_p) + (r_p^2 \omega c_p)^2} \quad (IV.11)$$

D'après le critère des impédances définie par Dhahbi *et al.*[59], la condition de propagation peut être exprimée par le rapport

$$k = \frac{yr_d}{r_p} \quad (IV.12)$$

avec  $0 < k \leq 1$ ,

on aura :

$$n_{AC} = \frac{k(k-1)}{1-k + (r_p \omega c_p)^2} \quad (IV.13)$$

Dans le cas du courant continu, on aura  $\gamma=1$  et  $\omega=0$ . Par conséquent, la longueur de la décharge sera définie par :

$$X_{cri}^{DC} = \frac{r_p L}{r_p - r_d} \quad (IV.14)$$

et la constante  $n$  sera exprimée par :

$$n_{DC} = k = \frac{r_d}{r_p} \quad (IV.15)$$

Ainsi d'après les expressions (IV.13) et (IV.15), la constante  $n$  n'est pas statique mais dépend des éléments du circuit électrique équivalent, ce qui fait d'elle *un paramètre dynamique*.

La résistance linéique de la décharge est fonction de la température selon [106, 107]:

$$r_d(T) = r_{d_0} \exp\left(\frac{W_i}{2K_B T_d}\right) \quad (IV.16)$$

où  $r_{d_0}$  est un terme pré-exponentiel qui dépend de la gamme de température de fonctionnement de la décharge. Ce terme est déterminé expérimentalement sur la base de la mesure de l'impédance en fonction de la température [155] ou par calcul en utilisant la formule de Frank-Kamenetskii [106]:

$$r_{d_0}(T) = const \frac{QaX^2 \delta_d}{\lambda RT_{d_0}} \exp\left(\frac{a_i}{RT_{d_0}}\right) \quad (IV.17)$$

$W_i$  représente l'énergie de première ionisation des différents éléments dans la colonne du plasma de décharge,  $K_B$  est la constante de Boltzmann,  $T_d$  la température de la décharge,  $Q$  est la quantité de chaleur,  $a$  est l'énergie d'activation,  $X$  la longueur de la décharge,  $\lambda$  la conductivité thermique,  $R$  la constante universel des gaz et  $T_{d_0}$  la température ambiante.

D'autre part, pour une décharge thermique brûlant dans l'air et la vapeur d'eau à la pression atmosphérique (c'est à dire que le milieu peut être considéré en équilibre thermodynamique local), les pertes par radiation sont faibles et la majorité



de la dissipation électrique chauffe le gaz dans son voisinage. En supposant que la puissance linéique  $P$  est uniquement dissipée dans la décharge par conduction thermique [59, 147, 156] et d'après la loi de Fourier, il vient:

$$p = E_d \cdot I = \frac{dQ}{dt} = -\lambda_{th} A_{iso} \frac{\partial T_d}{\partial u_n} \quad (IV.18)$$

où  $E_d$ ,  $I$ ,  $Q$ ,  $\lambda_{th}$ ,  $A_{iso}$ ,  $u_n$  et  $T_d$  sont respectivement le gradient dans la décharge, le courant de la décharge, la quantité de chaleur, la conductivité thermique, l'élément de surface isotherme dans le canal de la décharge, la direction normale du gradient de température dans la décharge et la température axiale nécessaire à l'ionisation thermique.

En utilisant les hypothèses appropriées concernant la géométrie du canal de la décharge et du gradient de la température (en supposant que les surfaces isothermiques du canal de la décharge sont des hémisphères et que l'équation de propagation de la température est unidimensionnelle), l'équation d'équilibre énergétique peut être exprimée par :

$$p = E_d \cdot I = \pi \cdot \lambda_{th} \cdot T_d \quad (IV.19)$$

Le terme  $\lambda_{th}$  représente la contribution thermique de toutes les espèces constituant le plasma et s'exprime par [157]:

$$\lambda_{th} = \sum_{i=g_i}^{g_n} \frac{\lambda_i}{1 + \frac{k_{ci}(1-g_i)}{v_i}} \quad (IV.20)$$

où  $\lambda_i$  est la conductivité thermique de l'espèce "i",  $v_i$  est la fraction volumique,  $k_{ci}$  est le coefficient cinétique des espèces dans le plasma,  $g_i$  et  $g_n$  sont les constituants du gaz. La conductivité thermique est fonction de la température selon la nature du gaz. Le terme  $\lambda_i$  dépend de la température et du milieu constituant la colonne de la décharge. Il est estimé par les relations polynomiales suivantes [158] :

- Pour la vapeur d'eau

$$\lambda_v(T) = 0,53 + 0,47093 \cdot T_d + 0,049551 \cdot T_d^2 \quad (IV.21)$$

- Pour l'air

$$\begin{aligned} \lambda_a(T) = & 0,8406 \cdot 10^{-6} + 0,0947 \cdot T_d^{-2} - 2,3632 \cdot 10^{-4} \cdot T_d^{-1} - 0,1747 \cdot 10^{-12} \cdot T_d \\ & + 1,904 \cdot 10^{-15} \cdot T_d^2 - 1,035 \cdot 10^{-15} \cdot T_d^3 + 2,228 \cdot 10^{-15} \cdot T_d^4 \end{aligned} \quad (\text{IV.22})$$

D'un autre côté, d'après la loi d'Ohm :

$$E_d = \rho_d \cdot J_d = \frac{I_d}{s_d \cdot \sigma_d} \quad (\text{IV.23})$$

En combinant (IV.19) et (IV.23) on aboutit à :

$$I_d = \left[ \frac{s_d}{\rho_d} \cdot (\pi \cdot \lambda_{th} \cdot T_d) \right]^{\frac{1}{2}} = I \quad (\text{IV.24})$$

Nous savons aussi que la forme empirique du champ électrique dans la colonne de la décharge est exprimée par la formule de Nottingham :

$$E_d = N \cdot I^{-n} \quad (\text{IV.25})$$

En combinant (IV.23), (IV.24) et (IV.25) on aboutit à :

$$N_{AC,DC} = r_d \left( \frac{\pi \cdot \lambda_{th} \cdot T_d}{r_d} \right)^{\left( \frac{n_{AC,DC} + 1}{2} \right)} \quad (\text{IV.26})$$

Ainsi, d'après l'expression (IV.26) la constante caractéristique  $N$  n'est pas fixe mais dépend des paramètres thermiques et des éléments du circuit électrique. Par conséquent, cette constante n'est pas statique mais un *paramètre dynamique*.

Nous pouvons réécrire l'expression (IV.26) en mettant en évidence le critère de propagation (IV.12) :

$$N_{AC,DC} = \frac{kr_p}{y} \left( \frac{y \cdot \pi \cdot \lambda_{th} \cdot T_d}{k \cdot r_p} \right)^{\left( \frac{n_{AC,DC} + 1}{2} \right)} \quad (\text{IV.27})$$

Dans le cas du courant continu,  $n$  et  $k$  sont confondues et on aura :

$$N_{DC} = kr_p \left( \frac{\pi \cdot \lambda_{th} \cdot T_d}{k \cdot r_p} \right)^{\left(\frac{k+1}{2}\right)} \quad (IV.28)$$

A partir des équations des conditions critiques du contournement (IV.1), (IV.2) et (IV.3) et en substituant (IV.13), (IV.15) et (IV.28) dans ces expressions, on obtient la formulation générale suivante des conditions critiques:

$$I_{cri}^{AC} = \left( \frac{k}{y} \right)^{\frac{1}{n_{AC}+1}} \cdot \sqrt{\frac{y \pi \lambda_{th} T_d}{kr_p}} \quad (IV.29)$$

$$V_{cri}^{AC} = L \cdot \left( \frac{k}{y} \right)^{\frac{1}{n_{AC}+1}} \sqrt{\frac{y r_p \pi \lambda_{th} T_d}{k}} \quad (IV.30)$$

Et pour le cas d'une tension continue ( $y=1$ ) :

$$I_{cri}^{DC} = (k)^{\frac{1}{k+1}} \cdot \sqrt{\frac{\pi \lambda_{th} T_d}{kr_p}} \quad (IV.31)$$

$$V_{cri}^{DC} = L \cdot (k)^{\frac{1}{k+1}} \sqrt{\frac{r_p \pi \lambda_{th} T_d}{k}} \quad (IV.32)$$

Comme on peut le voir, d'après les expressions (IV.29) à (IV.32), les conditions critiques du contournement sont fonction des paramètres électriques et thermiques du circuit équivalent ainsi que de la condition de propagation de la décharge. Notons que pour le cas particulier de  $k=1$ , on retrouve les expressions formulés par Dhahbi *et al.* [59]:

$$I_{cri}^{DC} = \sqrt{\frac{\pi \lambda_{th} T_d}{r_p}} \quad (IV.33)$$

et

$$V_{cri}^{DC} = L \cdot \sqrt{r_p \pi \lambda_{th} T_d} \quad (IV.34)$$

Dans ce qui va suivre nous allons appliquer ces expressions pour trois types de tension : continue, alternative et impulsionnelle de foudre ainsi que pour les types de pollution étudiées dans le chapitre précédent.

Cependant, il est nécessaire d'estimer l'ordre de grandeur de la plage de température de fonctionnement de la décharge. Pour cela, nous avons calculé les variations du courant en fonction de la température en utilisant l'expression (IV.16) et (IV.24) pour différente valeur de  $r_{do}$ . A partir de ce calcul, on peut déduire les valeurs les plus plausibles correspondant aux valeurs des courants critiques de contournement rencontrés dans la littérature [2, 20, 21, 24-40, 42, 48, 50, 51, 57-67, 70-78, 127, 127, 132, 147, 148, 159, 160]. La figure IV.2 montre les variations du courant en fonction de la température pour différentes valeurs de  $r_{do}$  dans un intervalle de température allant de 1000 K à 14000 K. On constate que la gamme de températures la plus proche de notre cas est de 1000 K à 3000 K (fig.IV.3). Cette gamme de température a été déduite par Ishii et al. [43] et mesurée par Kenichi Haji et al. [101]. Dans cette gamme de température  $r_{do}$  est dans l'intervalle [0,08 - 0,1].

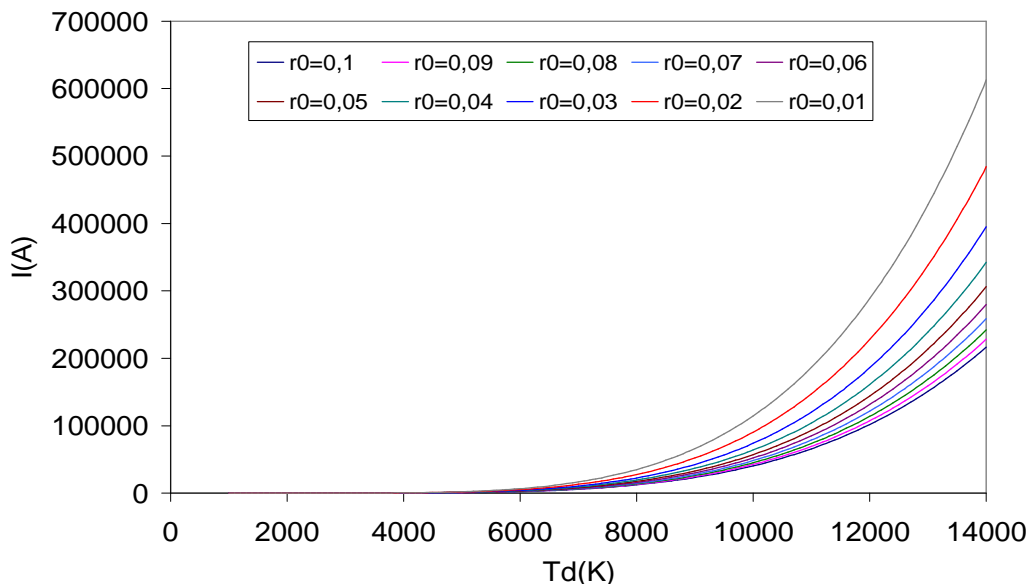


Figure IV.2. Courant en fonction de la température selon l'expression (IV.24).

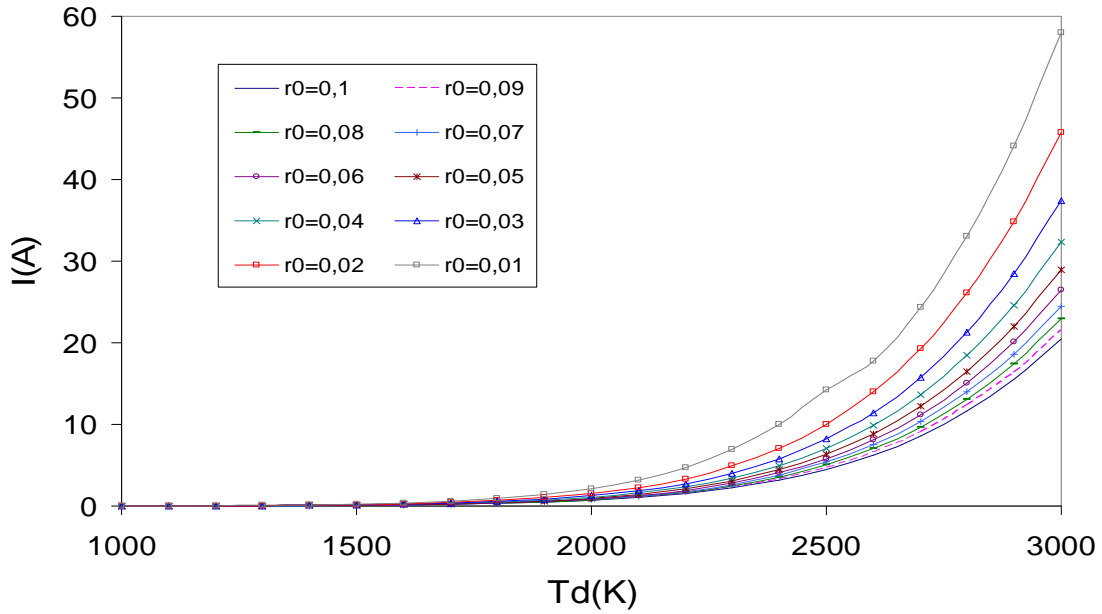


Figure IV.3. Courant en fonction de la température dans la gamme 1000K à 3000K.

### IV.3 Validation pour une tension continue

Pour valider notre modèle, nous nous basons sur les résultats de l'étude de l'influence de la constitution de la pollution sur les paramètres critiques en courant continu. Nous ferons nos calculs avec l'hypothèse que la colonne de la décharge contient principalement de la vapeur d'eau et de l'air.

#### IV.3.1 Validation pour une pollution à base de NaCl

Le modèle expérimental est le même que celui que nous avons présenté au chapitre III. Les figures IV.4 et IV.5 illustrent la confrontation des valeurs des courants et des tensions critiques calculés avec les paramètres dynamiques  $n$  et  $N$  en utilisant les relations (IV.31) et (IV.32) aux valeurs expérimentales. Comme on peut le voir, les tensions critiques et les courants critiques calculés sont proches de ceux mesurés dans les deux polarités. D'après nos calculs, la température de la décharge correspondant aux conditions critiques, varie entre 2000 K et 1600 K en polarité positive et de 2000 K à 1400 K en polarité négative.

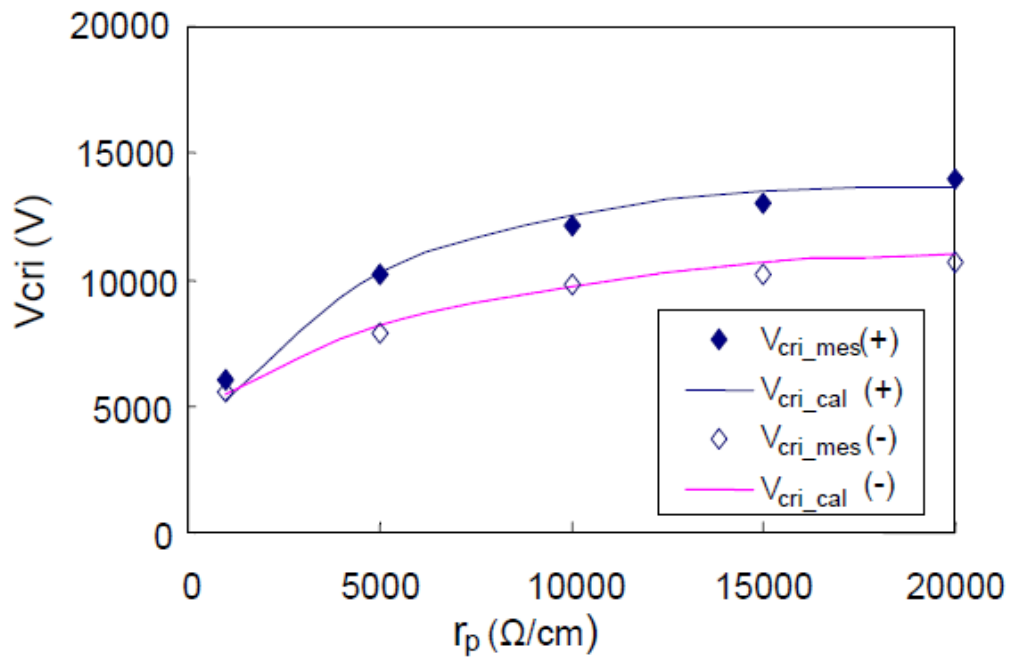


Figure IV.4. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des tensions critiques en fonction de la résistance linéique de la pollution dans les deux polarités.

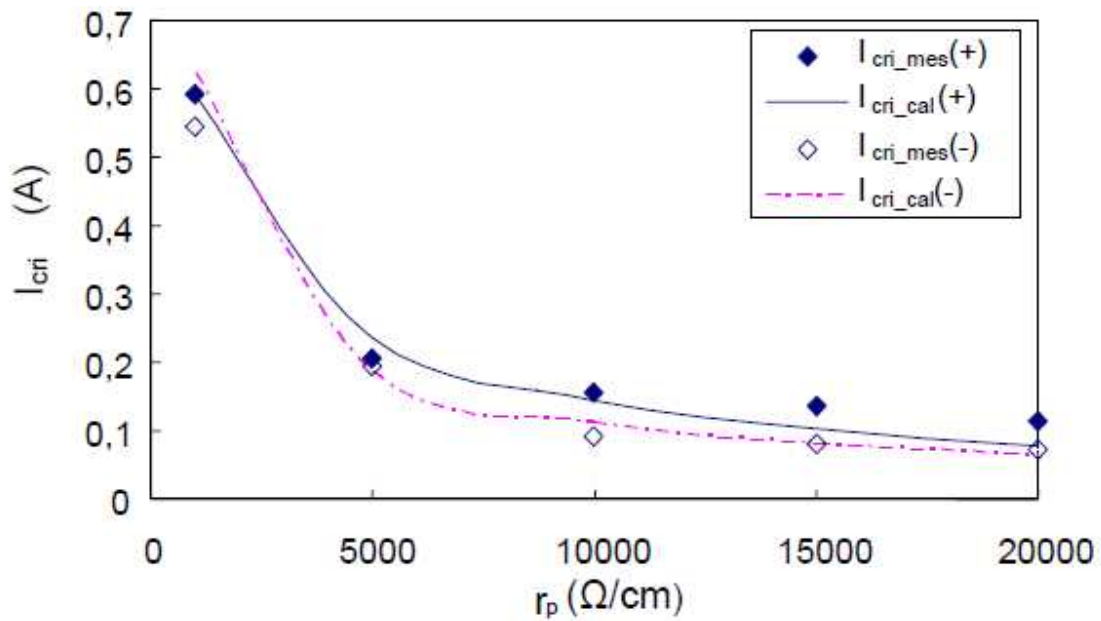


Figure IV.5. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des tensions critiques en fonction de la résistance linéique de la pollution dans les deux polarités.

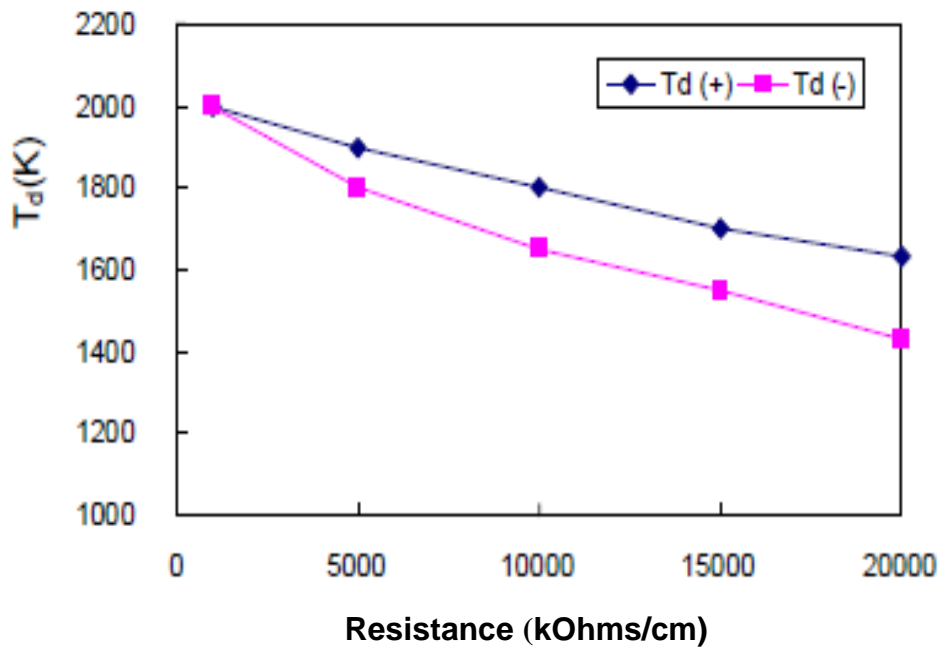


Figure IV.6. Variations de la température de la décharge en fonction de la résistance linéique de la pollution dans les deux polarités.

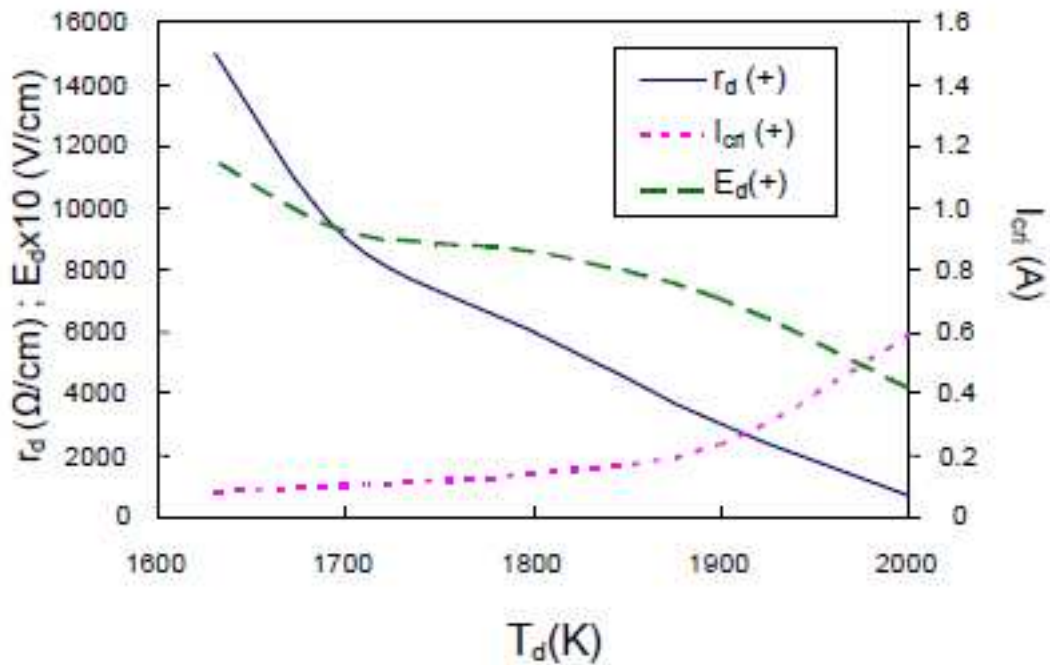


Figure IV.7. Variation du courant critique, de la résistance de la décharge et du champ électrique dans la colonne de décharge en fonction de la température en polarité positive.

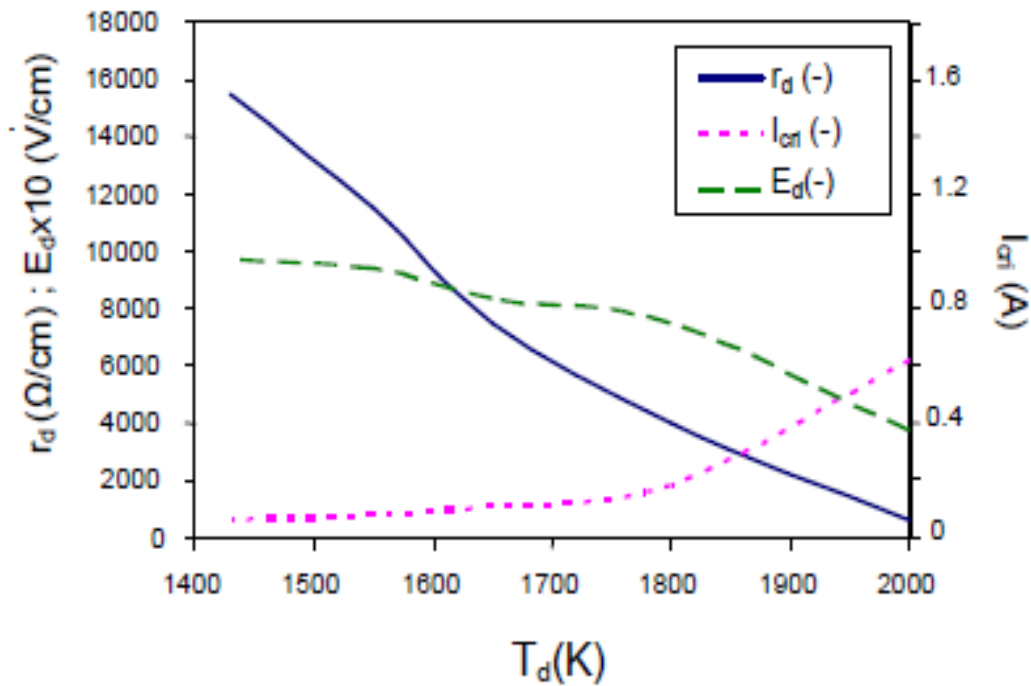


Figure IV.8. Variation du courant critique, de la résistance de la décharge et du champ électrique dans la colonne de décharge en fonction de la température en polarité négative.

### IV.3.2 Validation pour plusieurs types de pollution

Nous avons vu dans le chapitre précédent l'influence de la constitution de la pollution sur les paramètres du contournement. Nous nous proposons d'appliquer notre modèle aux différents types de pollution étudiés.

#### IV.3.2.1 Pollution avec matières insolubles

Les figures IV.9 à IV.12 illustrent la confrontation des résultats de calculs des tensions critiques et des courants critiques aux valeurs expérimentales en fonction de  $r_p$  et la masse de *DDNS* présente dans la pollution. D'après les figures IV.9 et IV.10, les tensions critiques calculées sont en accord avec celles mesurées dans les deux polarités. Quant aux courants critiques (Figures IV.11 et IV.12), nous constatons que les valeurs calculées sont proches des valeurs mesurées à partir de  $r_p = 6,125$  k $\Omega/cm$ , notamment en polarité négative. En-dessous de cette résistance, les résultats de



calculs sont décalés par rapport à ceux mesurés. A partir de là, nous avons tracé les variations de la température de la décharge correspondant aux conditions critiques dans la figure IV.13. Nous pouvons voir que la température de la décharge diminue avec l'augmentation de la résistance de la pollution et la quantité de *DDNS* présente dans cette dernière. Nous constatons également que les températures avec une pointe positive sont supérieures à celles avec une pointe négative.

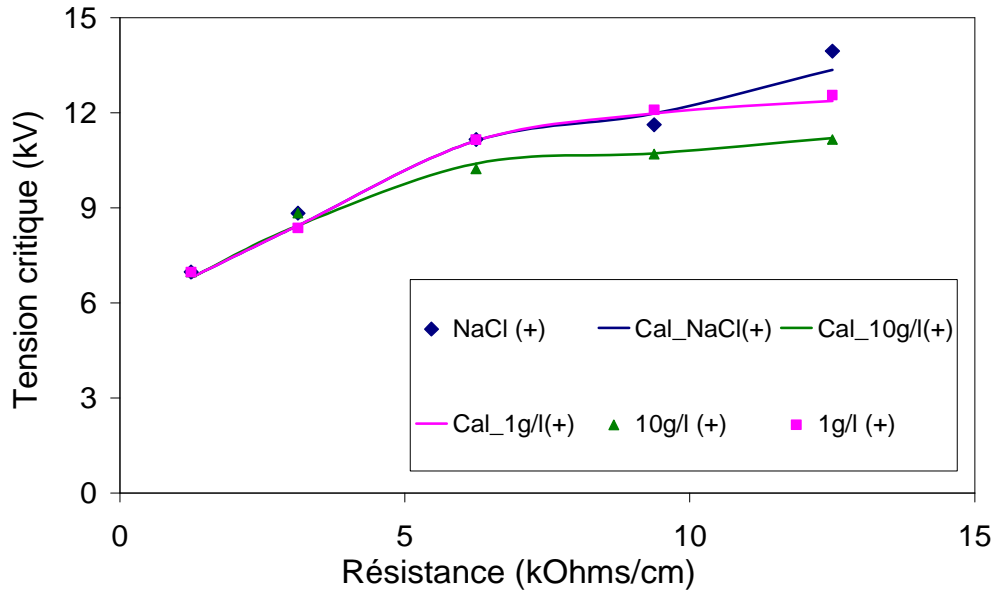


Figure IV.9. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des tensions critiques en fonction de la résistance linéique et la quantité de *DDNS* dans la pollution en polarité positive.

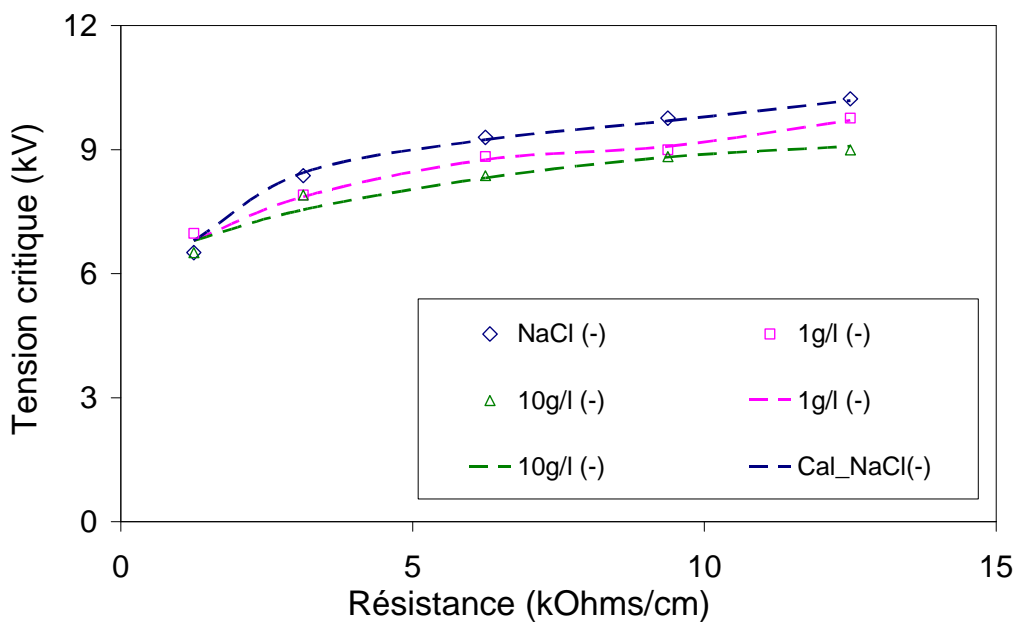


Figure IV.10. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des tensions critiques en fonction de la résistance linéique et la quantité de *DDNS* dans la pollution en polarité négative.

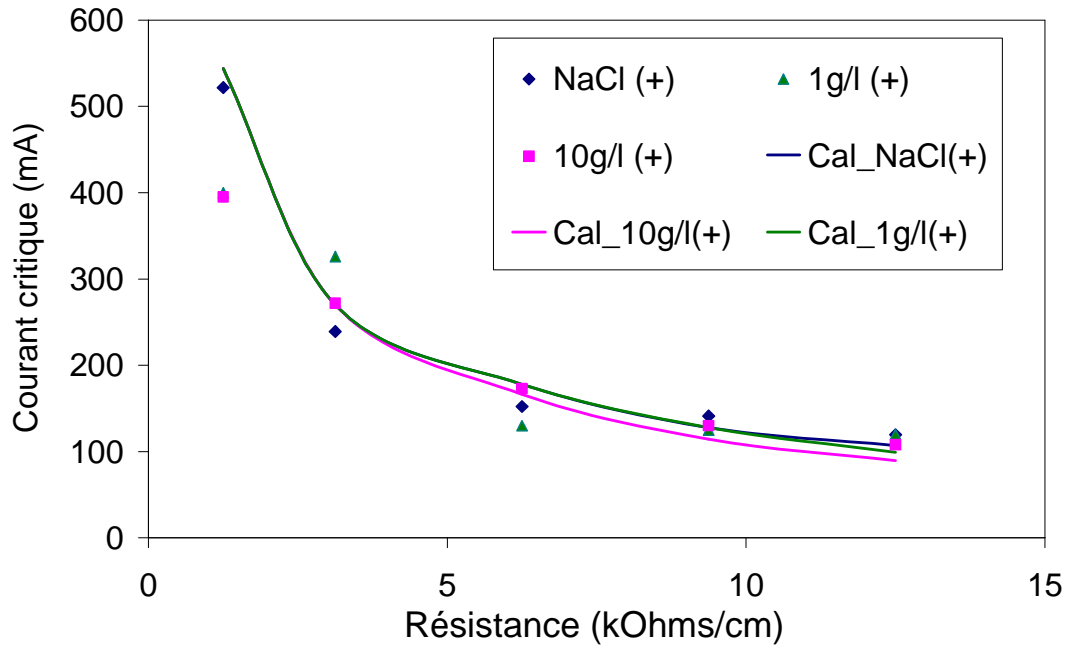


Figure IV.11. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des courants critiques en fonction de la résistance linéique et la quantité de DDNS dans la pollution en polarité positive.

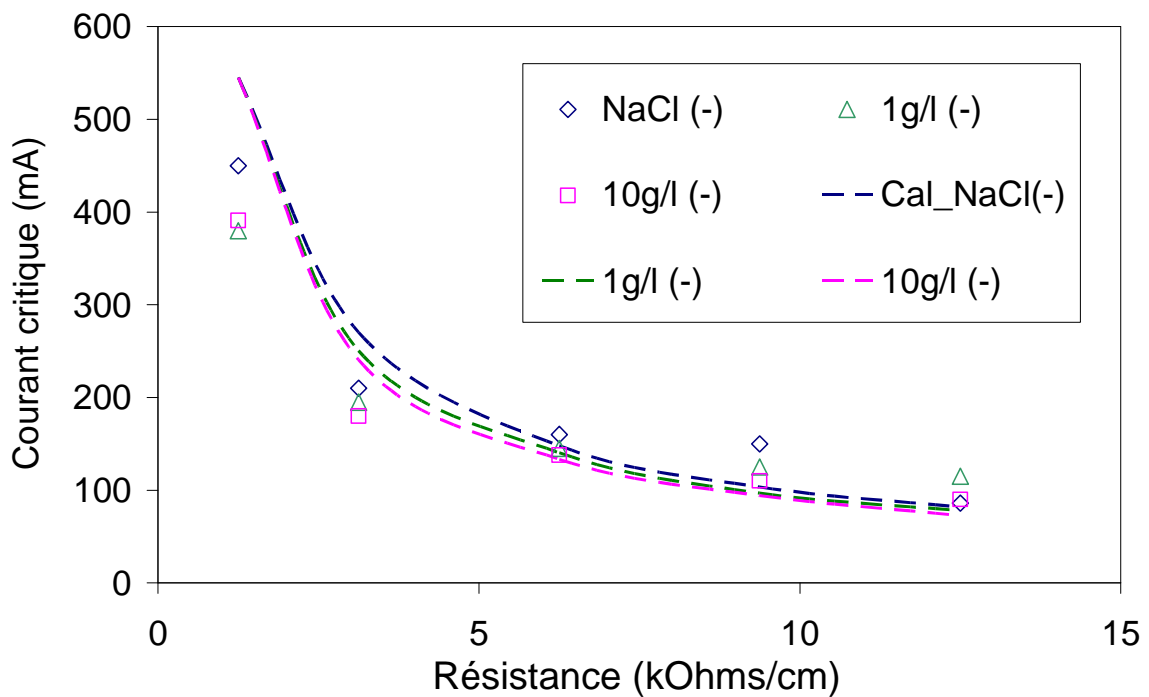


Figure IV.12. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des courants critiques en fonction de la résistance linéique et la quantité de DDNS dans la pollution en polarité négative.

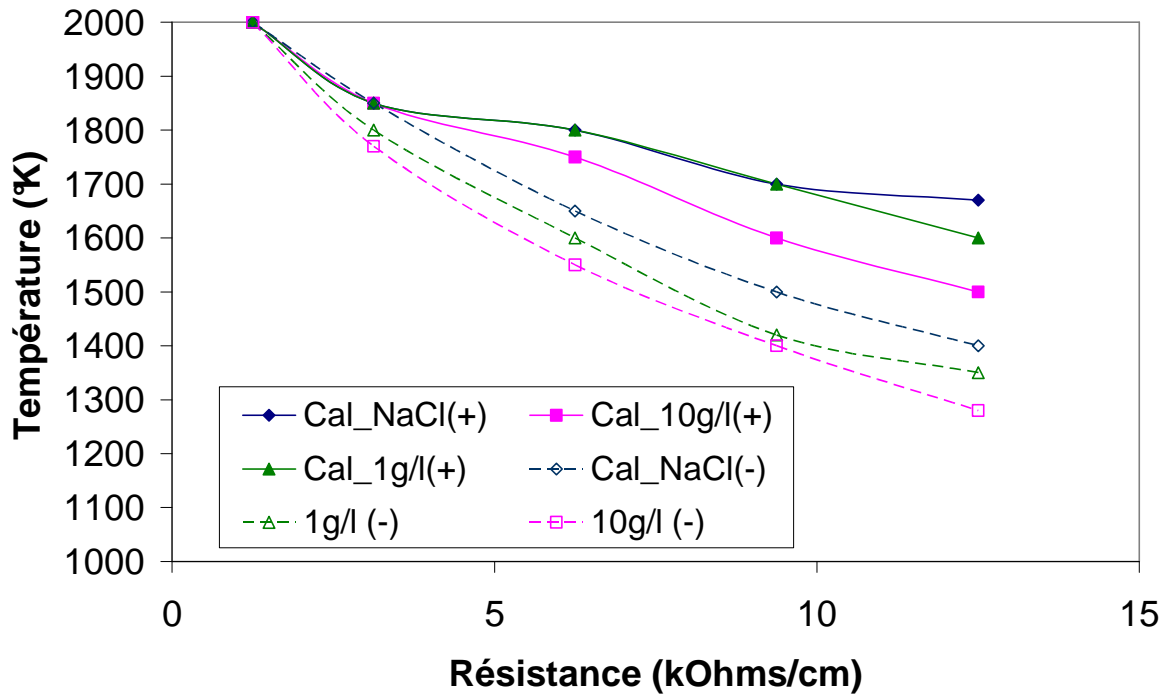


Figure IV.13. Variation de la température de la décharge en fonction de la résistance linéique et la quantité de DDNS dans la pollution dans les deux polarités.

#### IV.3.2.2 Pollution de type sels simples

Les figures IV.14 à IV.17 illustrent la confrontation des résultats de calculs des tensions critiques et des courants critiques aux valeurs expérimentales en fonction de  $r_p$  et le type de sel constituant la pollution.

D'après les figures IV.14 et IV.15, les tensions critiques calculées sont en accord avec celles mesurées dans les deux polarités. Quant aux courants critiques (Figures IV.16 et IV.17), nous constatons que les valeurs calculées s'accordent aux valeurs mesurées à partir de  $r_p = 6,125 \text{ k}\Omega/\text{cm}$ , notamment lorsque la polarité appliquée à la pointe est négative. Notons que d'après nos calculs, la température de la décharge varie de 1800 K à 2300K lorsque la pointe est positive et de 1600 K à 2100 K pour une pointe négative. Ces gammes de températures sont supérieures à celles trouvées précédemment pour le cas du NaCl (IV.3.1). Cela serait dû au changement de la longueur de l'isolateur ; dans le premier cas,  $L$  était de 10 cm et dans celui-ci de 7 cm.

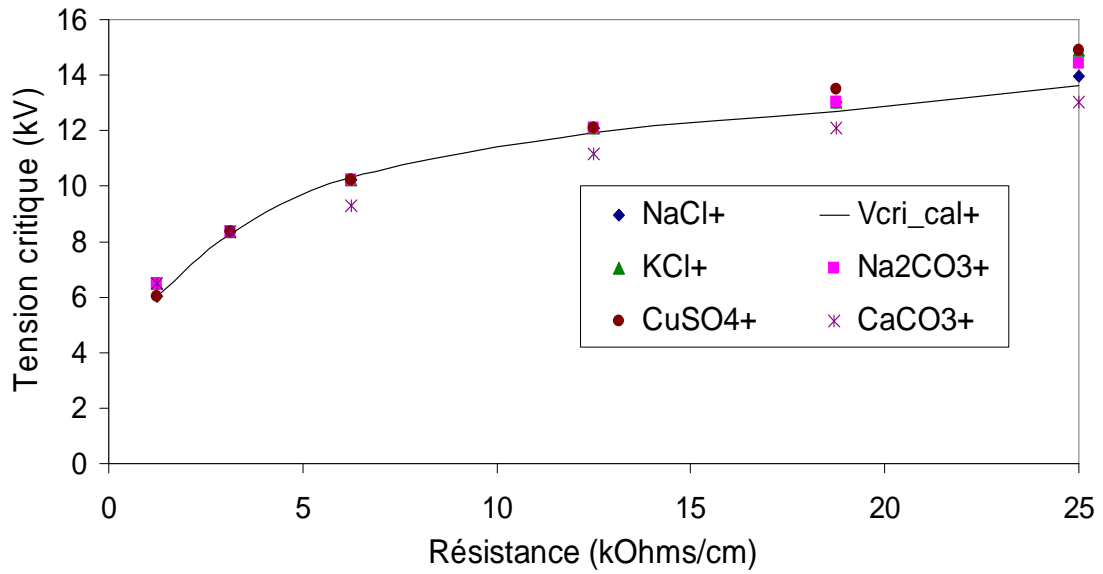


Figure IV.14. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des tensions critiques en fonction de la résistance linéique et le type de sel dans la pollution en polarité positive.

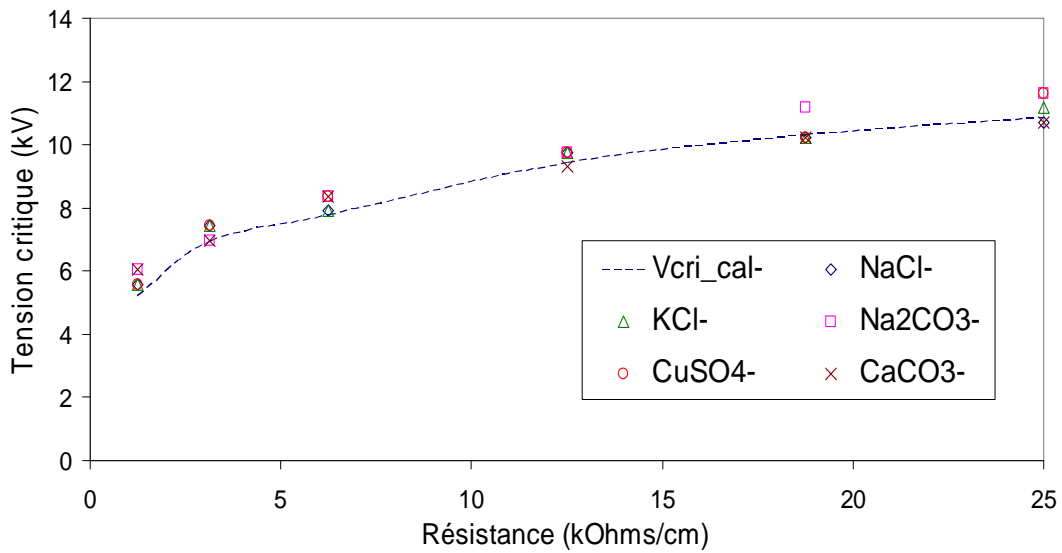


Figure IV.15. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des tensions critiques en fonction de la résistance linéique et le type de sel dans la pollution en polarité négative.

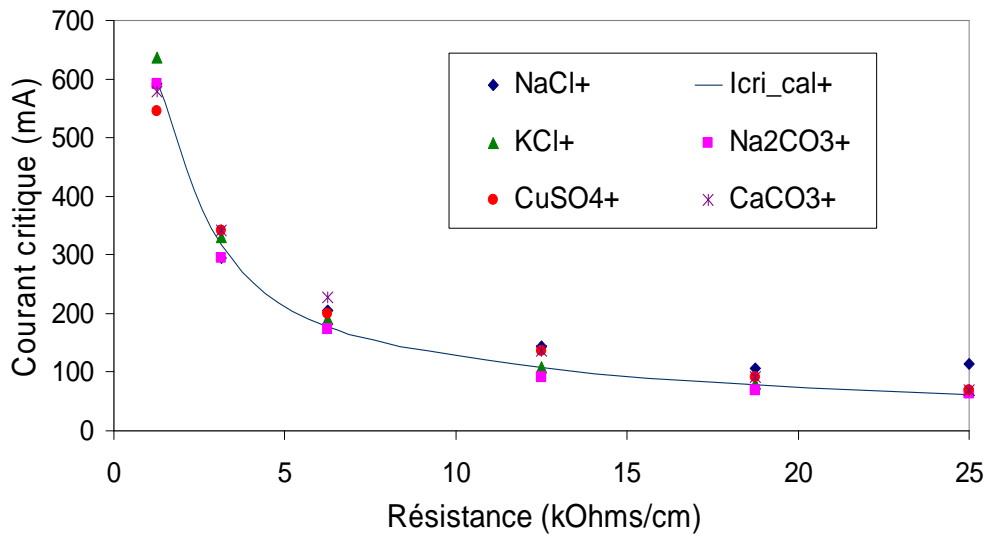


Figure IV.16. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des courants critiques en fonction de la résistance linéique et le type de sel dans la pollution en polarité positive.

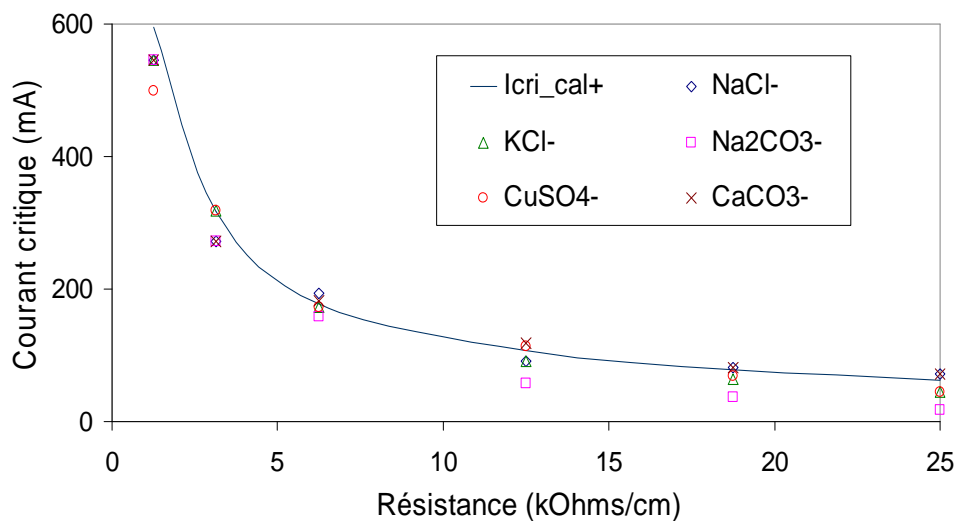


Figure IV.17. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des courants critiques en fonction de la résistance linéique et le type de sel dans la pollution en polarité négative.

### IV.3.2.3 Pollution de type mélanges de sels

Les figures IV.18 à IV.21 illustrent la confrontation des résultats des calculs des tensions critiques et des courants critiques aux valeurs expérimentales en fonction de  $r_p$  et des mélanges de sels présents dans la pollution. Les tensions critiques calculées sont en accord avec celles mesurées lorsque la polarité appliquée à la pointe est

positive (Figures IV.18 et IV.19). Dans le cas de la polarité négative, nous observons un léger décalage des valeurs calculées (1 kV) jusqu'à  $r_p = 6,25 \text{ k}\Omega/\text{cm}$ . Quant aux courants critiques (Figures IV.20 et IV.21), les valeurs calculées sont proches des valeurs mesurées à partir de  $r_p = 6,125 \text{ k}\Omega/\text{cm}$  notamment en polarité négative. Comme pour le paragraphe précédent, la température de la décharge varie de 1800 K à 2300 K en polarité positive et de 1600 K à 2100 K en polarité négative.

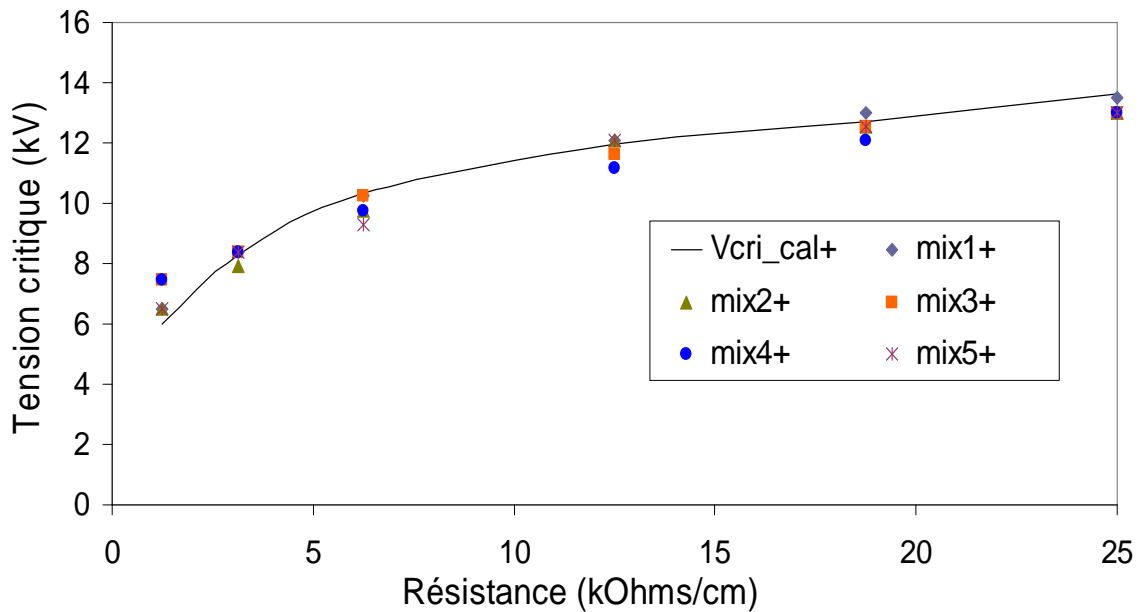


Figure IV.18. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des tensions critiques en fonction de la résistance linéique et le type de mixture dans la pollution en polarité positive.

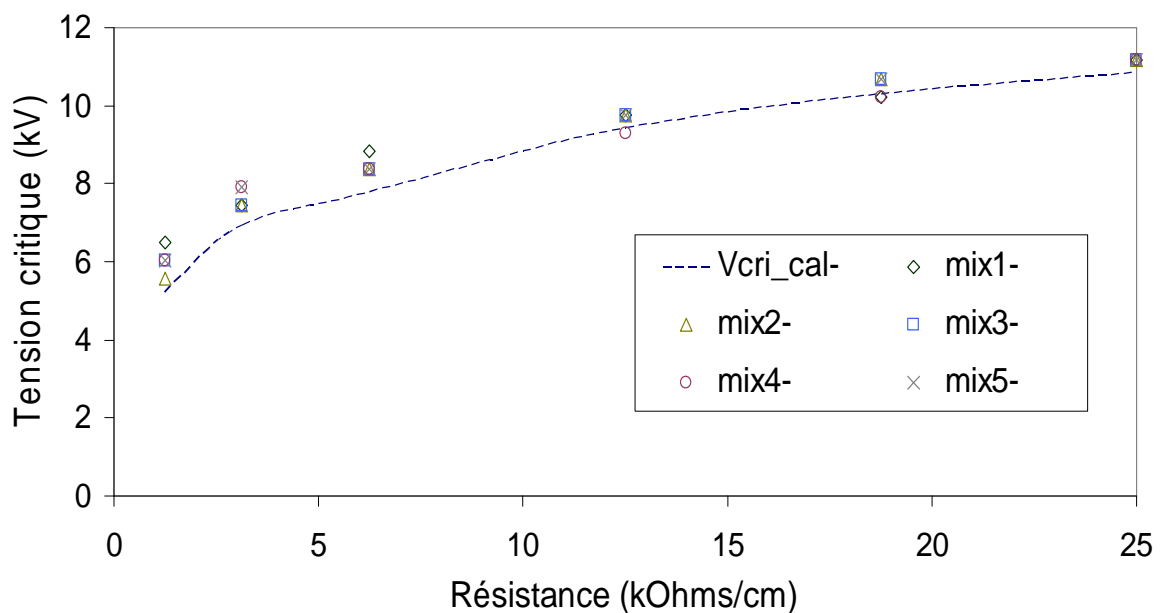


Figure IV.19. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des tensions critiques en fonction de la résistance linéique et le type de mixture dans la pollution en polarité négative.

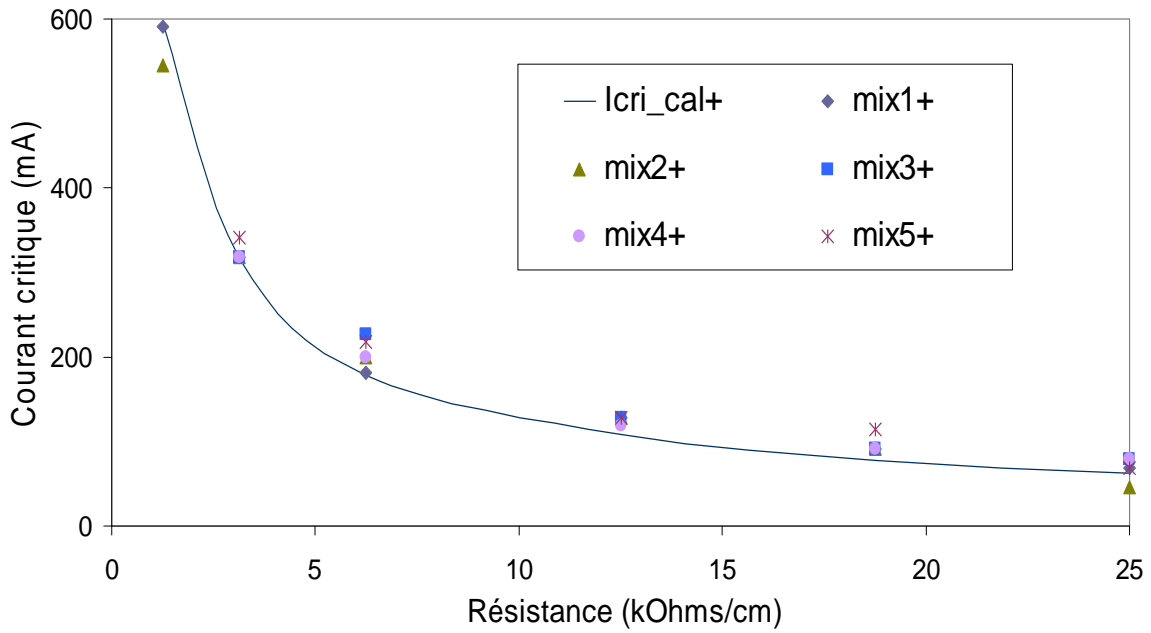


Figure IV.20. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des courants critiques en fonction de la résistance linéique et le type de mixture dans la pollution en polarité positive.

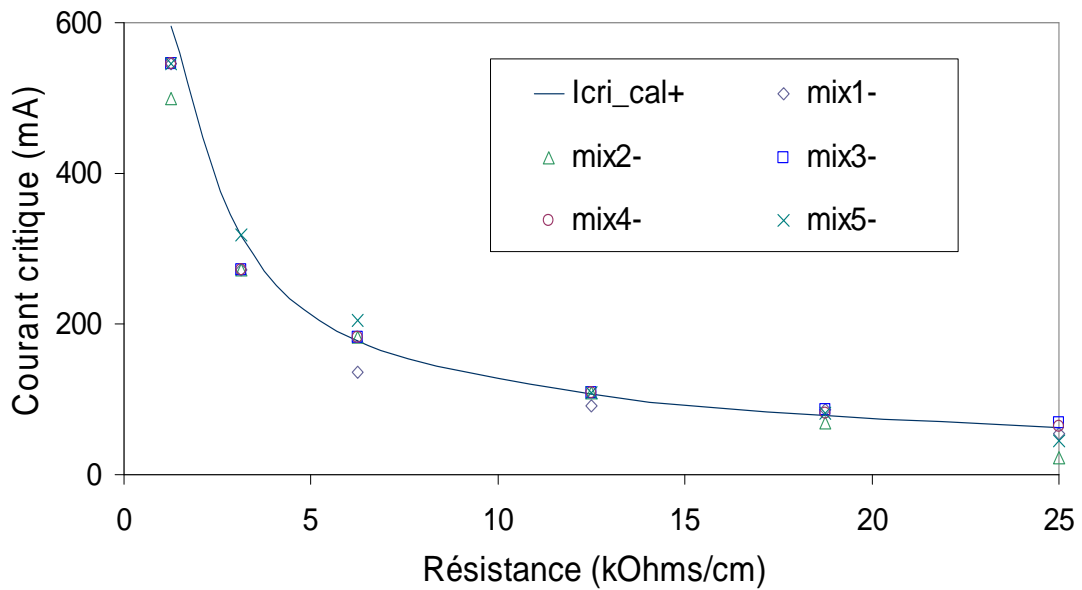


Figure IV.21. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des courants critiques en fonction de la résistance linéique et le type de mixture dans la pollution en polarité négative.

A la lumière de ces résultats, nous pouvons dire que notre modèle s'accorde bien à l'étude du contournement sous tension continue. L'hypothèse que la colonne de la décharge ne contient principalement que de la vapeur d'eau et de l'air donne

satisfaction. L'effet des matières insolubles est traduit par un changement de la température de fonctionnement de la décharge. Cette dernière diminue avec la résistance linéique de la pollution et la quantité de *DDNS* présente dans la pollution. Quant aux sels et mixtures de sels, les résultats nous ont montré que l'effet du transfert d'ions métalliques dans la colonne de la décharge n'a pas une influence notable en particulier sur les tensions critiques de contournement. Ainsi l'hypothèse que la colonne de la décharge ne contient que de l'air et de la vapeur d'eau est une bonne approximation des conditions critiques. En conclusion, les variations des paramètres  $n$  et  $N$  en fonction de la température de la décharge et des éléments du circuit électrique équivalent traduisent physiquement l'influence de la constitution de la pollution.

#### **IV.4. Validation pour une tension alternative**

Pour la validation de notre modèle sous tension alternative, nous avons comparé nos calculs aux résultats de mesures effectuées par Zmajkovic [29] et Mahi [30]. Le dispositif expérimental utilisé par ces deux chercheurs est identique à celui que nous avons utilisé pour la validation en courant continu avec un modèle d'isolateur de type rainure étroite avec  $L=10$  cm, une épaisseur  $e_p=40$  mm et une largeur  $b=2$  cm.

Les valeurs des tensions critiques calculées avec les relations (IV.30) que nous avons établies sont proches des valeurs expérimentales (Figure IV.22). Par contre, les valeurs calculées avec les expressions empiriques pour des valeurs de  $n$  et  $N$  statiques [26, 40, 48, 62], sont éloignées de celles mesurées, excepté pour le couple  $n=360$  et  $N=0,59$  proposées par Ghosh et Chatterje [40]. Quant aux courants critiques calculés avec l'expression (IV.29) que nous avons établies, ils sont plus proches des valeurs mesurées que celles calculées pour différentes valeurs de  $n$  et  $N$ . (Figure IV.23).



D'après nos calculs, la température de la décharge correspondant aux conditions critiques varie entre 2000 K et 1670 K. Cette gamme de température est presque identique à celle que nous avons trouvée dans le cas du courant continu en polarité positive. La figure IV.24 illustre la dépendance de la température de la décharge en fonction de la résistance de la pollution. Nous remarquons que la température diminue avec l'augmentation de la résistance de la pollution, ce qui est une conséquence de l'affaiblissement de l'émission électronique à partir de l'électrolyte et donc du refroidissement de la décharge.

La figure IV.25 montre les variations de la résistance de la décharge, du gradient (champ) électrique dans la décharge et du courant en fonction de la température. On remarque que le courant augmente avec la température de la décharge, tandis que le gradient électrique et la résistance de la décharge diminuent. Ce résultat traduit le phénomène de thermalisation progressif de la décharge. En effet, plus l'émission électronique augmente, plus la densité d'électrons émis augmente et plus la température de la décharge augmente.

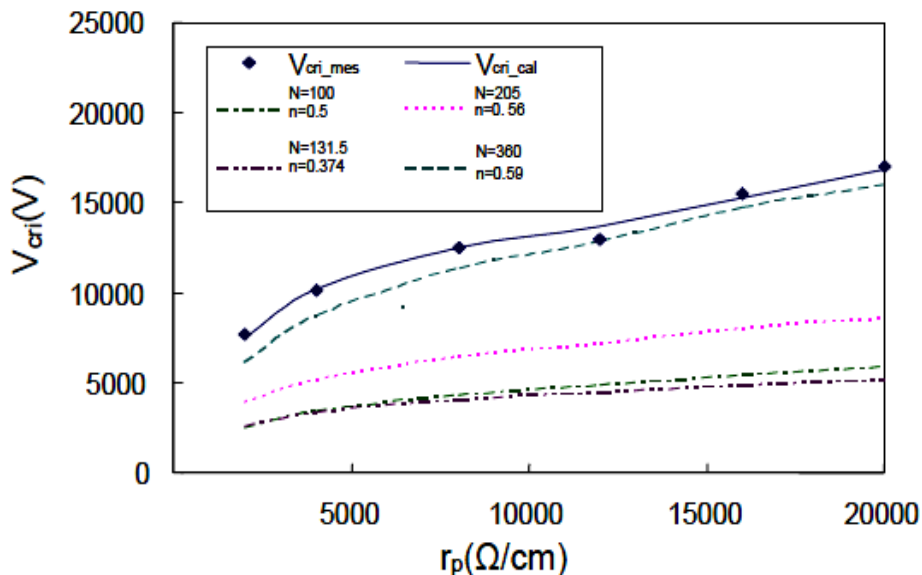


Figure IV.22. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des tensions critiques en fonction de la résistance linéique de la pollution en CA.

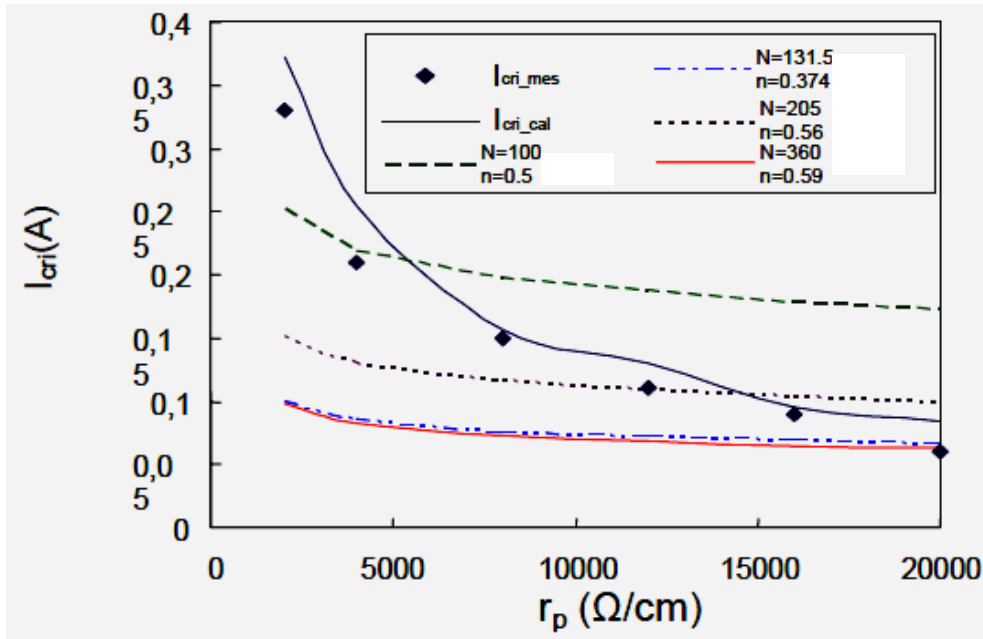


Figure IV.23. Comparaison entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées des courants critiques en fonction de la résistance linéique de la pollution en CA.

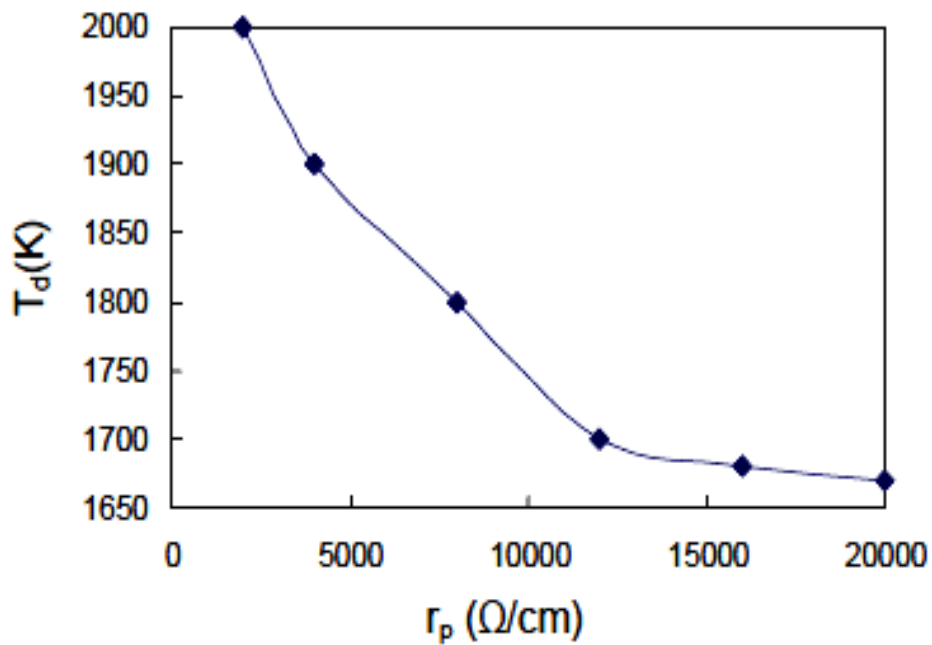


Figure IV.24. Variations de la température de la décharge en fonction de la résistance linéique.

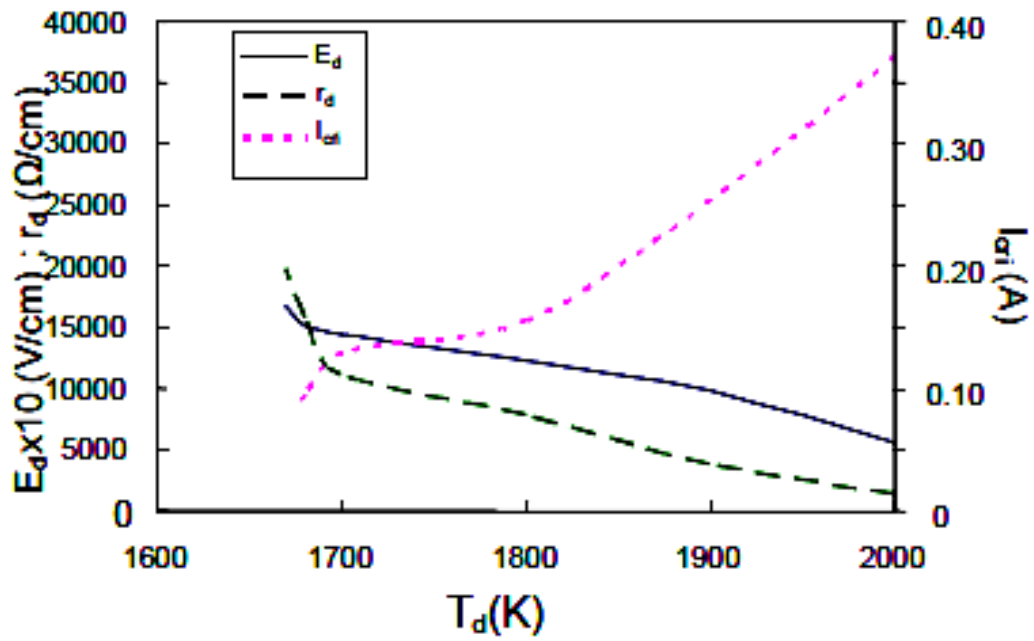


Figure IV.25. Variations du courant critique, du champ électrique et de la résistance de la décharge en fonction de la température.

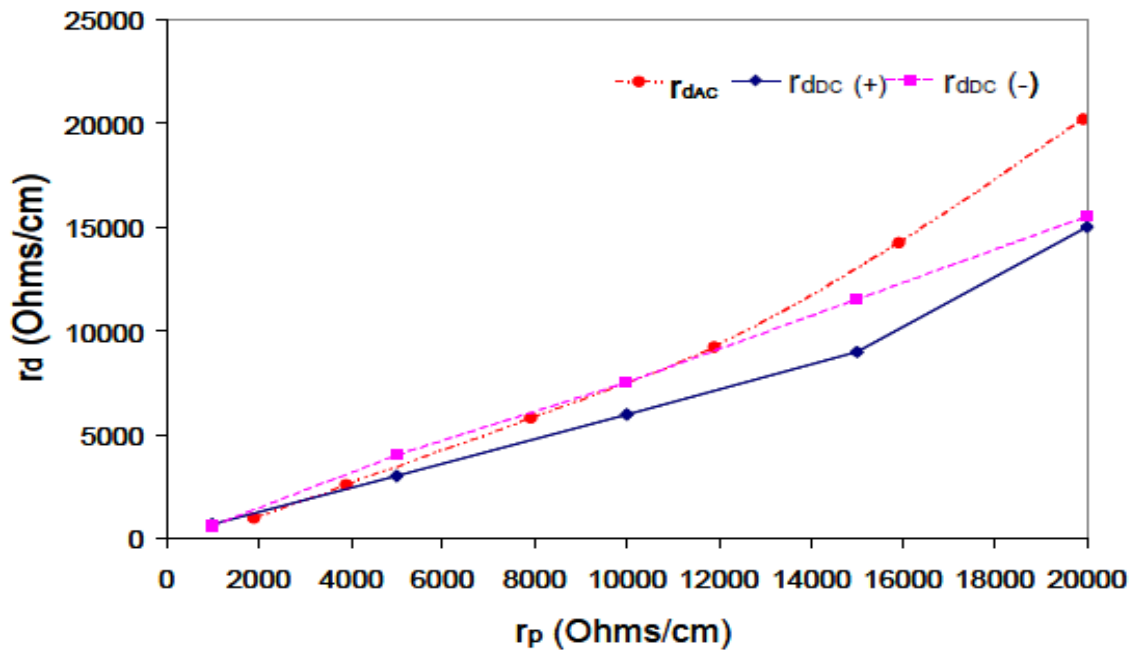


Figure IV.26. Variations de la résistance de la décharge en fonction de la résistance linéique en fonction de la forme d'onde de tension et de la polarité appliquée.

Le rapport  $k$  pour les types de tensions étudiées dépend de la forme d'onde de tension et de la polarité de l'électrode HT (Figure IV.26).

## IV.5. Validation pour une onde de choc de foudre

D'une manière générale, le comportement d'un liquide soumis à une certaine forme de tension peut être appréhendé en considérant le temps caractéristique (temps de relaxation) de conduction, qui permet de séparer le comportement capacitif du comportement résistif. Dans le cas d'une onde de choc, la fréquence est de l'ordre du Mégahertz (hautes fréquences) et les phénomènes physiques accompagnants ce type d'onde sont très rapides. Dans notre cas, les temps de relaxation du liquide sont supérieurs aux temps de montée et de descente de l'onde tension de choc qui sont respectivement  $1,2 \mu\text{s}$  et  $50 \mu\text{s}$ . Par conséquent, on peut considérer que la couche de pollution présente un comportement résistif pour les hautes fréquences et que les conditions critiques du contournement sous tension de choc peuvent être décrites par les relations (IV.31) et (IV.32).

Le dispositif expérimental utilisé est le même que celui présenté au chapitre II. Le modèle d'isolateur est un canal rectangulaire en verre transparent. L'épaisseur de la couche de pollution est prise égale à 4 mm, la largeur de l'isolateur est égale à 50mm et la longueur de fuite est de 120 mm.

### IV.5.1 Tensions critiques et courants critiques

Les figures IV.27 et IV.28 illustrent la confrontation des valeurs calculées de la tension critique et du courant critique dans les deux polarités en utilisant les relations (IV.2), (IV.3), (IV.31) et (IV.32) à celles mesurées en fonction de la résistance linéaire de la pollution dans les deux polarités. Nous avons choisi trois valeurs de  $n$  et  $N$  dans la relation IV.3 ;  $360/0,59 - 530/0,24$  et  $76/0,63$  [20, 21, 40]. La première observation que l'on peut faire est que les tensions critiques de contournement sont supérieures à celles observées en courant continu et en courant alternatif. Quant aux courants critiques, on constate qu'ils sont inférieurs à ceux observés en courant continu et en courant alternatif. Cette dernière observation nous amène à dire que l'émission des

porteurs de charges en tension de choc de foudre est inférieure à celle en courant continu et en courant alternatif. Il s'en suit que le claquage se ferait beaucoup plus dans l'air. D'après la figure IV.27, les valeurs des tensions critiques calculées en utilisant l'expression analytique (IV.31) sont très proches des valeurs mesurées. Par contre, les tensions critiques calculées avec l'expression (IV.3) pour les valeurs empiriques des constantes de la décharge  $n$  et  $N$  sont inférieures aux tensions critiques mesurées.

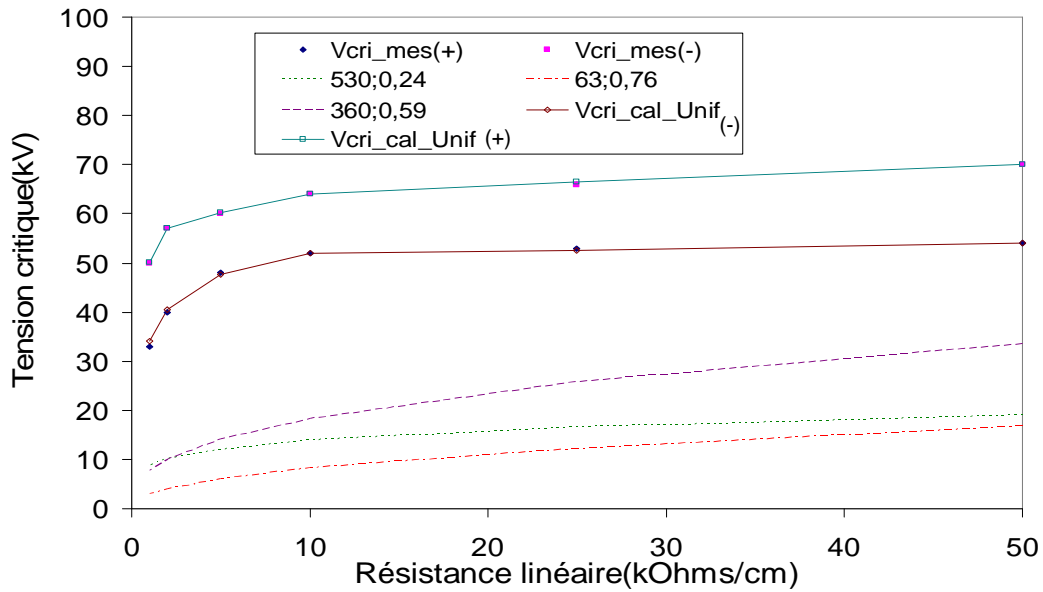


Figure IV.27. Tensions critiques mesurées et calculées en fonction de la résistance linéique dans les deux polarités.

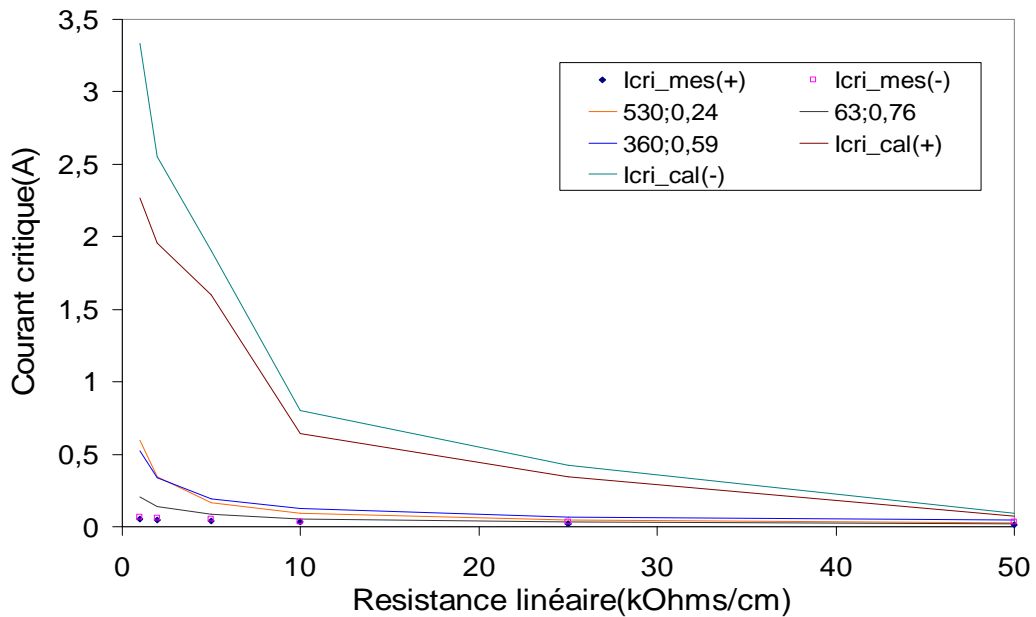


Figure IV.28. Courants critiques mesurés et calculés en fonction de la résistance linéique dans les deux polarités.

Les courants calculés sont beaucoup plus importants que les courants mesurés quelle que soit l'expression utilisée (Figure IV.28). Le rapport entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées du courant critique est donné dans les tableaux IV.1 et IV.2.

Table IV-1. Comparaison du rapport entre les courants critiques calculés et mesurés en polarité négative.

$\rho_p$ (k $\Omega$ /cm)	Modèle analytique (-)	N=360 n=0,59 (-)	N=530 n=0,24 (-)	N=63 n=0,76 (-)
50	3,1137	1,4972	0,8519	0,7505
25	13,1375	2,1372	1,3753	1,0272
10	22,8703	3,5314	2,6738	1,6053
5	38,0348	3,8227	3,2733	1,6661
2	43,9655	5,8639	5,9081	2,4173
1	49,0814	7,7346	8,8132	3,0570

Table IV-2. Comparaison du rapport entre les courants critiques calculés et mesurés en polarité positive.

$\rho_p$ (k $\Omega$ /cm)	Modèle analytique (+)	N=360 n=0,59 (+)	N=530 n=0,24 (+)	N=63 n=0,76 (+)
50	4,8036	2,9945	1,7038	1,5010
25	15,7774	3,1573	2,0316	1,5174
10	18,2912	3,5314	2,6738	1,6053
5	40,0070	4,7784	4,0916	2,0826
2	43,4444	7,5580	7,6149	3,1157
1	45,3907	10,5190	11,9859	4,1575

Il ressort de ces résultats, que le courant ne pénètre pas complètement la couche de pollution contrairement à ce qui est admis. En effet, le calcul des paramètres critiques supposent que le courant pénètre totalement la section de la couche de pollution ce qui laisse croire que tous les ions dans l'électrolyte contribuent à la conduction. Dans le cas d'une onde de choc (hautes fréquences), le phénomène de

conduction ressemblerait à celui de l'effet de peau dans les conducteurs et les diélectriques solides [166] où l'on trouve que la conduction se localise beaucoup plus à la surface du matériau. Cette hypothèse a été utilisée par Dhahbi et Beroual [132] puis par Kimbakala [53] dans leurs calculs. Il ressort de leurs études que seule une portion de la couche de pollution participe à la conduction et que le phénomène de claquage a lieu pratiquement dans l'air. Cette hypothèse est renforcée par la série d'expériences sur un isolateur disque que nous avons présenté au chapitre II. Nous avons trouvé que pour des résistances linéiques identiques et des épaisseurs différentes, les tensions de contournement ne sont pas les mêmes. Notons que ce résultat a été également trouvé par Hadi [14] en courant continu.

Partant de cette hypothèse, nous avons recalculés les tensions critiques et les courants critiques pour chaque configuration dans les deux polarités en supposant que l'épaisseur effective de la pollution représente une petite part (inférieure à 10%) de la section totale. Les figures IV.29 et IV.30 illustrent les valeurs calculées des tensions critiques et des courants critiques en utilisant les relations (IV.2), (IV.3), (IV.31) et (IV.32) les valeurs mesurées en fonction de la résistivité de la pollution dans les deux polarités. On remarque que les valeurs calculées basées sur les relations (IV.31) et (IV.32) sont très proches des valeurs mesurées. L'utilisation des expressions (IV.2) et (IV.3) montrent que le choix de  $n = 0,59$  et  $N = 360$  donne des résultats proches des valeurs expérimentales. A partir de là, nous avons tracé la variation de l'épaisseur effective de la couche de pollution en fonction de sa résistivité dans la figure IV.31. L'épaisseur est proportionnelle à la résistivité de la pollution dans les deux polarités ; elle augmente avec la résistivité de la pollution. Et la résistance effective est supérieure à la résistance linéique de la pollution quelle que soit la polarité appliquée à l'électrode HT (Figures IV.32 et IV.33).

La figure IV.34 présente les variations de la température de la décharge en fonction de la résistivité de la pollution pour les deux polarités appliquée à l'électrode pointe. Nous remarquons qu'elle diminue avec l'accroissement de la

résistivité comme en courant continu et en courant alternatif. Les températures de fonctionnement de la décharge sont plus importantes que celles en courant continu et en courant alternatif. Cela est dû à l'amplitude de la tension nécessaire pour avoir un contournement. Les températures de fonctionnement de la décharge en polarité positive sont inférieures à celles en polarité négative contrairement au cas du courant continu. En effet, en polarité positive, la température varie de 1700 K à 2800 K, alors qu'en polarité négative, la température varie de 1900 K à 2900 K.

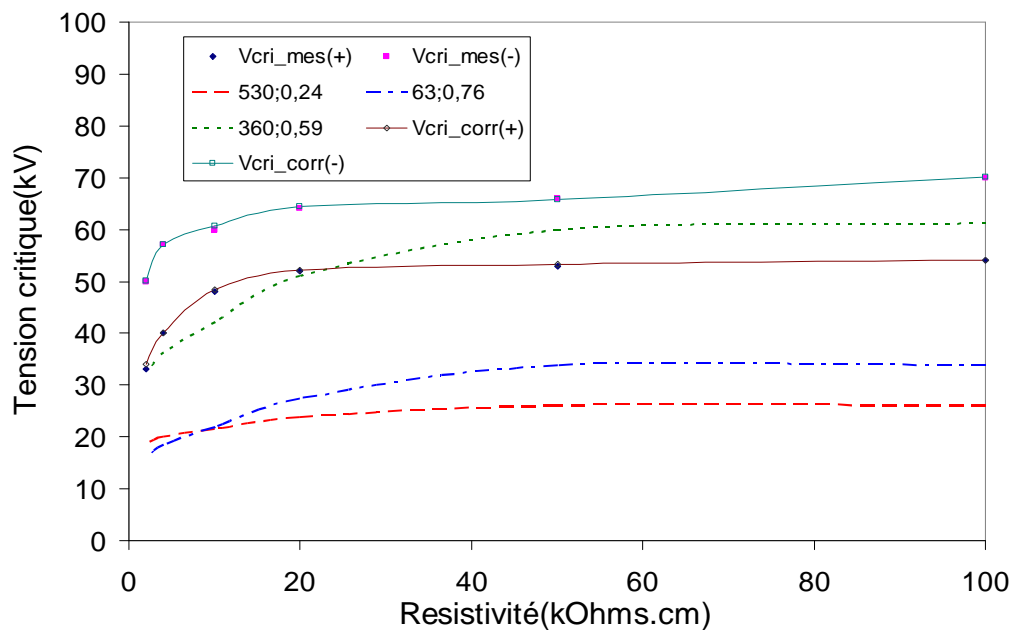


Figure IV.29. Tensions critiques mesurées et corrigées en fonction de la résistance linéique dans les deux polarités.

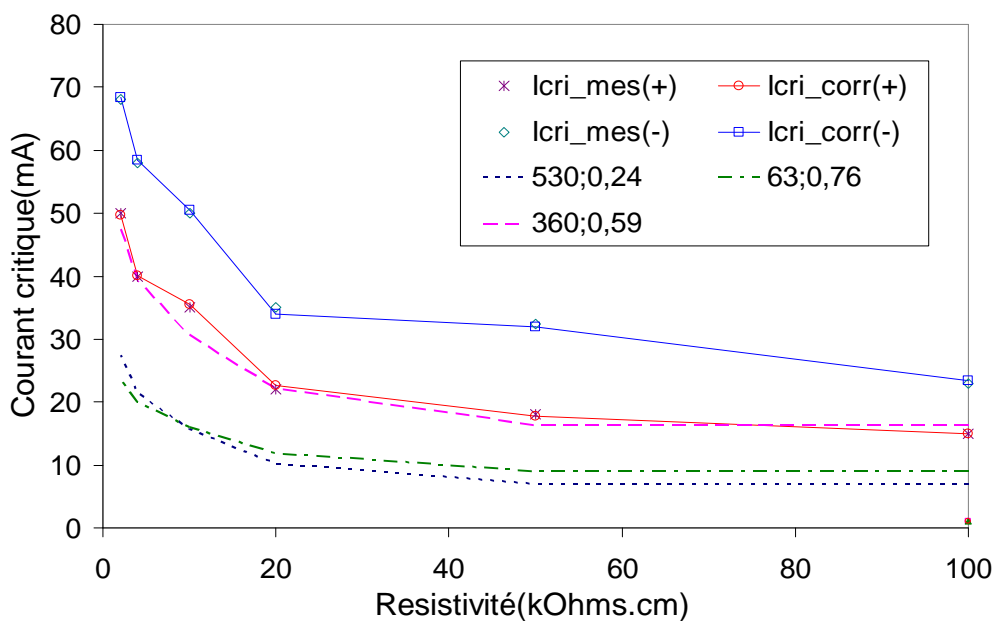


Figure IV.30. Courants critiques mesurés et corrigés en fonction de la résistance linéique dans les deux polarités.



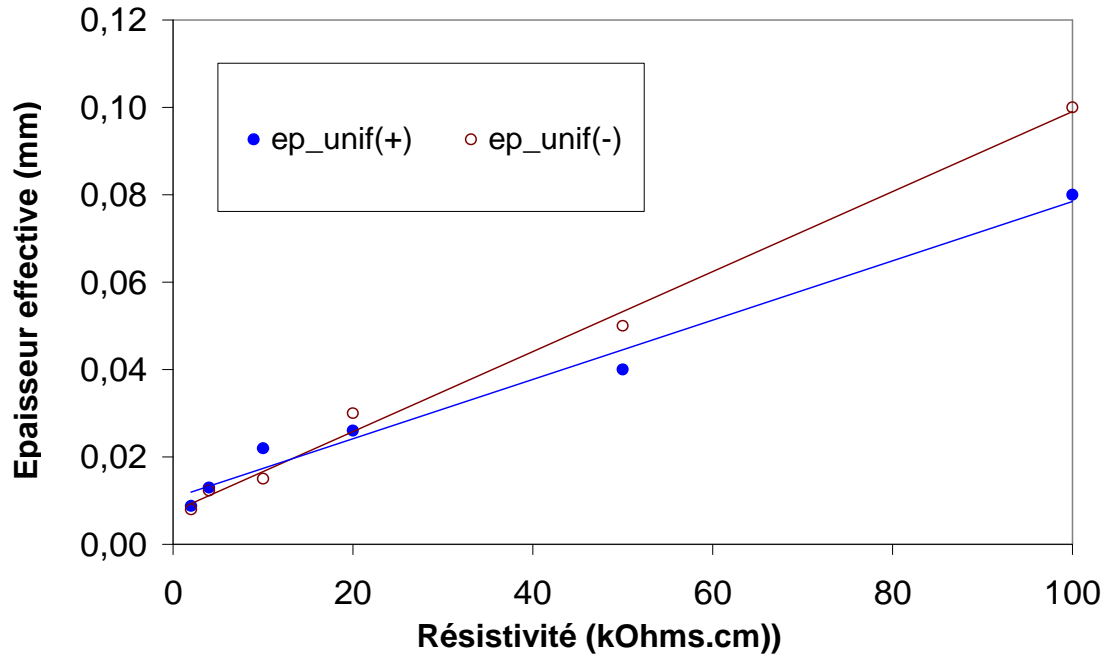


Figure IV.31. Variation de l'épaisseur effective en fonction de la résistivité de la pollution dans les deux polarités.

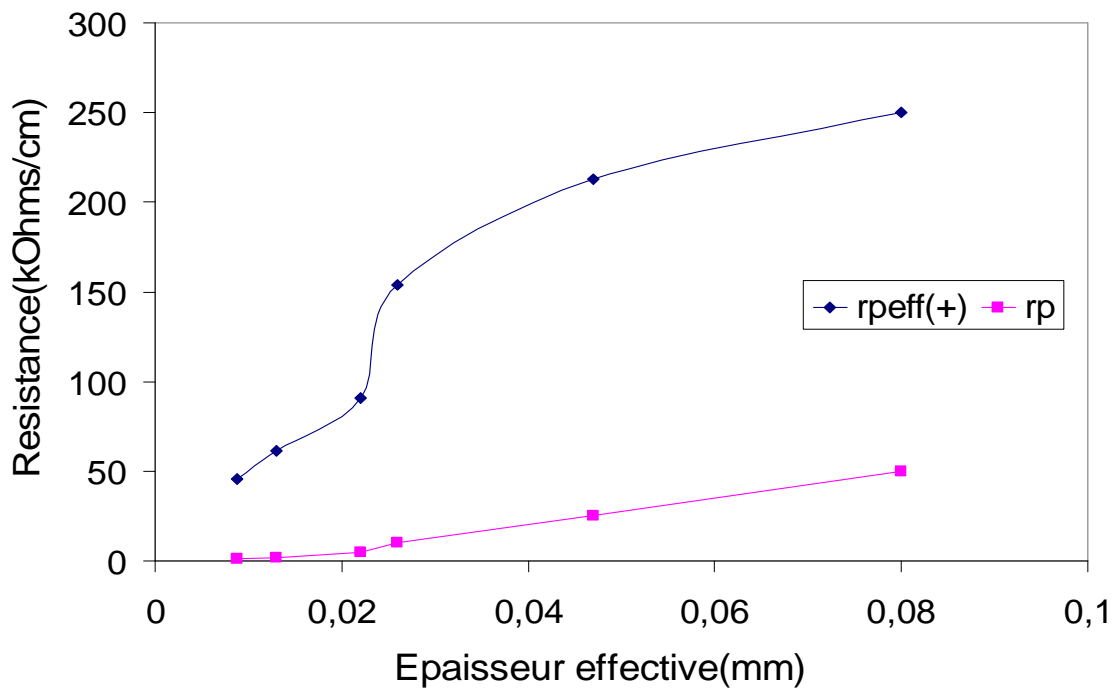


Figure IV.32. Résistance effective en fonction de l'épaisseur effective de la pollution sous polarité positive.

Le courant critique augmente avec la température tandis que la résistance diminue (Figures IV.35 et IV.36). On pourrait donc penser à une thermalisation progressive de la décharge : plus la température de la décharge augmente, plus l'émission des porteurs de charges augmente.

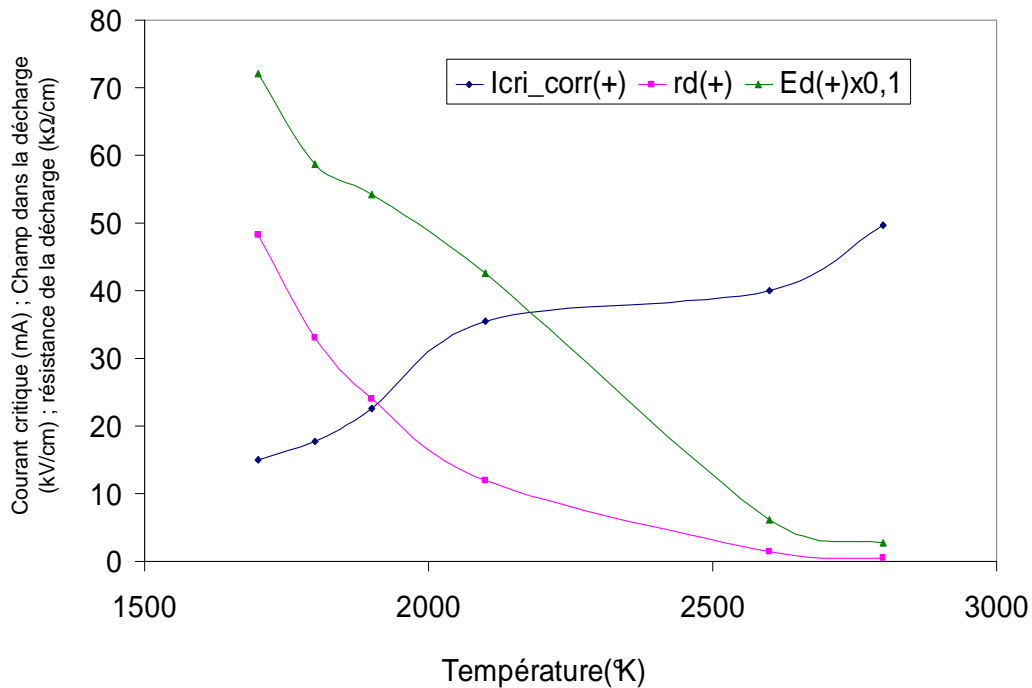


Figure IV.33. Variations du courant critique, du champ électrique et de la résistance de la décharge en fonction de la température pour la polarité positive.

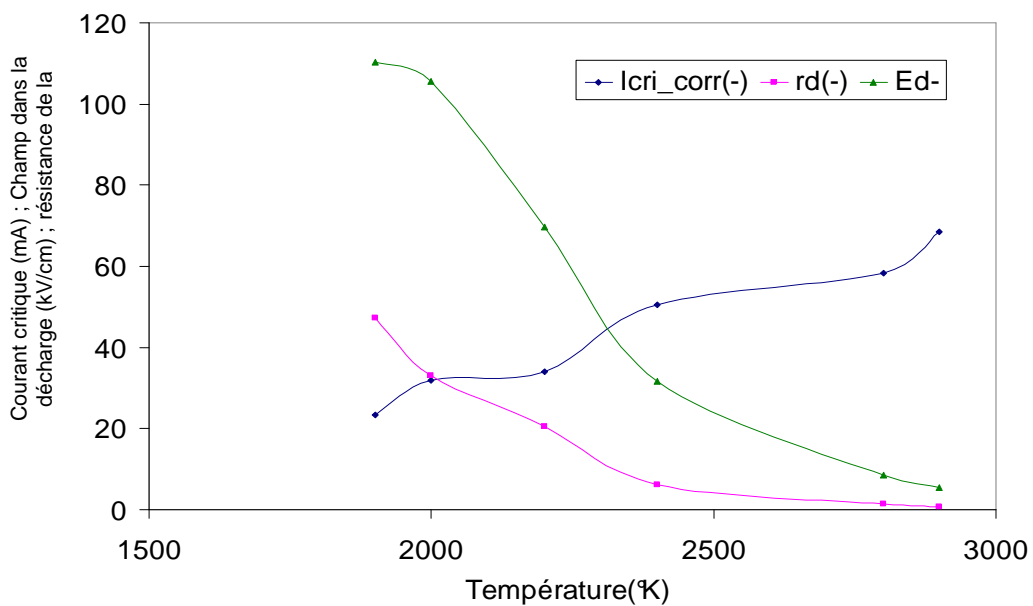


Figure IV.34. Variations du courant critique, du champ électrique et de la résistance de la décharge en fonction de la température pour la polarité négative.

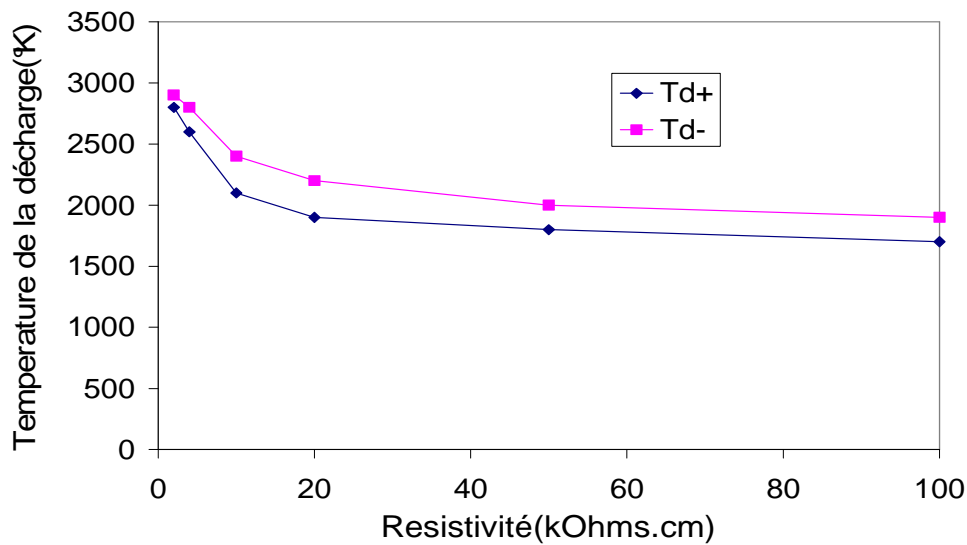


Figure IV.35. Variation de la température de la décharge en fonction de la résistivité de la pollution pour les deux polarités.

Ainsi, le modèle analytique que nous proposons donne de bons résultats sous tension de choc de foudre. Les calculs font ressortir que l'épaisseur de la couche de pollution intervenant dans le phénomène est inférieure à plus de 10% de l'épaisseur totale. Cette épaisseur, dite *effective*, varie avec la résistivité de la pollution et la polarité appliquée. Et la température de la décharge est plus élevée que celle déduite pour les cas du continu et de l'alternatif.

## IV.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons établi des relations analytiques ainsi que les conditions critiques du contournement, que nous avons validé expérimentalement. Le modèle que nous avons élaboré montre que les constantes de la décharge  $n$  et  $N$  ne sont pas statiques mais se présentent comme étant des paramètres dynamiques. Les paramètres  $n$  et  $N$  dépendent des éléments du circuit électrique équivalent du système constitué de la décharge et le dépôt de pollution et des propriétés thermiques de la décharge.

Nous avons validé notre modèle dans le cas du courant continu en se basant sur les résultats du chapitre III pour une pollution à base de chlorure de sodium. Les paramètres critiques calculés sont en bon accord avec ceux mesurés. Les calculs montrent également que la température de la décharge correspondant aux conditions critiques, varie entre de 1600 K à 2000 K en polarité positive et de 1430 K à 2000 K en polarité négative.

L'application du modèle pour plusieurs types de pollution donne de bons résultats. Pour le cas des pollutions contenant des matériaux insolubles, les calculs montrent que les tensions critiques calculées sont en accord avec celles mesurées dans les deux polarités appliquées. Quant aux courants critiques, les valeurs calculées s'accordent avec les valeurs mesurées à partir de  $r_p=6,125 \text{ k}\Omega/\text{cm}$  notamment en polarité négative. Nous avons également trouvé que la température de la décharge diminue avec l'augmentation de la résistance de la pollution et la quantité de *DDNS* présente dans cette dernière. Quant aux cas des sels simples, les tensions critiques calculées sont en accord avec celles mesurées en polarité négative. Les courants critiques calculés sont proches des valeurs mesurées à partir de  $r_p=6,125 \text{ k}\Omega/\text{cm}$  en particulier en polarité négative. Ces conclusions sont valables pour le cas des mixtures de sels à la seule différence que dans le cas de la polarité négative, nous observons un léger décalage des valeurs calculées (1 kV) jusqu'à  $r_p=6,25 \text{ k}\Omega/\text{cm}$ . La gamme de température de décharge en présence de matériaux insolubles varie de 1400 K à 2000 K tandis qu'elle est de 1600 K à 2300 K dans le cas des pollutions avec différents sels simples et mixtures de sels.

Sous tension alternative, les valeurs des tensions critiques calculées avec le modèle que nous avons proposé sont proches des valeurs expérimentales contrairement aux valeurs calculées avec les expressions empiriques de  $n$  et  $N$  hormis pour le couple  $n = 360$  et  $N = 0,59$  proposées par Ghosh et Chatterje [40]. Quant aux courants critiques calculés avec notre modèle, ils sont plus proches des valeurs mesurées que ceux calculés avec les relations empiriques pour différentes valeurs de  $n$  et  $N$ . Notons que d'après nos calculs, la température de la décharge correspondant

aux conditions critiques varie entre 1670K et 2000 K. Cette gamme de température est presque identique à celle que nous avons trouvée pour le cas du courant continu en polarité positive. Nous avons trouvé également que la température diminue avec l'augmentation de la résistance de la pollution comme pour le cas de la tension continue. Les calculs montrent également que le courant augmente avec la température de la décharge, tandis que le gradient électrique et la résistance de la décharge diminuent.

Sous choc de foudre, le courant ne pénètre pas complètement la couche de pollution mais circule près de la surface du dépôt polluant. Les tensions critiques de contournement mesurées sont supérieures à celles observées en continu et en alternatif. Quant aux courants critiques mesurés, ils sont inférieurs à ceux observés en continu et en alternatif. En appliquant notre modèle, nous avons trouvé que la forme analytique de la tension critique donne de bons résultats contrairement aux courants critiques. En partant du principe que seule une portion de la couche de pollution participe à la conduction et que le phénomène de claquage a lieu pratiquement dans l'air tel que postulé par notre groupe dans des travaux antérieurs, nous avons recalculés les tensions critiques et les courants critiques de chaque configuration dans les deux polarités en supposant que l'épaisseur effective de la pollution représente une petite part (inférieure à 10%) de la section totale. Les résultats des calculs des tensions critiques et des courants critiques s'accordent aux valeurs expérimentales. Nous avons montré également que l'épaisseur effective du dépôt est proportionnelle la résistivité de la pollution dans les deux polarités appliquées ; elle augmente avec les valeurs croissantes de la résistivité de la pollution. Aussi, la résistance effective est supérieure à la résistance linéique de la pollution quelle que soit la polarité de l'électrode HT. Les températures de la décharge sont plus importantes qu'en continu et alternatif. En effet, en polarité positive, la température varie de 1700 K à 2800 K, alors qu'en polarité négative, la température varie de 1900 K à 2900 K.

La température de la décharge diminue avec l'accroissement de la résistivité de la pollution quelle que soit la forme de tension appliquée et sa polarité. De même, les calculs montrent que le courant critique augmente avec la température tandis que la résistance et le champ électrique dans la colonne de la décharge diminuent pour les deux polarités.

Ainsi l'hypothèse que la colonne de la décharge ne contient que de la vapeur d'eau et de l'air est une bonne approximation pour le calcul des paramètres critiques du contournement des isolateurs pollués.

## Chapitre V

Etude de l'Effet de la Non Uniformité  
Linéaire de la Pollution sur les  
Conditions Critiques du  
Contournement.

## V.1 Introduction

En général, la distribution de la pollution à la surface des isolateurs n'est pas répartie uniformément. La nature du champ électrique appliqué, le vent, la pluie, la forme et la position jouent un rôle important sur l'accumulation et la distribution de la pollution sur la surface de l'isolateur [2-12]. Des mesures montrent que la pollution déposée sur la surface supérieure d'un isolateur est plus importante que celle de la surface inférieure [2-12]. Cette irrégularité de distribution de la pollution, croît avec l'augmentation du nombre de subdivisions pratiquées pour prendre la mesure des degrés de pollution [10, 11]. La quantité de pollution accumulée à la surface inférieure des isolateurs augmente au fur et à mesure que l'on s'approche de la tige de l'isolateur là où le champ électrique est très concentré [10, 11]. D'autres travaux montrent que la pollution accumulée sous tension continue est supérieure à celle sous tension alternative [6, 8] et que pour cette dernière elle est plus importante au niveau de la tige.

L'effet de la non uniformité des dépôts de pollution, sur la tension de contournement a fait l'objet de nombreux travaux et des résultats contradictoires ont été rapportés [5, 50, 54, 55, 89, 91, 92]. Il ressort des résultats rapportés dans la littérature que l'écart entre les tensions de contournement des isolateurs uniformément et non uniformément pollués est négligeable ou que la tension de tenue en pollution non uniforme est supérieure à celle obtenue en pollution uniforme [90, 112], alors que dans [5, 50] il a été prouvé tout à fait le contraire, à savoir que la tension de contournement d'une surface non uniformément polluée est inférieure à celle obtenue dans le cas d'une pollution uniforme. A titre d'exemple, pour tenir compte de la non uniformité de la couche de pollution dans leur modèle, Sundararajan et Gorur [90] ont partagé le profil de l'isolateur en plusieurs zones et ont attribué un *ESDD* différent pour chaque zone. Ils ont trouvé que la tension de contournement dans ce cas est légèrement supérieure à celle correspondant à une pollution uniforme dont l'*ESDD* est le même sur toute la surface de l'isolateur. En utilisant le même principe, Anjana et al [112] ont aboutit aux mêmes conclusions.



Dans ce qui va suivre, nous nous proposons d'étudier l'influence de la non uniformité linéaire de la pollution sur les conditions critiques du contournement en se basant sur un modèle d'isolateur de laboratoire. Nous estimerons l'épaisseur critique théorique et son rôle sur le calcul des conditions critiques en utilisant le modèle analytique développé précédemment que nous comparerons aux valeurs expérimentales. Nous mettrons en évidence la notion d'épaisseur critique et son importance vis-vis du calcul des grandeurs critiques et de la compréhension du phénomène physique. Nous déduirons également les grandeurs électriques et physiques calculées selon les différents cas étudiés.

## **V.2 Etude expérimentale**

### **V.2.1 Dispositif expérimental**

Le dispositif expérimental utilisé est le même que celui présenté dans le chapitre II. Le modèle d'isolateur est un canal rectangulaire en verre d'une profondeur de 18 mm, d'une largeur de 50mm et d'une longueur de fuite totale de 200 mm (Figure V.1). Une des extrémités du modèle est en contact avec une électrode de masse constituée d'une bande en aluminium. L'électrode haute tension en tungstène surplombe l'électrolyte d'une hauteur de 1mm et est située à une distance  $L=150$  mm de l'électrode de masse.

Afin d'étudier l'influence de la non uniformité linéaire de la pollution sur les paramètres critiques du contournement, nous avons utilisé un dispositif nous permettant de varier l'épaisseur de la couche de pollution le long de la ligne de fuite de l'isolateur. La non uniformité de la pollution est fonction de l'angle d'inclinaison  $\alpha$  de la pollution tel que représenté dans la figure V.2. L'inclinaison  $\alpha$  est choisie de façon à avoir l'épaisseur minimale au niveau de la haute tension et 15 mm au niveau de l'électrode de masse et inversement. Nous étudierons trois cas de figure :

- Pollution uniforme avec une hauteur de l'électrolyte (épaisseur constante) de 4 mm.
- Pollution non uniforme avec une épaisseur décroissante à partir de l'électrode HT (configuration 1 figure V.2-a).
- Pollution non uniforme avec une épaisseur croissante à partir de l'électrode HT (configuration 2 figure V.2-b).

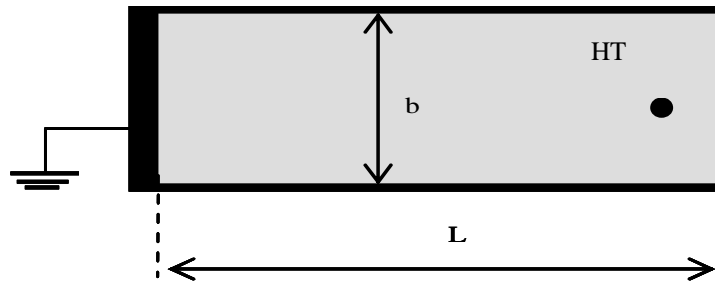
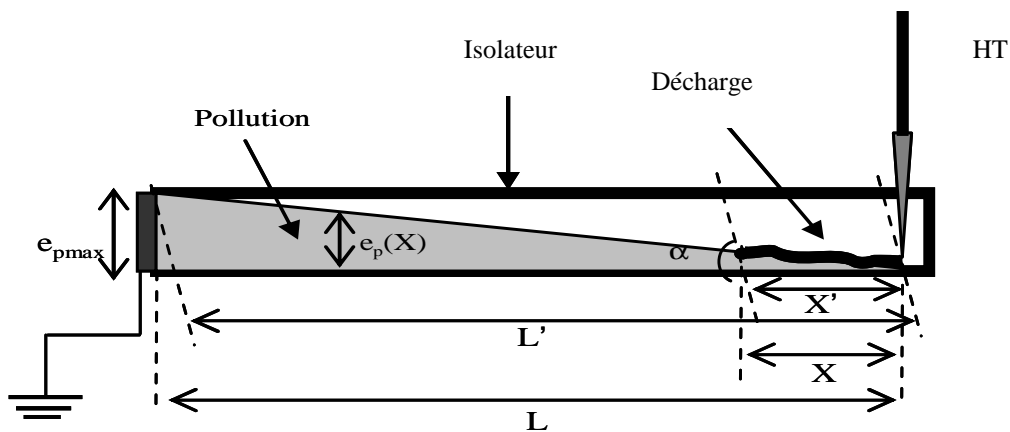
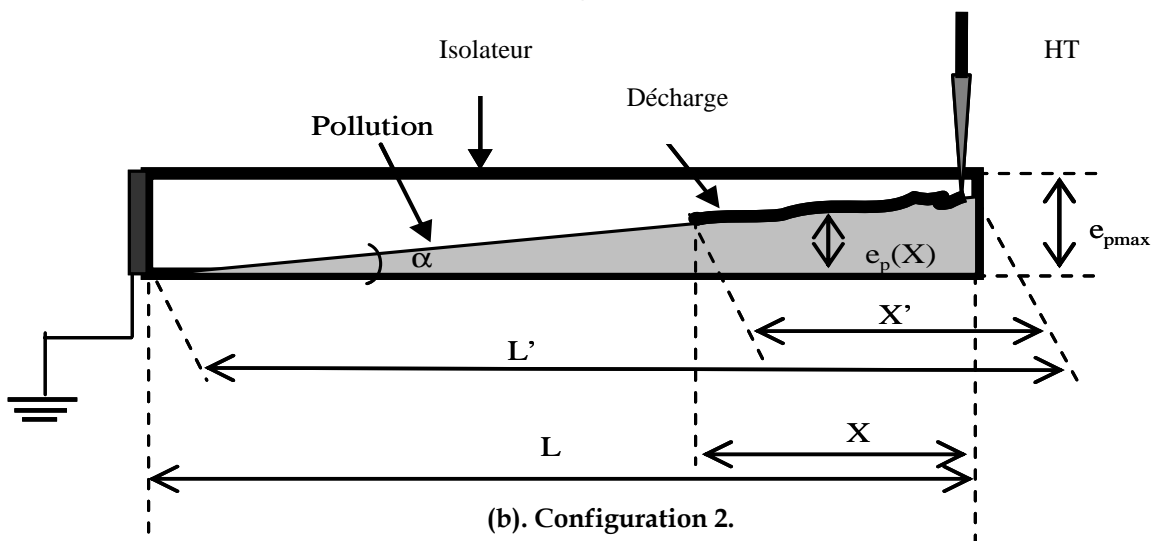


Figure V.1. Isolateur plat.



(a). Configuration 1.



(b). Configuration 2.

Figure V.2. Configurations 1 et 2.

## **V.2.2 Résultats et analyse**

Les figures V.3 et V.4 donnent les tensions critiques et les courants critiques mesurés pour chaque configuration avec différentes valeurs de la résistivité de la pollution pour les deux polarités. En polarité positive, les tensions critiques et les courants critiques ne sont pas les mêmes et dépendent de la configuration de la pollution. Les tensions critiques correspondantes à la configuration 1 sont inférieures à celles des autres configurations (Figure V.3). Les tensions critiques de la configuration 2 et de la configuration uniforme sont pratiquement identiques jusqu'à la valeur de résistivité de 20 k $\Omega$ .cm. Au-delà de cette résistivité, l'écart entre les tensions critiques devient de plus en plus important. Quant aux courants critiques, la configuration 2 présente les plus faibles courants par rapport aux autres configurations. Les courants critiques des configurations 1 et uniforme sont pratiquement identiques (Figure V.4).

Les figures V.5 et V.6 illustrent les variations des tensions critiques et des courants critiques mesurées en polarité négative. Nous remarquons que les valeurs critiques ne sont pas les mêmes et dépendent aussi de la configuration de la pollution. Les tensions critiques correspondantes à la configuration 1 sont inférieures à celles des autres configurations (Figure V.5). Les tensions critiques de la configuration 2 et de la configuration uniforme sont pratiquement identiques à partir de la valeur de résistivité de 20 k $\Omega$ .cm. En-dessous de cette résistivité, les tensions critiques de la configuration 2 sont inférieures à celles de la configuration uniforme. Les courants critiques de la configuration 2 présente les plus faibles courants par rapport aux autres configurations (Figure V.6). Les courants critiques de la configuration uniforme sont les plus élevés.

Notons que les tensions critiques de contournement et les courants critiques en polarité positive sont inférieurs à ceux en polarité négative quelle que soit la configuration de la pollution. Ces résultats sont différents de ceux connus dans le cas d'une tension appliquée continue.

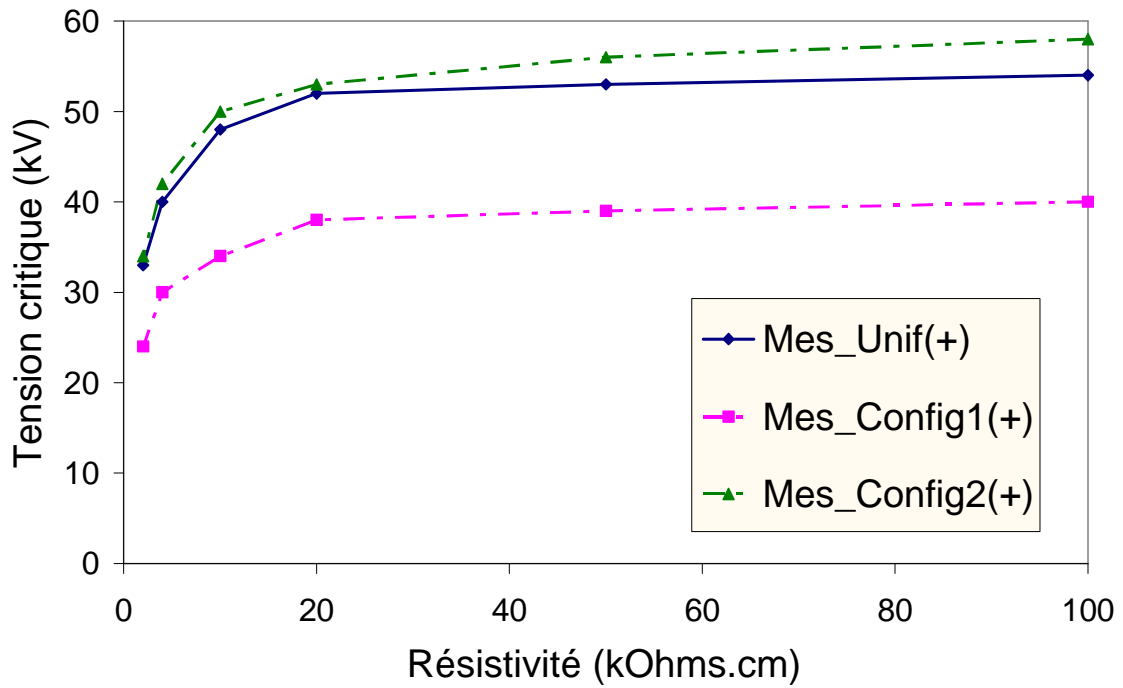


Figure V.3. Tensions critiques mesurées en fonction de la résistivité en polarité positive pour toutes les configurations.

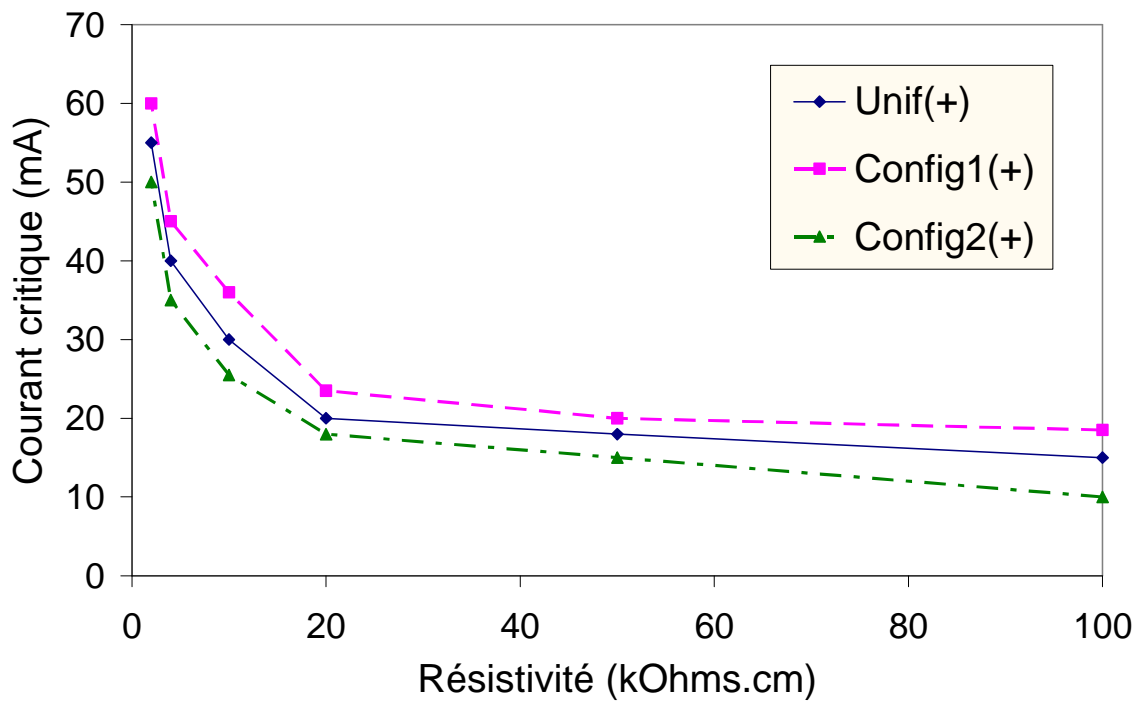


Figure V.4. Courants critiques mesurés en fonction de la résistivité en polarité positive pour toutes les configurations.

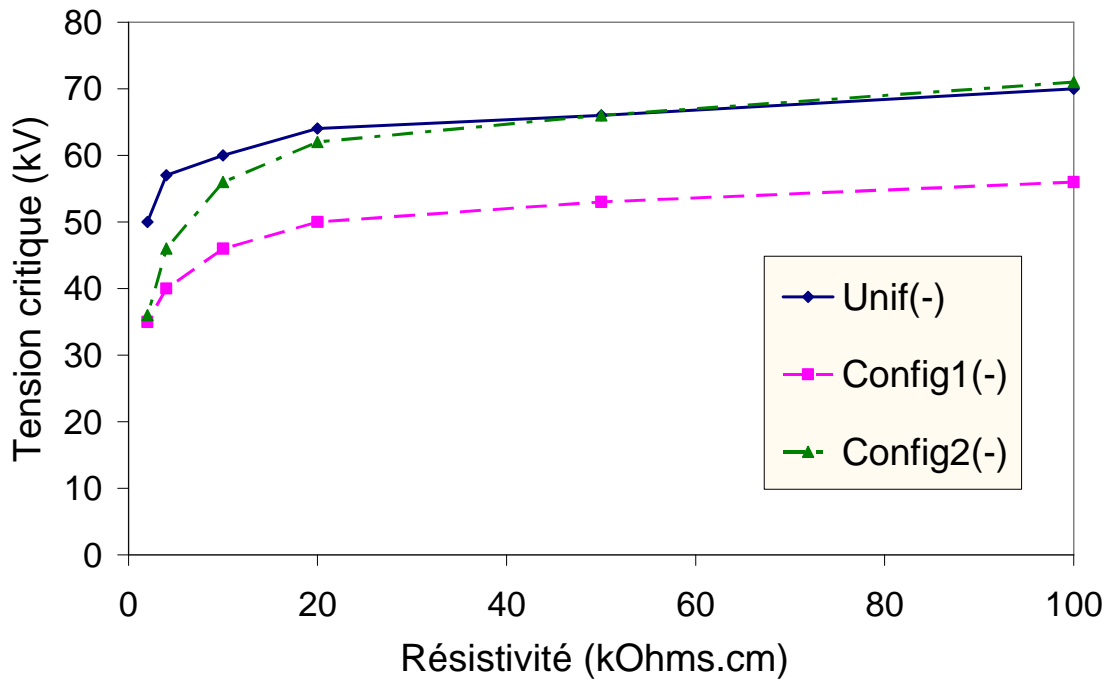


Figure V.5. Tensions critiques mesurées en fonction de la résistivité en polarité négative pour toutes les configurations.

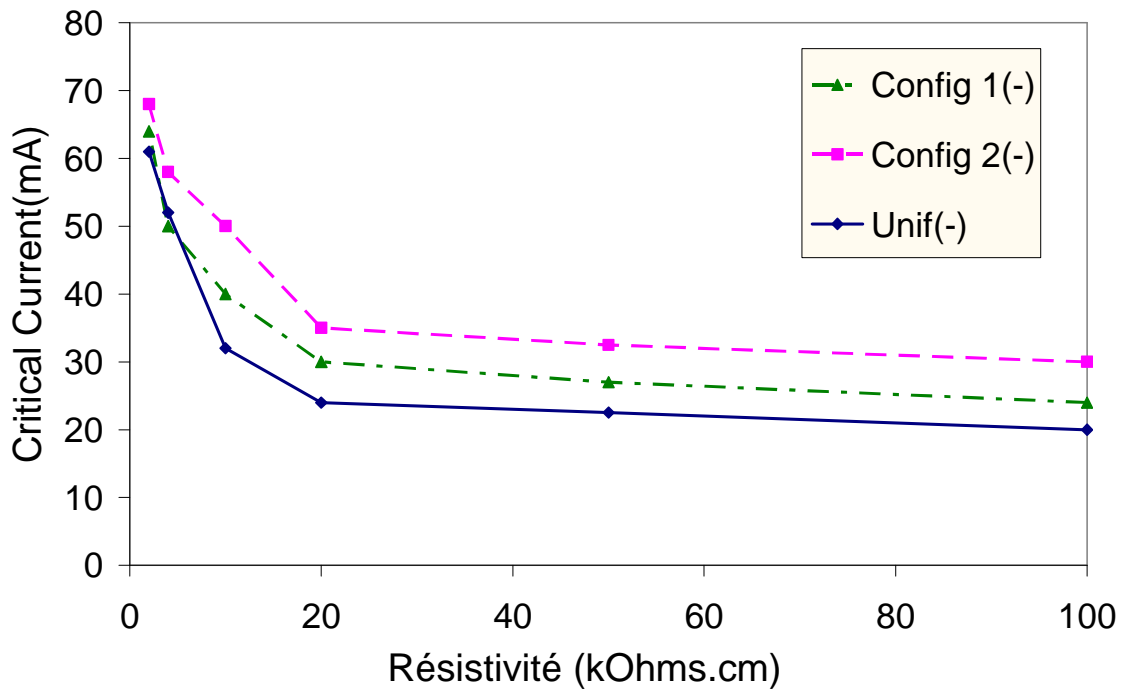


Figure V.6. Courants critiques mesurées en fonction de la résistivité en polarité négative pour toutes les configurations.

Les résultats de nos mesures montrent que les courants critiques et les tensions critiques dépendent de la configuration de la pollution pour des résistances totales identiques. Par conséquent, c'est la résistance linéique de la pollution qui détermine les paramètres critiques comme rapporté par ailleurs [14, 50, 92]. Cette résistance dépend de la configuration de la pollution : lorsque la pollution est uniforme, elle est constante, alors que pour une pollution non uniforme, elle varie le long de la ligne de fuite de l'isolateur selon l'angle d'inclinaison. Dans ce qui va suivre, nous allons estimer la résistance par unité de longueur de chaque configuration. Pour les configurations 1 et 2, nous introduirons la notion d'épaisseur critique qui nous permettra d'estimer la résistance linéique critique.

### V.3 Estimation de l'épaisseur critique de la couche de pollution pour les configurations non uniformes

L'expression de la longueur critique définie par la relation (IV.9) peut être reformulée comme suit :

$$X_{cri} = L \cdot \left[ \frac{s_p \beta \rho_d (s_d \rho_p - s_p \beta \rho_d) + (s_d \omega \rho_p)^2 \varepsilon_p \cdot (\rho_p^2 \varepsilon_p - s_p \beta l_d)}{(s_d \rho_p - s_p \beta \rho_d)^2 + (s_d \omega)^2 \cdot (\rho_p^2 \varepsilon_p + s_p \beta l_d)^2} \right] \quad (V.1)$$

D'après l'expression (V.1), la longueur critique de la décharge dépend, entre autres, des résistivités de la pollution et de la décharge, de la permittivité de la pollution et de la section de la décharge, et de la section de passage du courant dans la pollution. Rappelons que cette dernière est le produit de la largeur de la pollution par son épaisseur. Dans le cas d'une pollution uniforme, cette épaisseur est constante, contrairement au cas d'une pollution non uniforme. Il est donc tout à fait logique que, dans le cas d'une pollution non uniforme, la longueur critique dépend de l'épaisseur critique, donc de l'angle d'inclinaison. Ainsi, le calcul de l'épaisseur critique est fonction de l'angle d'inclinaison et dépend de la configuration

géométrique de d'électrolyte. Les figures V.2-a et V.2-b montrent les différentes grandeurs géométriques à prendre en considération pour le calcul.

### V.3.2 Configuration 1

Dans ce cas, l'inclinaison  $\alpha$  de la pollution est défini par:

$$\tan \alpha = \frac{e_{p \max}}{L} = \frac{e_p(X)}{L-X} \quad (\text{V.2})$$

D'où

$$e_p(X) = (L-X) \tan \alpha \quad (\text{V.3})$$

En substituant l'expression (V.3) dans (V.1), on obtient une équation du second degré:

$$-r_d \frac{be_{p \max}}{L} X_{cri}^2 + \left( r_d \frac{be_{p \max}}{\cos \alpha} + \rho_p \right) X_{cri} - L\rho_p = 0 \quad (\text{V.4})$$

La solution appropriée est :

$$X_{cri} = L \cdot \frac{\sqrt{\Delta} - r_d \frac{be_{p \max}}{\cos \alpha} + \rho_p}{2be_{p \max} r_d} \quad (\text{V.5})$$

avec

$$\Delta = \left( r_d \frac{be_{p \max}}{\cos \alpha} + \rho_p \right)^2 - 4r_d be_{p \max} \rho_p \quad (\text{V.6})$$

Notons que la seconde solution de l'équation (V.6) n'a aucune signification réelle.

L'épaisseur correspondante à la longueur critique de la décharge sera :

$$e_p(X) = \left( \frac{L}{\cos \alpha} - L \frac{\sqrt{\Delta} - r_d \frac{be_{p \max}}{\cos \alpha} - \rho_p}{2be_{p \max} r_d} \right) \tan \alpha \quad (\text{V.7})$$

D'où la résistance linéaire correspondante :

$$r_p(X) = \rho_p \left\{ b \cdot \left( \frac{L}{\cos \alpha} - L \frac{\sqrt{\Delta} - r_d \frac{be_{p \max}}{\cos \alpha} - \rho_p}{2be_{p \max} r_d} \right) \tan \alpha \right\}^{-1} \quad (\text{V.8})$$

### V.3.2 Configuration 2

L'angle  $\alpha$  d'inclinaison de la pollution est défini par :

$$\tan \alpha = \frac{e_{p \max}}{L} = \frac{e_p(X)}{X} \quad (\text{V.9})$$

Ce qui fait que l'épaisseur de la pollution peut être écrite comme suit :

$$e_p(X) = X \frac{e_{p \max}}{L} \quad (\text{V.10})$$

avec  $L' = \frac{L}{\cos \alpha}$

et

$$X = X' \cos \alpha$$

d'où

$$e_p(X) = X' \frac{e_{p \max}}{L} \cos \alpha \quad (\text{V.11})$$

En substituant (V.11) dans (V.1) et en posant  $X' = X_{cri}$ , il vient :

$$X_{cri} = \frac{e_{p \max} b X_{cri} \rho_d \cos \alpha}{s_d \rho_p - b \frac{e_{p \max}}{L} \rho_d X_{cri} \cos \alpha} = L \frac{\rho_p - r_d b e_{p \max} \cos \alpha}{r_d b e_{p \max} \cos \alpha} \quad (\text{V.12})$$



En remplaçant (V.12) dans (V.11), on obtient l'épaisseur correspondant à la longueur critique de la décharge :

$$e_p(X) = \frac{\rho_p - r_d b e_{p \max} \cos \alpha}{r_d b} \quad (\text{V.13})$$

La résistance linéaire correspondante sera:

$$r_p(X) = \frac{b r_d \rho_p}{\rho_p - b r_d e_{p \max} \cos \alpha} \quad (\text{V.14})$$

#### V.4. Calcul de la tension critique et du courant critique

Les tensions critiques et les courants critiques de chaque configuration de pollution sont calculés selon les expressions (V.7) et (V.14), et les relations (IV.31) et (IV.32) vues au chapitre IV. Les figures V.7 à V.10 illustrent les résultats de calculs pour les deux polarités. Les tableaux V.1 et V.2 présentent le rapport entre les valeurs calculées et celles mesurées des tensions critiques et les courants critiques pour chaque configuration de la pollution pour les deux polarités. Nous remarquons que les tensions critiques calculées sont pratiquement identiques aux tensions critiques mesurées dans toutes les configurations de la pollution et dans les deux polarités (Tableau V.1). Cependant, les courants critiques calculés sont plus grands que ceux mesurés comme le montrent les figures V.8 et V.10 et le tableau V.2 pour toutes les configurations de la pollution et pour les deux polarités. En effet, d'après ce tableau les rapports des courants critiques calculés et mesurés augmentent avec la résistivité de la pollution.

La première conclusion qu'on pourrait faire et que l'expression du courant critique pose problème car elle donne des valeurs très grandes par rapport aux valeurs mesurées. D'un autre côté, le calcul des paramètres critiques suppose que le courant pénètre totalement la section de la couche de pollution lorsque cette dernière est uniforme. Dans le cas d'une pollution non uniforme (configuration1 et

2), les expressions (V.6), (V.7), (V.13) et (V.14) nous indiqueraient que le courant traverse une section de la couche de pollution modulée par l'angle d'inclinaison.

Il ressort de ces observations que le courant ne pénètre pas complètement la couche de pollution quel que soit le cas de figure. Rappelons que dans le cas d'une onde de choc (hautes fréquences), le phénomène de conduction ressemble à celui de l'effet de peau dans les conducteurs et les diélectriques solides [162] où l'on trouve que la conduction se localise beaucoup plus à la surface du matériau. Nous avons également montré que cette hypothèse est valable dans le calcul des courants critiques et des tensions critiques sous tension de choc dans le cas d'une pollution uniforme continue (voir chapitre IV). Nous avons montré que la section de passage du courant augmente avec la résistivité de la pollution.

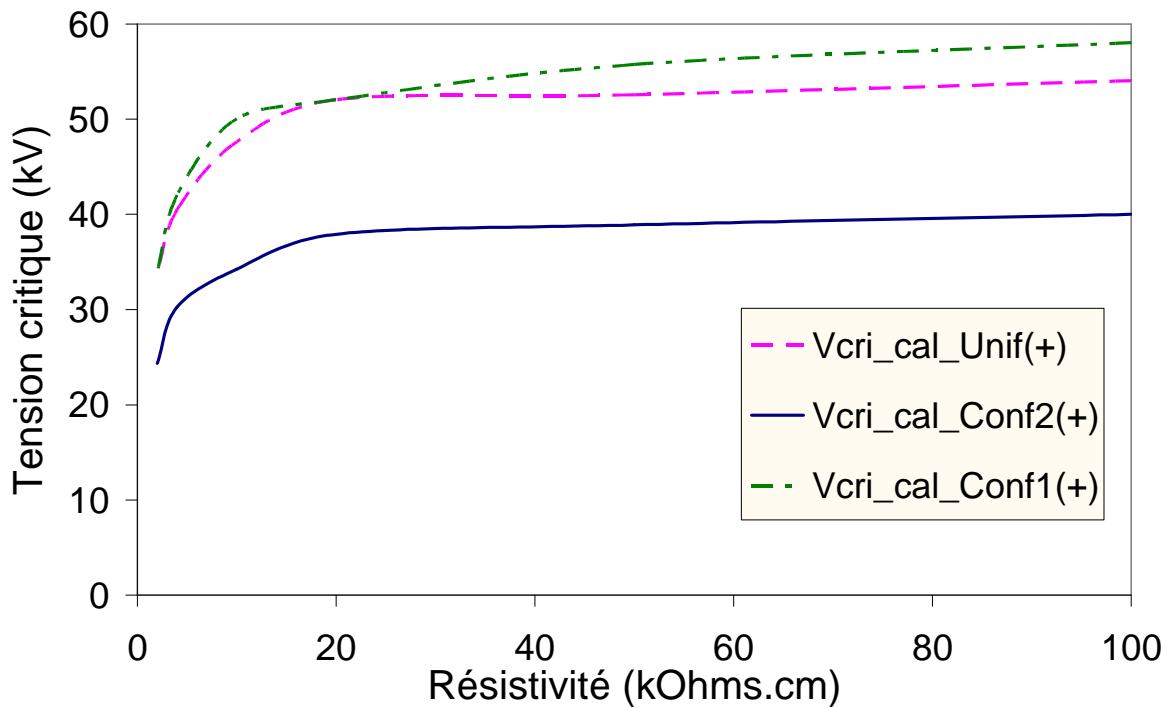


Figure V.7. Tensions critiques calculées en fonction de la résistivité en polarité positive pour toutes les configurations.

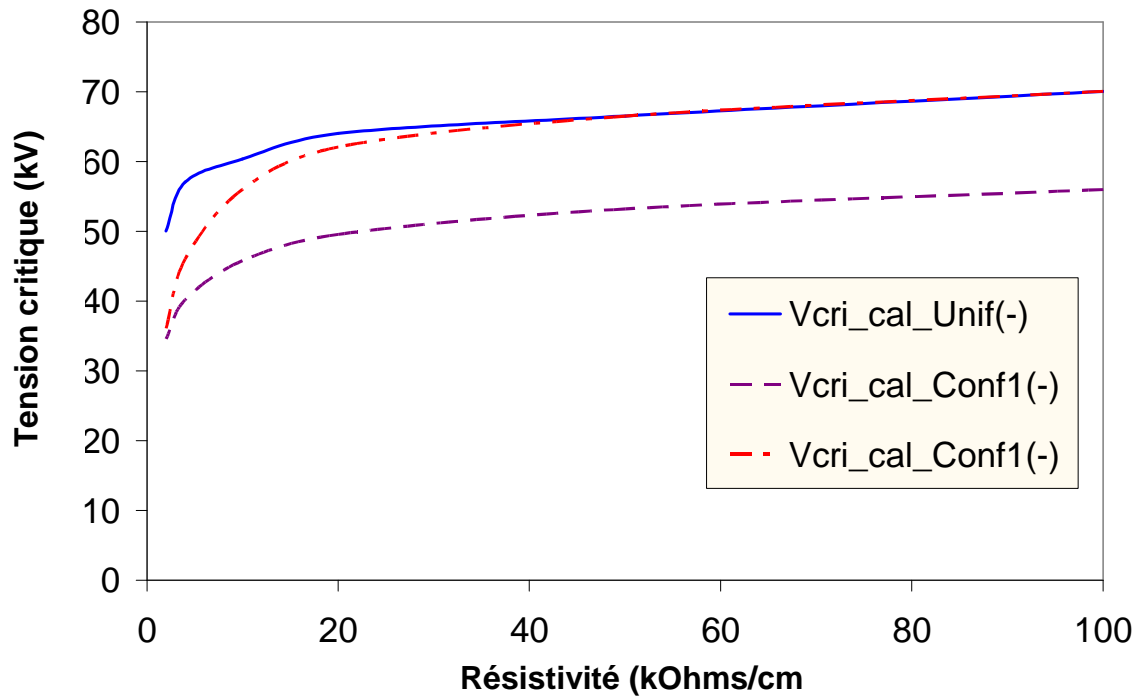


Figure V.8. Courants critiques calculés en fonction de la résistivité en polarité positive pour toutes les configurations.

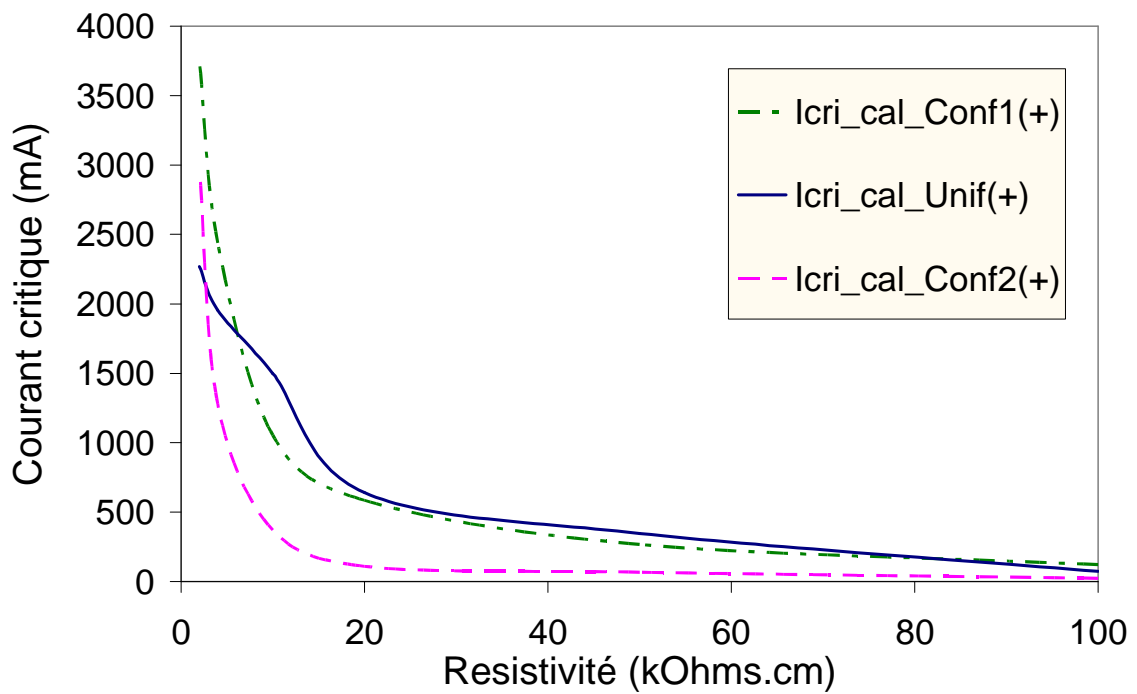


Figure V.9. Tensions critiques calculées en fonction de la résistivité en polarité négative pour toutes les configurations.

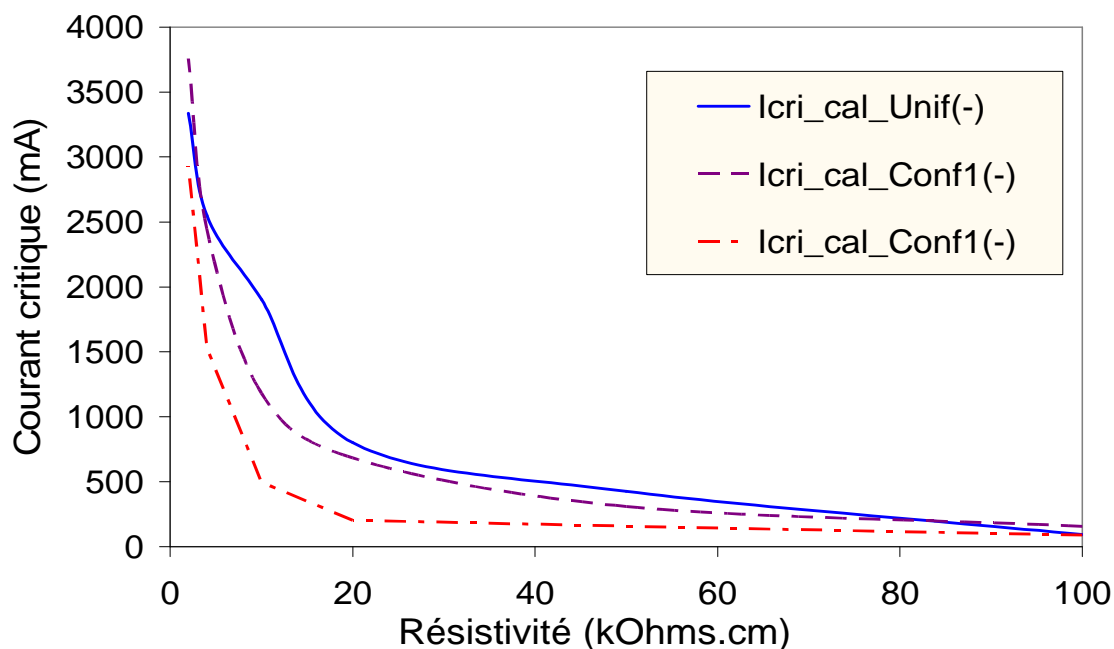


Figure V.10. Courants critiques calculés en fonction de la résistivité en polarité négative pour toutes les configurations.

Tableau V-1. Comparaison du rapport entre les tensions critiques calculées et mesurées dans les deux polarités.

$\rho_p$ (k $\Omega$ /cm)	Unif (+)	Config1 (+)	Config2 (+)	Unif (-)	Config1 (-)	Config2 (-)
100	1,0007	1,0008	1,0002	1,0008	0,9872	1,0001
50	0,9918	0,9955	0,9974	1,0083	1,0076	1,0040
20	1,0013	0,9820	0,9975	1,0005	1,0014	0,9913
10	0,9927	1,0014	1,0070	1,0059	1,0006	0,9957
4	1,0125	1,0010	1,0090	1,0009	1,0011	1,0046
2	1,0316	1,0002	1,0143	1,0013	1,0028	0,9890

Tableau V-2. Comparaison du rapport entre les courants critiques calculées et mesurées dans les deux polarités.

$\rho_p$ (k $\Omega$ /cm)	Unif (-)	Config1 (-)	Config2 (-)	Unif (+)	Config1 (+)	Config2 (+)
100	3,1137	7,8799	3,7024	4,8036	8,1001	1,2554
50	13,1375	13,7893	5,8630	15,7774	14,0811	3,3600
20	22,8703	28,5201	6,7911	18,2912	27,9084	4,6819
10	38,0348	36,9304	12,4305	40,0070	41,3720	10,3247
4	43,9655	47,0740	30,7224	43,4444	61,0188	28,4473
2	49,0814	61,6143	45,7472	45,3907	68,0729	51,9406

Partant de cette hypothèse, nous avons recalculés les tensions critiques et les courants critiques pour chaque configuration dans les deux polarités en supposant que l'épaisseur effective de la pollution représente une fraction (inférieure à 10%) de la section totale. Les figures IV.11 à IV.16 illustrent les valeurs calculées des tensions critiques et des courants critiques en utilisant les relations (IV.2), (IV.3), (IV.31) et (IV.32) comparées aux valeurs mesurées en fonction de la résistivité de la pollution dans les deux polarités. D'après ces figures, on remarque que les valeurs calculées basées sur les relations (IV.31) et (IV.32) sont très proches des valeurs mesurées.

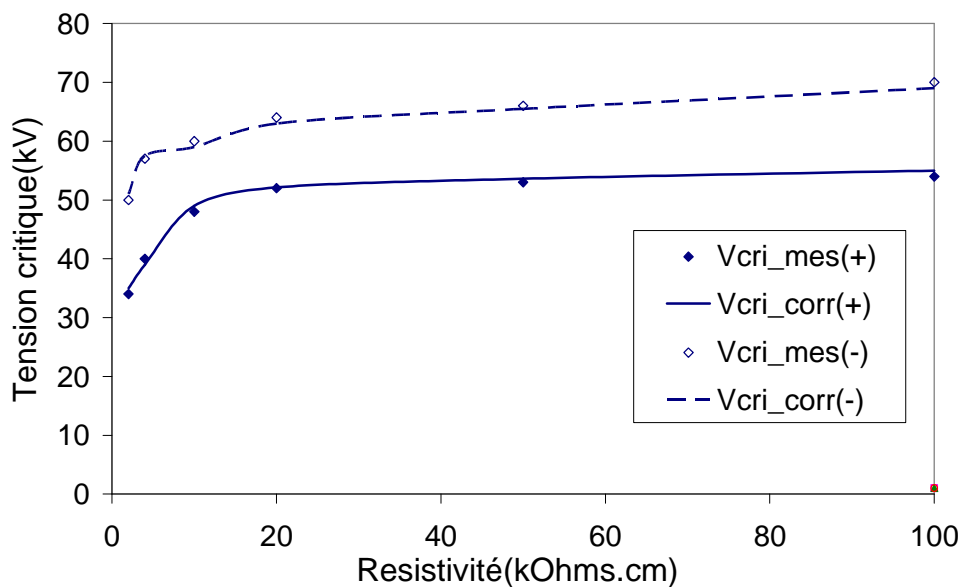


Figure V.11. Tensions critiques corrigées en fonction de la résistivité pour une configuration uniforme dans les deux polarités.

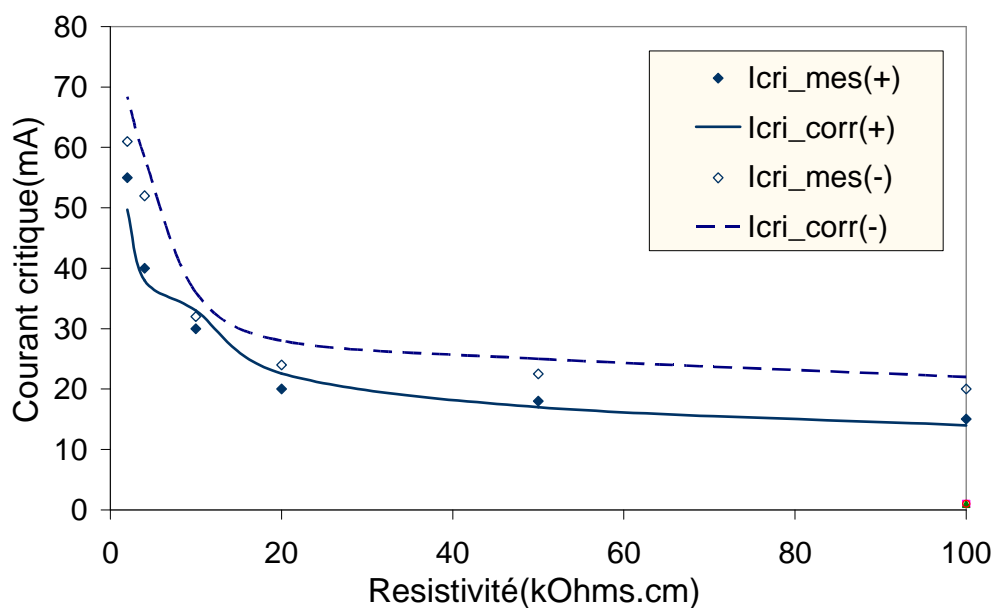


Figure V.12. Courants critiques corrigés en fonction de la résistivité pour une configuration uniforme dans les deux polarités.

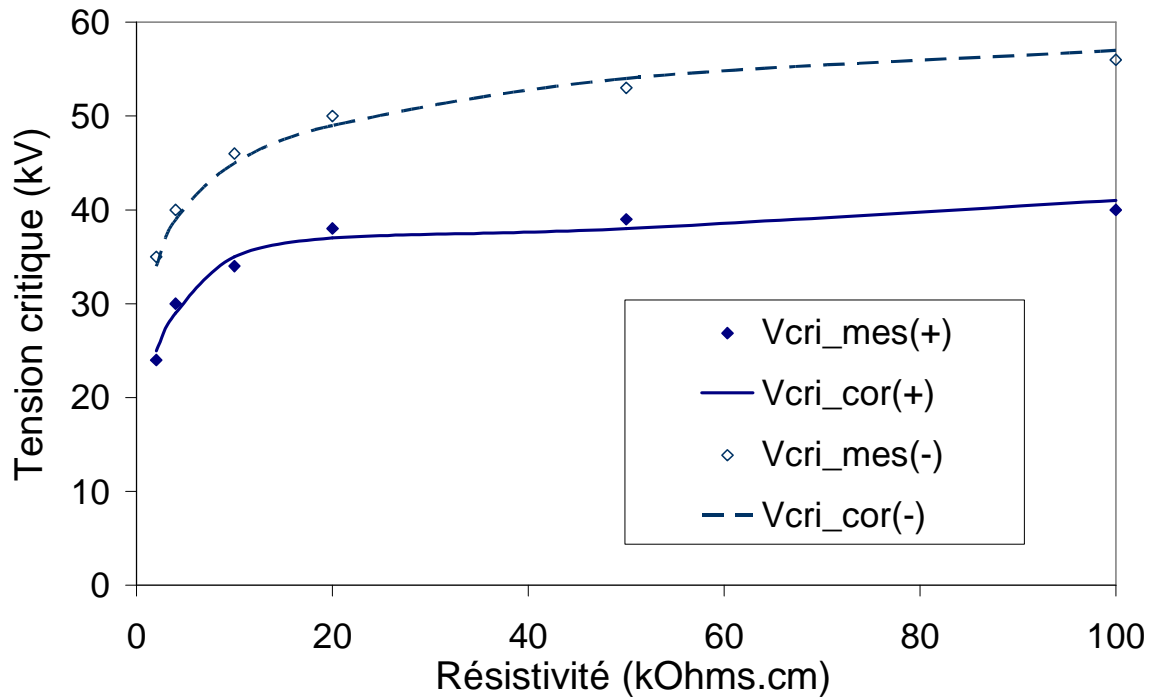


Figure V.13. Tensions critiques corrigées en fonction de la résistivité pour la configuration 1 dans les deux polarités.

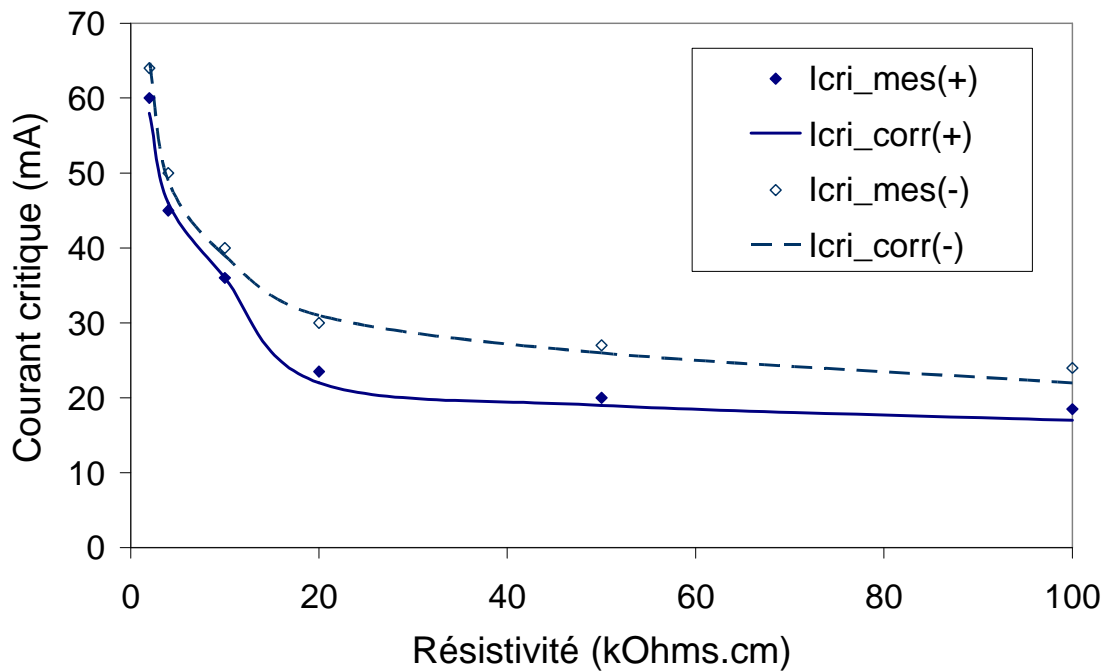


Figure V.14. Courants critiques corrigés en fonction de la résistivité pour la configuration 1 dans les deux polarités.

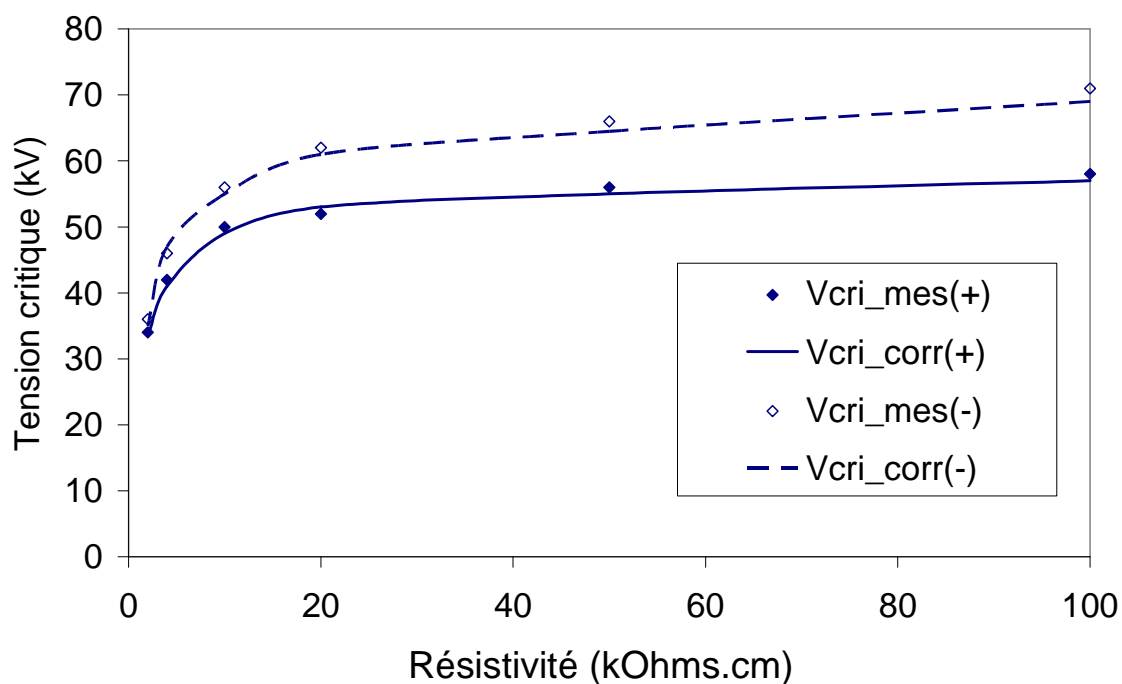


Figure V.15. Tensions critiques corrigées en fonction de la résistivité pour la configuration 2 dans les deux polarités.

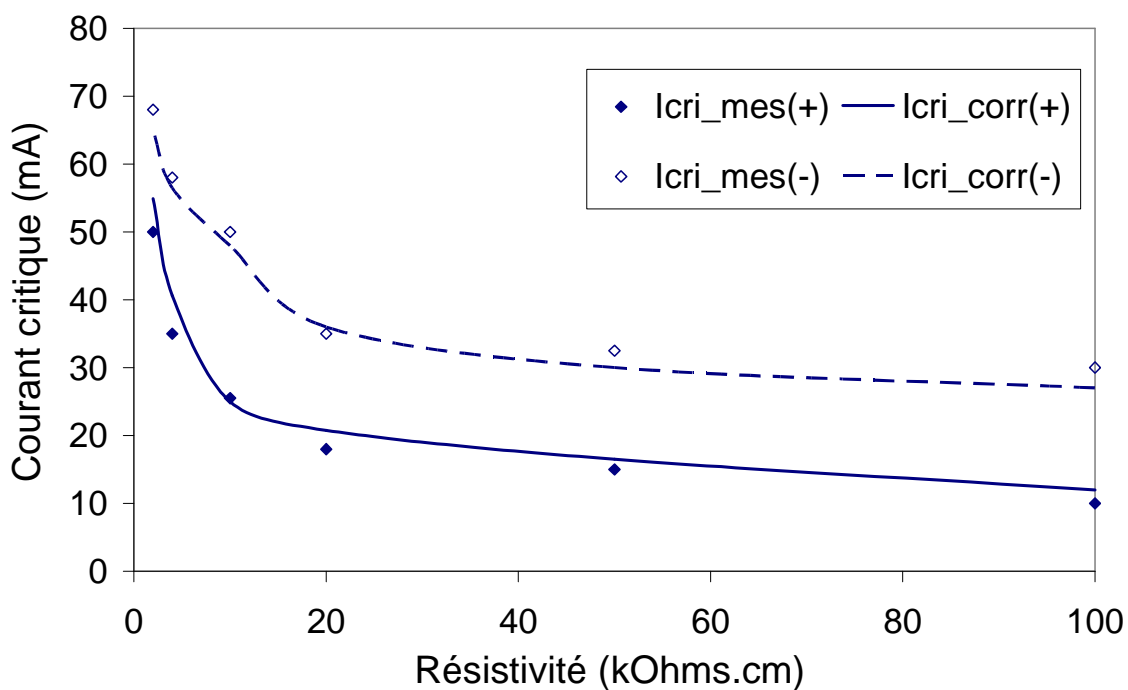


Figure V.16. Courants critiques corrigés en fonction de la résistivité pour la configuration 2 dans les deux polarités.

A partir de là, nous avons tracé la variation de l'épaisseur effective de la couche de pollution en fonction de sa résistivité dans la figure V.17. On observe que les variations de l'épaisseur effective dépendent de la configuration de la pollution et de la polarité de l'électrode HT. Ainsi, à partir de la figure V.17, nous pouvons dire que l'épaisseur effective de la pollution varie linéairement selon ;

$$e_{peff} = a + d\rho_p \quad (V.15)$$

Les constants  $a$  et  $d$  dépendent de la configuration de la pollution et de la polarité appliqué à l'électrode HT. Il s'en suit que la résistance linéique de la pollution est de la forme :

$$r_p = \frac{\rho_p}{b(a + d\rho_p)} \quad (V.16)$$

Les figures V.18 et V.19 illustrent les variations des résistances linéiques effectives en fonction de la résistivité de pollution pour toutes les configurations dans les deux polarités.

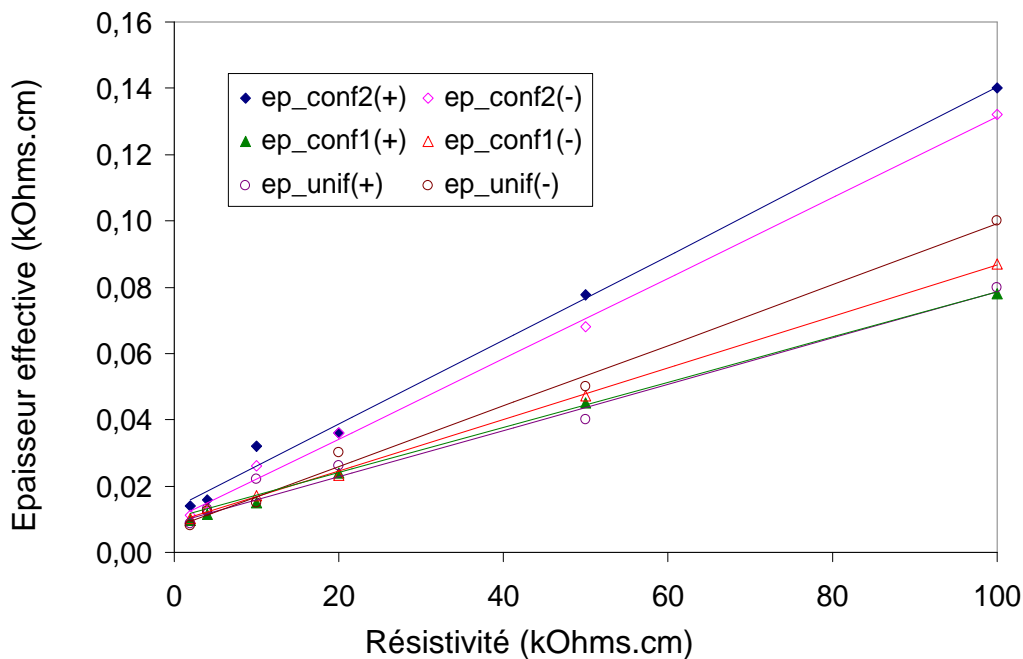


Figure V.17. Variation de l'épaisseur efficace en fonction de la résistivité pour toutes les configurations dans les deux polarités.



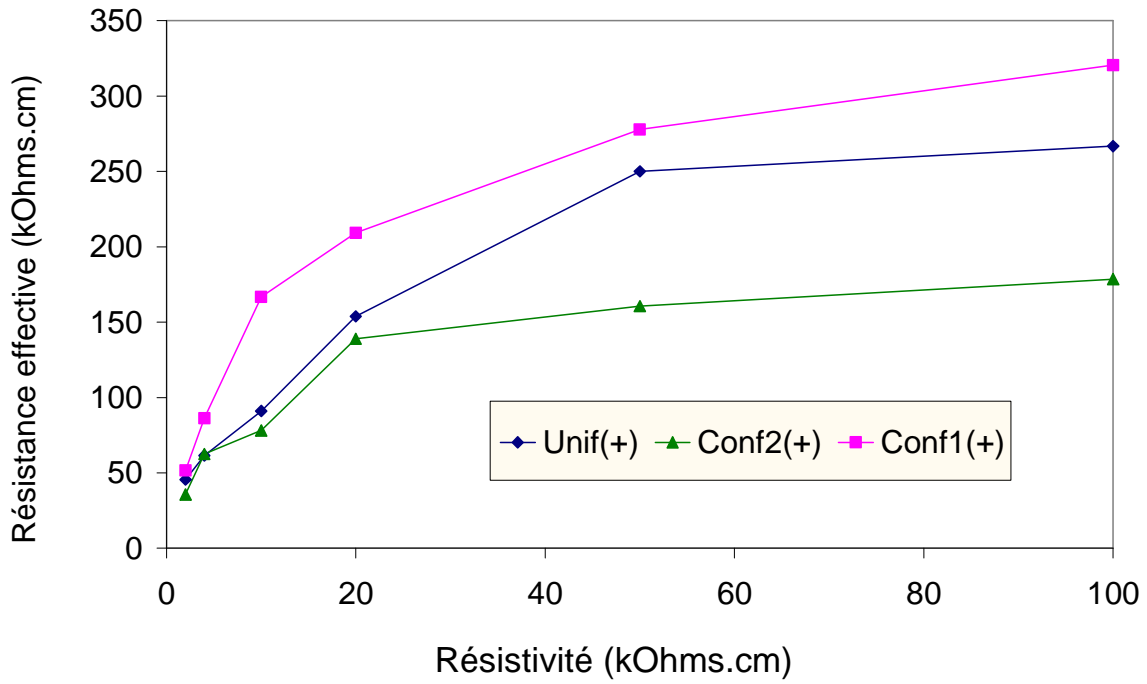


Figure V.18. Variation de la résistance linéique efficace en fonction de la résistivité pour toutes les configurations dans la polarité positive.

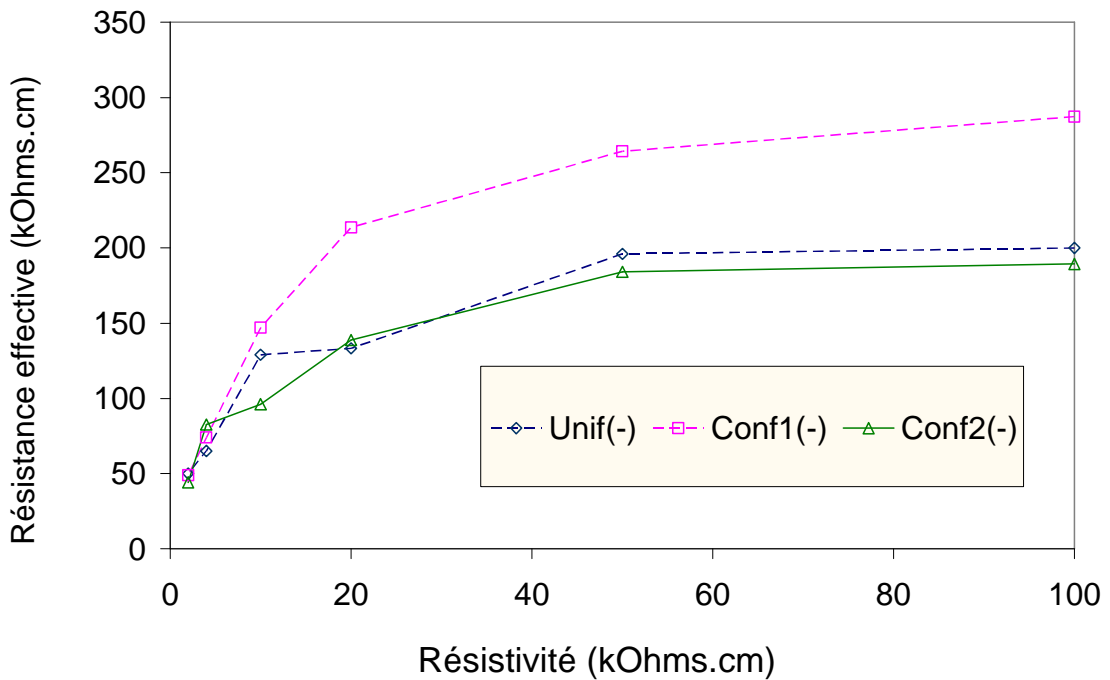


Figure V.19. Variation de la résistance linéique efficace en fonction de la résistivité pour toutes les configurations dans la polarité négative.

## **V.5 Conclusion**

L'effet de la non uniformité linéaire de la pollution sur les conditions critiques a été mis en évidence. Les résultats de nos mesures montrent que les courants critiques et les tensions critiques dépendent de la configuration de la pollution et de la polarité de l'électrode HT pour des résistances totales identiques.

Les résultats du calcul des tensions critiques et des courants critiques en tenant compte de l'épaisseur critique font apparaître que la couche de pollution ne participe pas complètement à la conduction quelles que soient la configuration et la polarité de l'électrode HT.

L'introduction de la notion d'épaisseur effective et son application au calcul des tensions critiques et des courants critiques donne de bons résultats. L'épaisseur effective ainsi que la résistance effective varient avec la résistivité et la configuration de la pollution ainsi que la polarité de l'électrode HT.

## Chapitre VI

Etude de l'Influence de la  
Discontinuité et de la Non uniformité  
de la Pollution sur les Conditions  
Critiques.

## **VI.1 Introduction**

L'étude des conditions critiques dans le cas d'une pollution discontinue est délicate et plus complexe alors que ce cas est plus représentatif de la distribution réelle de la pollution. Il existe peu de travaux sur la discontinuité non uniforme de la pollution. Dans ce chapitre, nous présentons les principaux résultats relatifs à l'influence de la discontinuité uniforme et non uniforme du dépôt de pollution sur le contournement ainsi qu'un modèle de calcul des conditions critiques.

## **VI.2 Etude expérimentale de la discontinuité non uniforme**

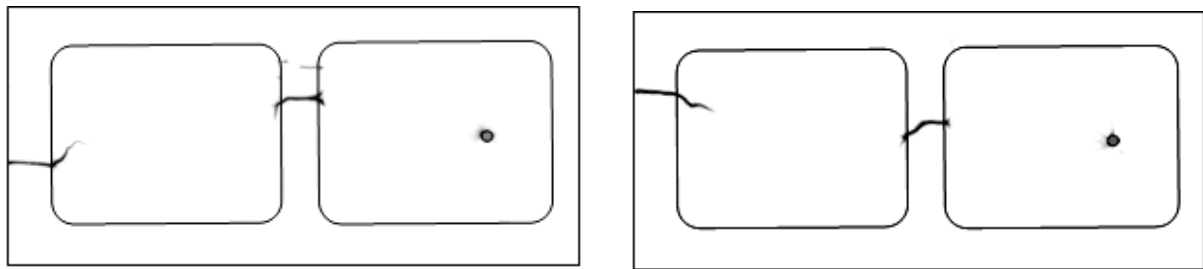
Dans cette partie, nous nous intéresserons à l'influence d'une discontinuité non uniforme sur les grandeurs critiques du contournement. Notre choix s'est porté sur l'étude d'une configuration de type deux bandes polluées et deux bandes sèches (2BP2BS) (Chapitre II Figure II.1-b). La non uniformité de la pollution se présente comme suit : une bande polluée avec un électrolyte de conductivité connue et une autre bande polluée avec de l'eau déminéralisée d'une conductivité résiduelle de  $0,05 \mu\text{S}/\text{cm}$ . Les segments pollués sont séparés par une bande sèche de 10 mm de longueur. Les bandes polluées possèdent une longueur de fuite  $L_1=L_2=4,5 \text{ cm}$ . Cette situation est très représentative de ce qui se passe pour les isolateurs réels où la surface supérieure, bien qu'humidifiée, est peu conductrice, contrairement à la surface inférieure qui est beaucoup plus conductrice.

Nous avons choisi d'étudier deux distributions de la pollution. Dans un premier cas, la bande polluée est du côté de la haute tension (HT) tandis que la bande humide est du côté de la masse (MA). Dans le second cas, nous avons inversé cette répartition : la bande humide est du côté HT tandis que la bande polluée est du côté de la masse.

## VI.2.1 Caractérisation optique et électrique

### VI.2.1.1 Bande polluée côté HT et bande humide côté masse (configuration A)

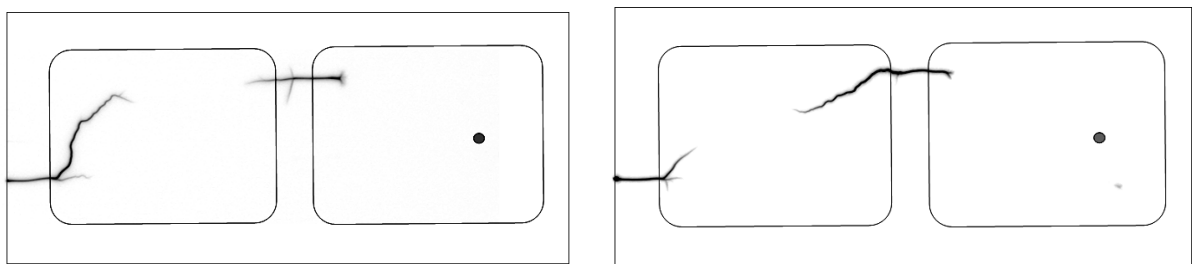
Les figures VI.1 et VI.2 illustrent les clichés statiques du développement des décharges pour des conductivités côté HT respectives de  $10 \mu\text{S/cm}$  et  $500 \mu\text{S/cm}$  dans les deux polarités. Nous observons le même comportement des décharges que pour une discontinuité uniforme vue au chapitre II. Quelles que soient la polarité et la conductivité de la bande polluée, les décharges situées au niveau des bandes sèches sont plus longues que la décharge amorcée au niveau de l'électrode pointe HT. Les décharges au niveau des bandes sèches tendent à se rejoindre.



(a). Polarité négative.

(b). Polarité positive.

Figure VI.1. Clichés statiques dans le cas de la configuration A pour une conductivité de  $10 \mu\text{S/cm}$ .



(a). Polarité négative.

(b). Polarité positive.

Figure VI.2. Clichés statiques dans le cas de la configuration A pour une conductivité de  $500 \mu\text{S/cm}$ .

Les figures VI.3 et VI.4 illustrent les oscillogrammes des tensions et des courants pour des conductivités des bandes polluées côté HT respectivement égales à  $10 \mu\text{S/cm}$  et  $500 \mu\text{S/cm}$ . Comme pour le cas d'une discontinuité uniforme (chapitre

II), le courant présente autant de paliers que de bandes sèches. Le courant critique total que nous considérerons dans nos mesures sera le courant initial du dernier palier. Nous remarquons également que le dernier palier du courant ne présente pas la même durée selon la polarité de l'électrode pointe. En polarité positive, la durée de ce palier est supérieure à celle en polarité négative.

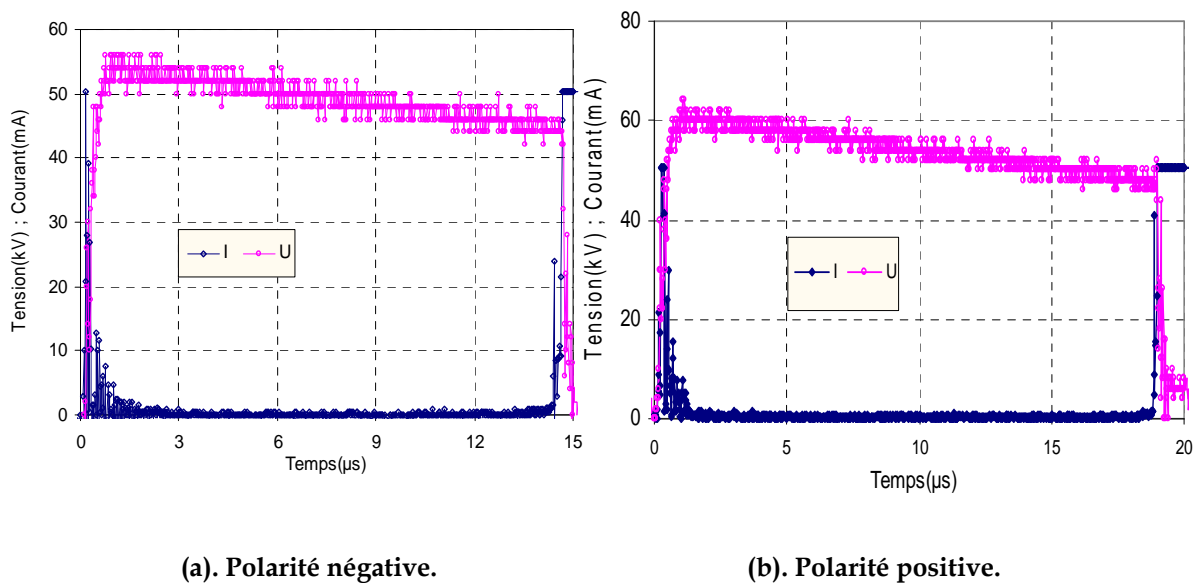


Figure VI.3. Oscillogramme du courant et de la tension de la configuration A pour une conductivité de 10  $\mu\text{S}/\text{cm}$ .

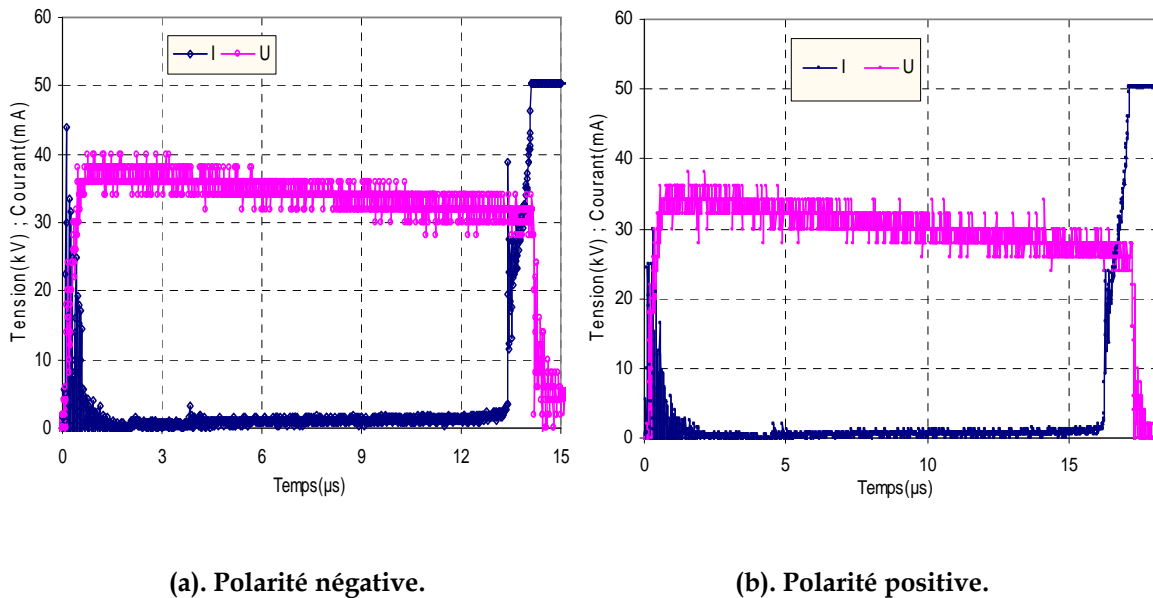


Figure VI.4. Oscillogramme du courant et de la tension de la configuration A pour une conductivité de 500  $\mu\text{S}/\text{cm}$ .

### VI.2.1.2 Bande polluée côté masse et bande humide côté HT (configuration B)

Les figures VI. 5 et VI.6 illustrent les clichés statiques du développement des décharges pour des conductivités côté masse respectives de  $100 \mu\text{S}/\text{cm}$  et  $500 \mu\text{S}/\text{cm}$  dans les deux polarités. Nous observons le même comportement des décharges que pour la configuration (A). Nous remarquons que quelles que soient la polarité appliquée et la conductivité de la bande polluée, les décharges situées au niveau des bandes sèches sont plus longues que la décharge amorcée au niveau de l'électrode pointe HT. Nous constatons aussi que les décharges au niveau des bandes sèches tendent à se rejoindre comme dans la configuration A.

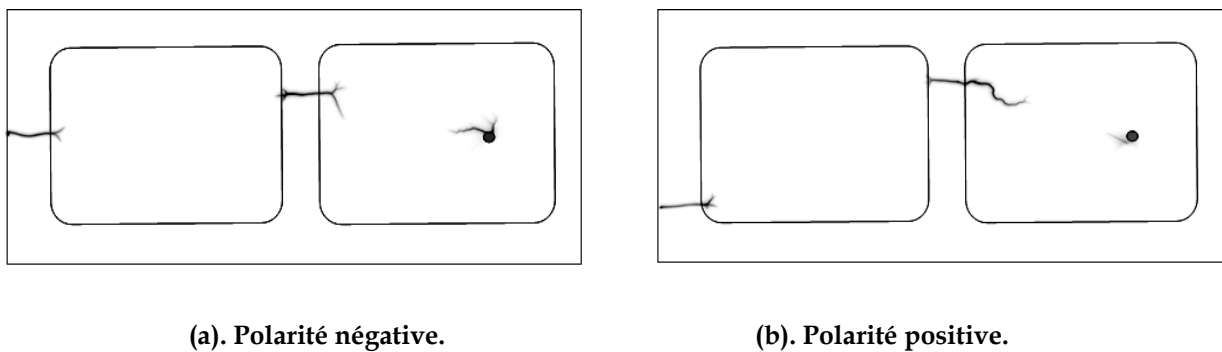


Figure VI. 5. Clichés statiques dans le cas de la configuration B pour une conductivité de  $10 \mu\text{S}/\text{cm}$ .

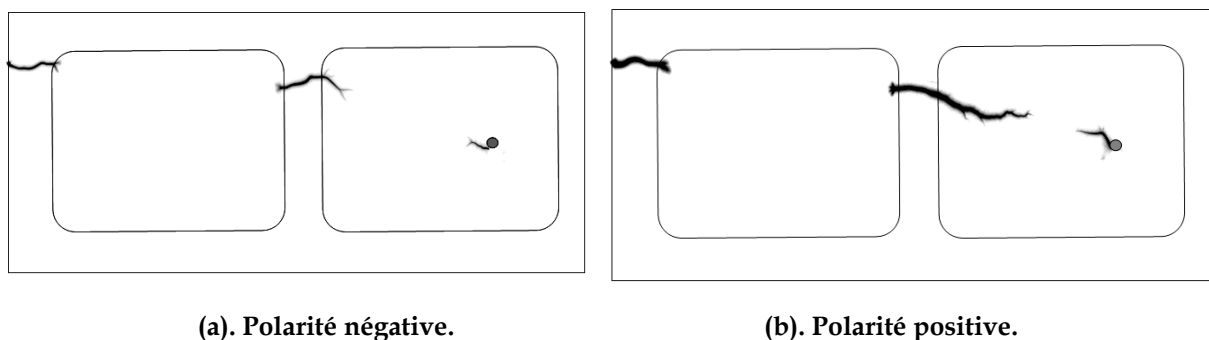
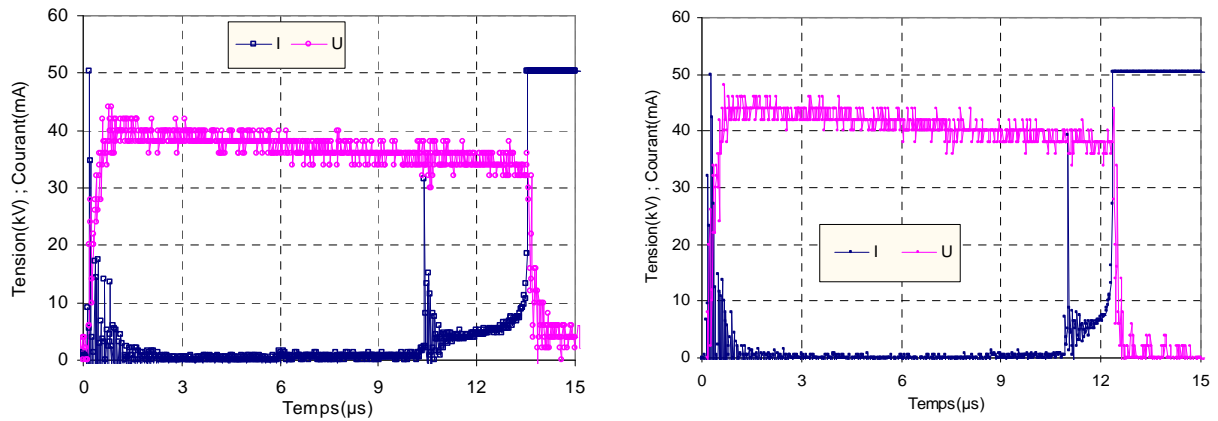


Figure VI.6. Clichés statiques dans le cas de la configuration B pour une conductivité de  $500 \mu\text{S}/\text{cm}$ .

La figure VI.7 illustre les oscillogrammes des tensions et des courants pour une conductivité de la bande polluée côté masse (configuration B) respectivement égale à  $100 \mu\text{S}/\text{cm}$ . Le courant présente le même aspect que pour la configuration A. Et le second palier est plus long ; il présente une durée plus importante pour une pointe

positive. Cependant, la durée de ce palier est plus importante que dans la configuration A.



(a) : polarité positive

(b) : polarité négative

Figure VI.7. Clichés statiques dans le cas de la configuration B pour une conductivité de 100 μS/cm.

## VI.2.2 Grandeurs critiques et influence de la polarité

### VI.2.2.1 Tensions critiques et courants critiques

Les figures VI.8 à VI.11 représentent les variations des tensions critiques et des courants critiques de toutes les configurations dans les deux polarités. La configuration 2BP2BS présente des grandeurs critiques inférieures à celles des configurations A et B. Nous remarquons également que les grandeurs critiques des configurations A et B sont différentes bien que les résistances totales équivalentes soient égales.

Les figures VI.8 et VI.9 montrent que la différence entre les tensions critiques des configurations A et B diminue avec l'augmentation de la résistivité de la bande polluée à partir de  $\rho_p=20$  kΩ.cm. Cette différence est plus importante en polarité négative. Pour des conductivités moyennes de la couche de pollution de 50 μS/cm et 250 μS/cm (ou des résistivités de 10 kΩ.cm et 2 kΩ.cm) de la configuration 2BP2BS



correspondent à des conductivités moyennes de la couche de pollution de  $100 \mu\text{S}/\text{cm}$  et  $500 \mu\text{S}/\text{cm}$  (ou des résistivités de  $20 \text{ k}\Omega.\text{cm}$  et  $4 \text{ k}\Omega.\text{cm}$ ) des configurations A et B. Cependant, les grandeurs critiques respectives sont différentes. Par conséquent, les variations de l'impédance linéique locale en amont de la décharge déterminent les conditions de propagation de chaque décharge. Dans le cas de la configuration 2BP2BS, l'impédance linéique en amont des décharges est une résistance linéique identique dans chaque bande polluée. Par contre dans les configurations A et B, chaque décharge est en série avec une bande polluée de caractéristiques différentes. Dans la configuration A, la décharge amorcée du côté de la pointe HT est en série avec une résistance linéique alors que celle de la bande du milieu possède deux points de contact : l'un dans la bande polluée de résistance linéique  $r_p$  et l'autre dans la bande humide d'impédance  $z_p$ . La troisième décharge amorcée au niveau de la dernière bande sèche est en série avec une impédance  $z_p$ . Ainsi, chaque décharge se propage avec des conditions locales différentes affectant directement leur résistance.

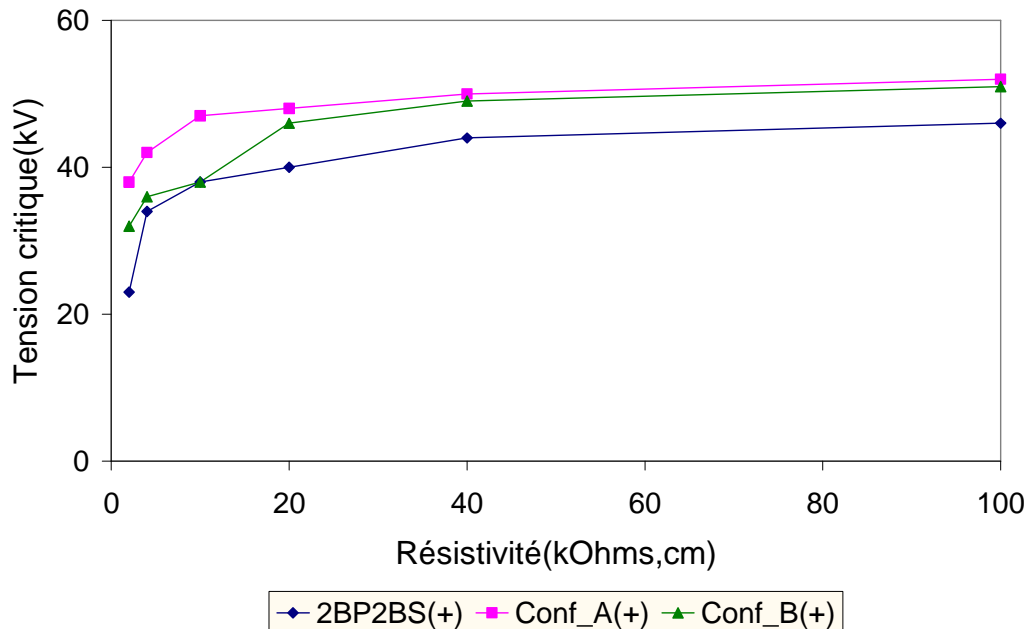


Figure VI.8. Variation des tensions critiques des différentes configurations en fonction de la résistivité des bandes dans le cas de la polarité positive.

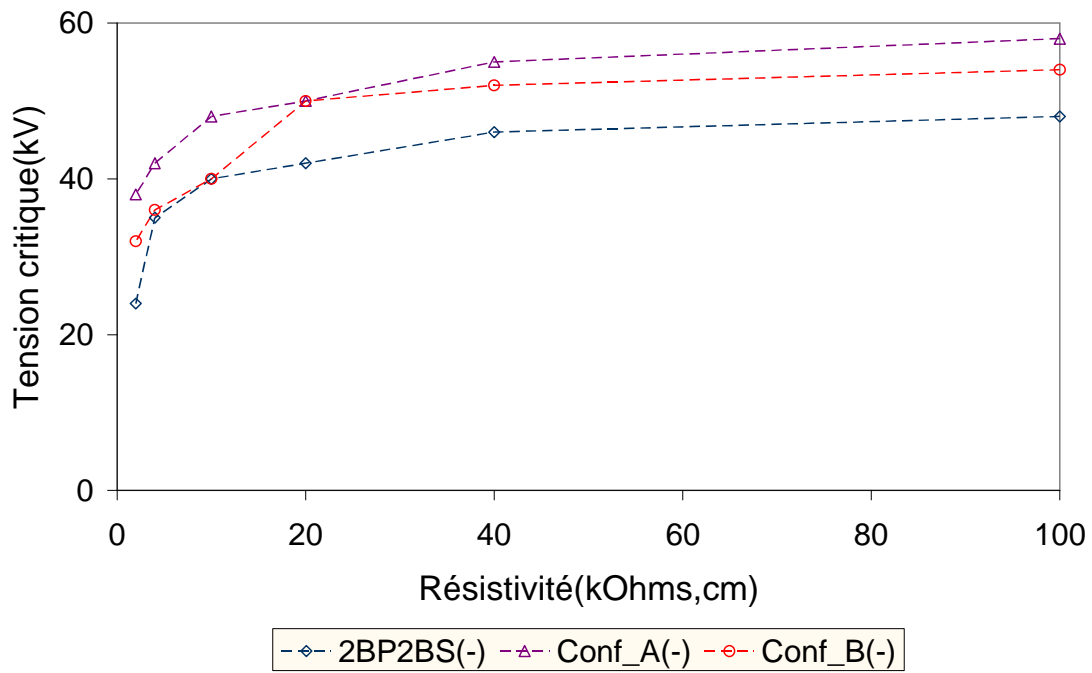


Figure VI.9. Variation des tensions critiques des différentes configurations en fonction de la résistivité des bandes dans le cas de la polarité positive.

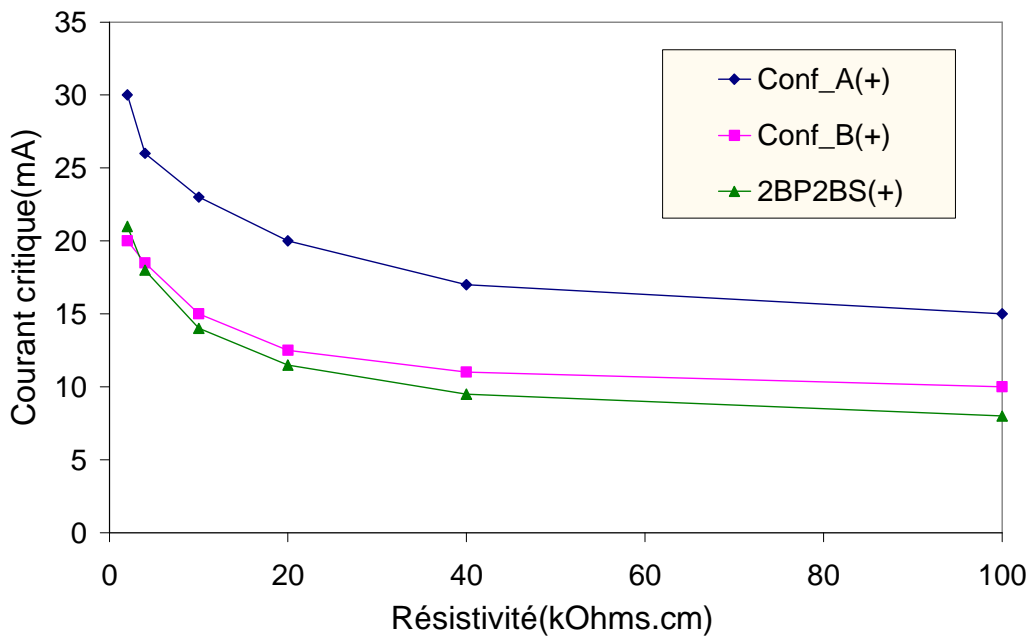


Figure VI.10. Variation des courants critiques des différentes configurations en fonction de la résistivité des bandes dans le cas de la polarité positive.

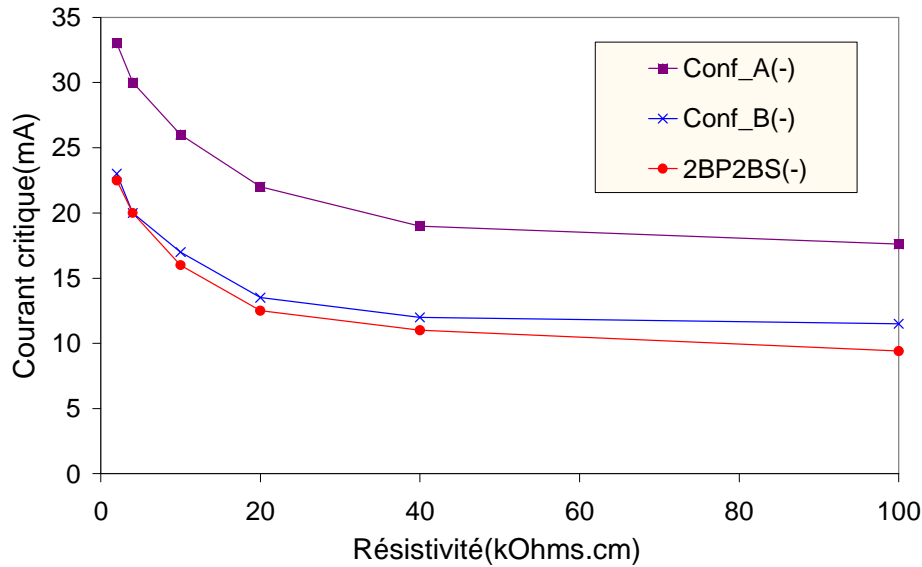


Figure VI.11. Variation des courants critiques des différentes configurations en fonction de la résistivité des bandes dans le cas de la polarité positive.

Le même raisonnement est utilisé pour la configuration B. En effet, la décharge amorcée au niveau de l'électrode HT est en série avec une impédance linéique  $z_p$  alors que celle de la bande sèche du milieu est en série, de part et d'autre, à une impédance  $z_p$  et une résistance  $r_p$ . Quant à la dernière décharge, elle est en série avec une résistance linéique  $r_p$ . Ainsi les conditions locales de propagation sont différentes de celles de la configuration A. Les résistances des décharges ne seront donc pas les mêmes que précédemment. Par conséquent, le système n'évolue pas avec une seule condition de propagation avec des paramètres de la décharge constants et identiques, tel que formulé par Farzaneh *et al.* [168] ; les conditions de propagation sont locales et les paramètres caractéristiques varient selon la configuration.

### VI.2.2.2 Influence la polarité de la tension

D'après les figures VI.12 à 14, les tensions critiques avec une pointe positive sont inférieures à celles avec une pointe négative. Toutefois, nous constatons que les écarts entre ces grandeurs critiques, dans les deux polarités, changent selon la configuration de la pollution. Pour une configuration discontinue uniforme (Figure VI.12), l'écart entre les tensions critiques diminue avec l'augmentation de la

résistivité de la pollution. Nous observons le contraire pour les configurations A et B (figures VI.13 et VI.14). Cela serait dû au phénomène d'injection de charges négatives au niveau des bandes sèches. Nous remarquons également que l'écart entre les tensions critiques de la configuration A est plus important que celui de la configuration B. Les tensions critiques sont quasiment identiques pour les faibles résistivités de la pollution dans toutes les configurations. L'écart entre les grandeurs critiques se manifeste à partir d'une résistivité de 20 kΩ.cm.

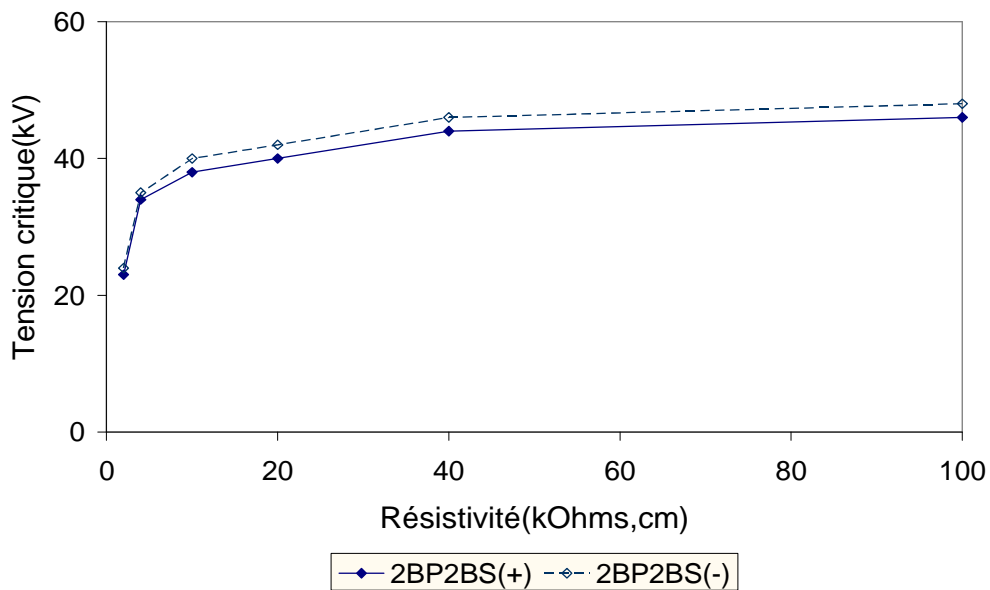


Figure VI.12. Variation des tensions critiques de la configuration 2BP2BS en fonction de la résistivité des bandes dans les deux polarités.

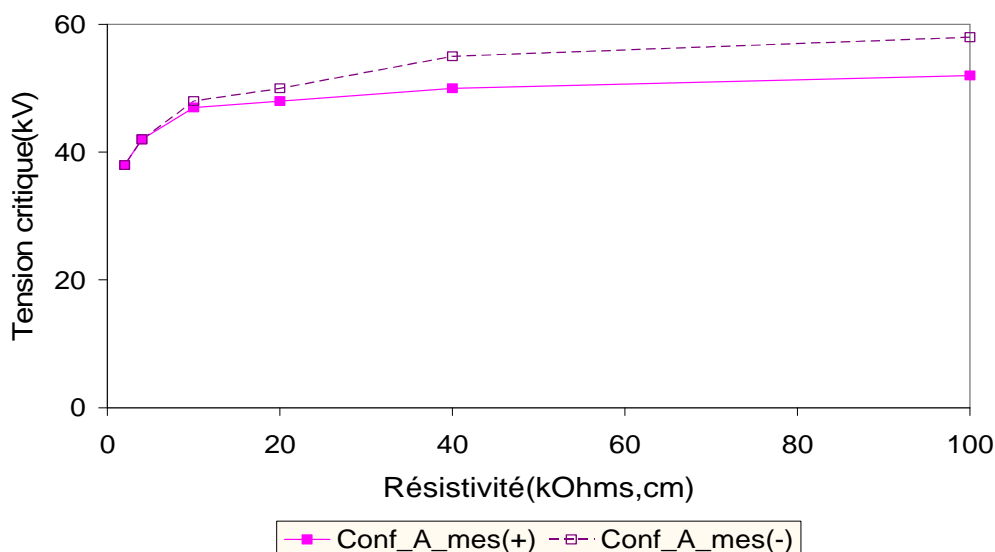


Figure VI.13. Variation des tensions critiques de la configuration A en fonction de la résistivité des bandes dans les deux polarités.

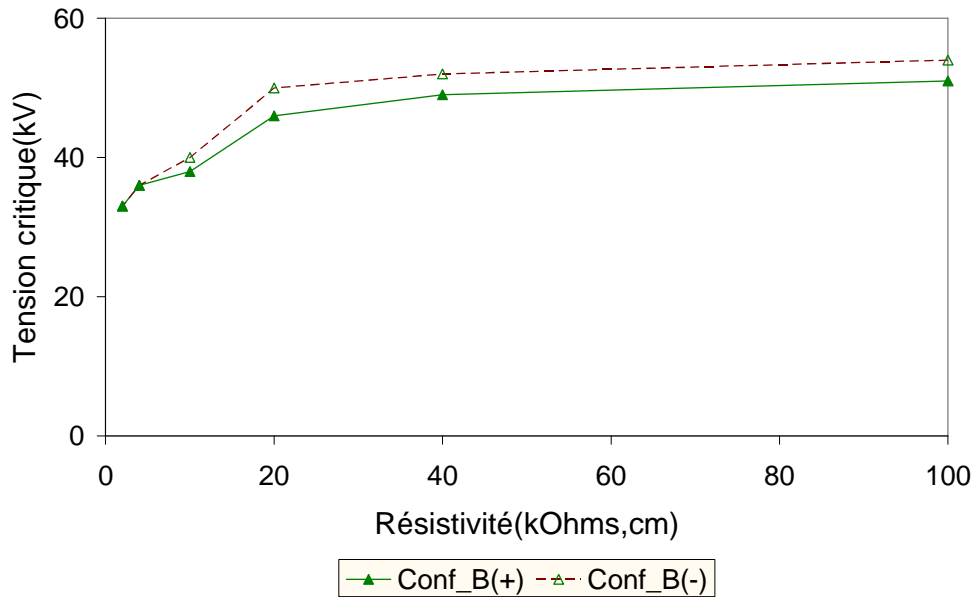


Figure VI.14. Variation des tensions critiques de la configuration B en fonction de la résistivité des bandes dans les deux polarités.

### VI.3 Modélisation mathématique

Le modèle que nous proposons est basé sur celui présenté au chapitre IV et les observations expérimentales que nous venons de voir ainsi que celles du chapitre II. Considérons le circuit électrique équivalent d'une configuration à  $m$  bandes polluées et  $m'$  bandes sèches (Figure VI.15). Les bandes sèches sont remplacées par des décharges de longueurs  $X_i$  et de résistances  $R_{di}$ . En négligeant l'inductance des décharges, le bilan électrique du système est :

$$V = R_{d1}(X_1)I + Z_{p1}(X_1)I + R_{d2}(X_2)I + Z_{p2}(X_2)I + \dots + R_{dm'}(X_m)I + Z_{pm}(X_m)I \quad (\text{VI.1})$$

ou

$$V = \sum_{i=1}^{m'} R_{di}(X_i)I + \sum_{i=1}^m Z_{pi}(X_i)I \quad (\text{VI.2})$$

avec

$$Z_{pi}(X_i) = \frac{R_{pi}(X_i)}{1 + j\omega R_{pi}(X_i).C_{pi}(X_i)} \quad (\text{VI.3})$$

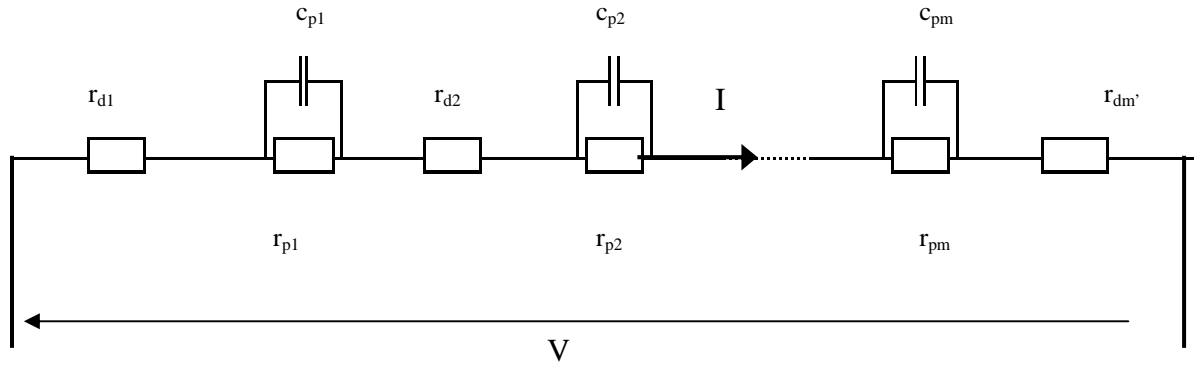


Figure IV.15 : Circuit électrique équivalent.

Les termes de l'impédance équivalente sont définies par :

$$R_{di}(X_i) = r_{di} X_i = \frac{X_i \cdot \rho_{di}}{s_{di}}; \quad R_{pi}(X_i) = r_{pi} (L_i - X_i) = \frac{\rho_{pi}}{s_{pi}} (L_i - X_i); \quad C_{pi}(X_i) = \frac{c_{pi}}{L_i - X_i} = \epsilon_{pi} \frac{s_{pi}}{L_i - X_i}$$

où «  $i$  » représente le numéro de la bande,  $\rho_{pi}$  est la résistivité de la pollution de la bande «  $i$  »,  $s_{pi}$  la section de passage du courant dans la pollution de la bande «  $i$  »,  $r_{pi}$  la résistance linéique de la pollution de la bande «  $i$  »,  $c_{pi}$  la capacité linéique de la pollution de la bande «  $i$  » et  $\epsilon_{pi}$  la permittivité de la pollution de la bande «  $i$  »,  $L_i$  la longueur de ligne de fuite de la bande «  $i$  »,  $\rho_{di}$  est la résistivité de la décharge «  $i$  »,  $s_{di}$  sa section, et  $r_{di}$  sa résistance linéique.

Pour que la condition de propagation soit remplie, il faut que la condition de propagation locale dans chaque bande soit satisfaite, c'est-à-dire qu'il faut que la variation de l'impédance équivalente locale dans chaque bande soit décroissante :

$$\frac{d|Z_{eqi}|^2}{dX_i} \leq 0 \quad (VI.4)$$

A partir du critère des impédances définie par Dhahbi *et al.*[59], nous pouvons déduire la condition de propagation de chaque bande et qui s'exprime par le rapport

$$k_i = \frac{y_i r_{di}}{r_{pi}} \quad (VI.5)$$

avec  $0 < k_i \leq 1$

et

$$y_i = 1 + (\omega \rho_{pi} \varepsilon_p)^2 \quad (\text{VI.6})$$

A partir de là, en suivant un raisonnement analogue à celui présenté au chapitre IV, nous pouvons donc exprimer la longueur critique de chaque décharge et les paramètres caractéristiques des décharges comme suit :

$$X_{cri} = \sum_i L_i \cdot \frac{r_{pi} (r_{pi} - y_i r_{di}) + r_{pi}^4 \omega^2 c_{pi}^2}{(r_{pi} - y_i r_{di})^2 + \omega^2 r_{pi}^4 c_{pi}^2} \quad (\text{VI.7})$$

$$n = \sum_i \frac{k_i (k_i - 1)}{1 - k_i + (r_{pi} \omega c_{pi})^2} \quad (\text{VI.8})$$

$$N = \sum_i r_{di} \left( \frac{\pi \cdot \lambda_{th} \cdot \sum_i T_{di}}{\sum_i r_{di}} \right)^{\left(\frac{n_i+1}{2}\right)} \quad \text{ou} \quad N = \sum_i \frac{k_i r_{pi}}{y_i} \left( \frac{\pi \cdot \lambda_{th} \cdot \sum_i T_{di}}{\sum_i k_i r_{pi} / y_i} \right)^{\left(\frac{n+1}{2}\right)} \quad (\text{VI.9})$$

Le courant critique et la tension critique se calculent en remplaçant les expressions des paramètres  $n$  et  $N$  dans les formules IV.29 et IV.30 du chapitre IV.

## VI.4 Validation

Pour valider notre modèle, nous considérons une configuration de type deux bandes polluées et deux bandes sèches (2BP2BS). Cette configuration a été déjà présentée au chapitre II ainsi que le dispositif expérimental utilisé à cet effet. Dans ce cas, la capacité de la pollution est identique dans les bandes polluées et elle prise égale à celle de l'eau ( $\varepsilon_{eau}=78,4$ ). Quant aux résistances linéiques des bandes polluées, elles seront fonction de la résistivité de chaque bande et de l'épaisseur effective de la pollution. Rappelons que lorsque l'onde de tension appliquée est une impulsion de foudre, seule une fraction de l'épaisseur de couche de pollution participe activement

à la conduction tel que constaté dans les chapitres IV et V. Cette épaisseur dite « épaisseur effective » dépend de la polarité de la tension, de la conductivité de la pollution et de sa configuration.

Le circuit équivalent de notre modèle est donné par la figure VI.18 et l'équation électrique du système est définie par :

$$V = Z_{eq1}(X_1)I + Z_{eq2}(X_2)I + Z_{eq3}(X_3)I \quad (VI-10)$$

avec

$$Z_{eq1}(X_1) = R_{d1}(X_1) + \frac{R_{p1}(X_1)}{1 + j\omega R_{p1}(X_1).C_{p1}(X_1)} \quad (VI-11)$$

$$Z_{eq2}(X_2) = R_{d2}(X_2) + \frac{R_{p2}(X_2)}{1 + j\omega R_{p2}(X_2).C_{p2}(X_2)} \quad (VI-12)$$

$$Z_{eq3}(X_3) = R_{d3}(X_3) + \frac{R_{p2}(X_3)}{1 + j\omega R_{p2}(X_3).C_{p2}(X_3)} \quad (VI-13)$$

d'où

$$Z_{eq}(X) = Z_{eq1}(X_1) + Z_{eq2}(X_2) + Z_{eq3}(X_3) \quad (VI-14)$$

Les conditions de propagations locales de la configuration étudiée sont :

$$k_1 = \frac{y_1 r_{d1}}{r_{p1}} \quad (VI.15-a)$$

$$k_2 = \frac{y_2 r_{d2}}{r_{p2}} \quad (VI.15-b)$$

$$k_3 = \frac{y_2 r_{d3}}{r_{p2}} \quad (VI.15-c)$$

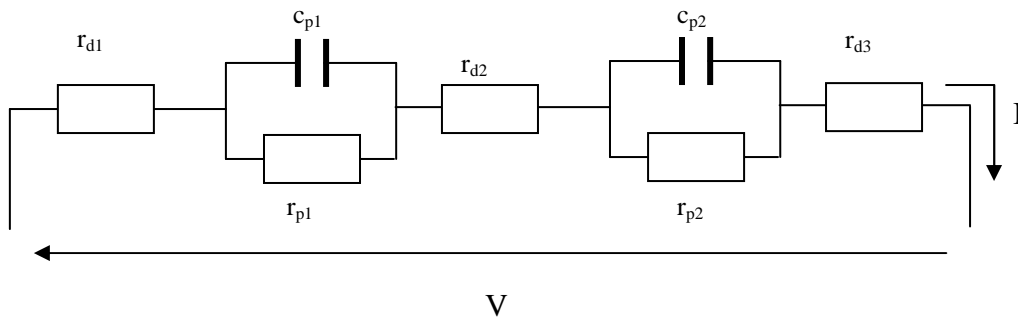


Figure VI.16. Circuit électrique équivalent pour une discontinuité uniforme et non uniforme.



### VI.4.1 Configuration discontinue avec une répartition uniforme

Dans le cas d'une configuration discontinue, uniformément polluée, les résistances linéiques des bandes polluées sont identiques, et la capacité linéique de la pollution est négligeable. Par conséquent:

$$y=y_1=y_2=y_3=1 \quad \text{et} \quad r_p=r_{p1}=r_{p2}=r_{p3}.$$

Les conditions de propagation locale de cette configuration seront donc identiques et revient à :

$$k = \frac{r_d}{r_p} \tag{VI.16}$$

En supposant que les températures des décharges sont identiques dans chaque bande, les longueurs critiques et les paramètres caractéristiques s'exprimeront par :

$$X_{cri} = m \frac{k(k-1)}{1-k + (r_p \omega c_p)^2} \tag{VI.17}$$

$$n = \sum_i \frac{k_i(k_i-1)}{1-k_i + (r_{pi} \omega c_{pi})^2} \tag{VI.18}$$

$$N = mr_d \left( \frac{\pi \cdot \lambda_{th} \cdot T_d}{r_d} \right)^{\left( \frac{n+1}{2} \right)} \tag{VI.19}$$

Les figures VI.17 et VI.18 illustrent la confrontation du calcul des courants critiques et des tensions critiques aux valeurs expérimentales dans les deux polarités. Les tensions critiques calculées sont quasiment identiques aux tensions de contournement mesurées quelle que soit la polarité de la pointe HT (Figure VI.17). Quant aux courants critiques, les valeurs calculées sont proches de celles mesurées (Figure VI.18). Par conséquent, les hypothèses qui consistent à considérer que les températures des décharges sont identiques, et la condition de propagation  $k$ , sont tout à fait plausibles.

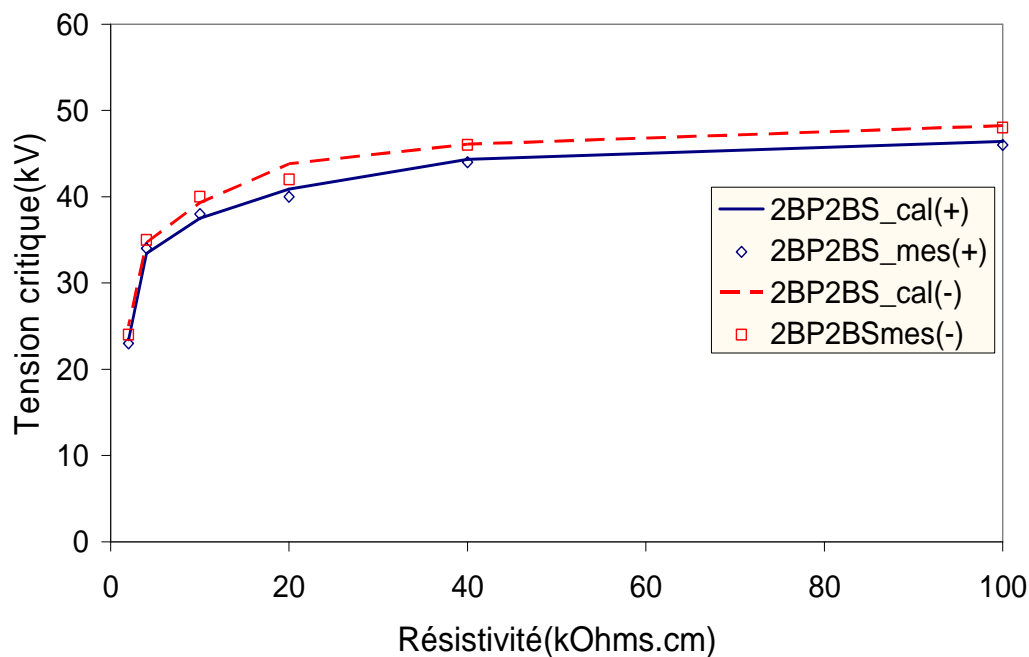


Figure VI.17. Variation des tensions critiques calculées et mesurées de la configuration 2BP2BS en fonction de la résistivité des bandes dans les deux polarités.

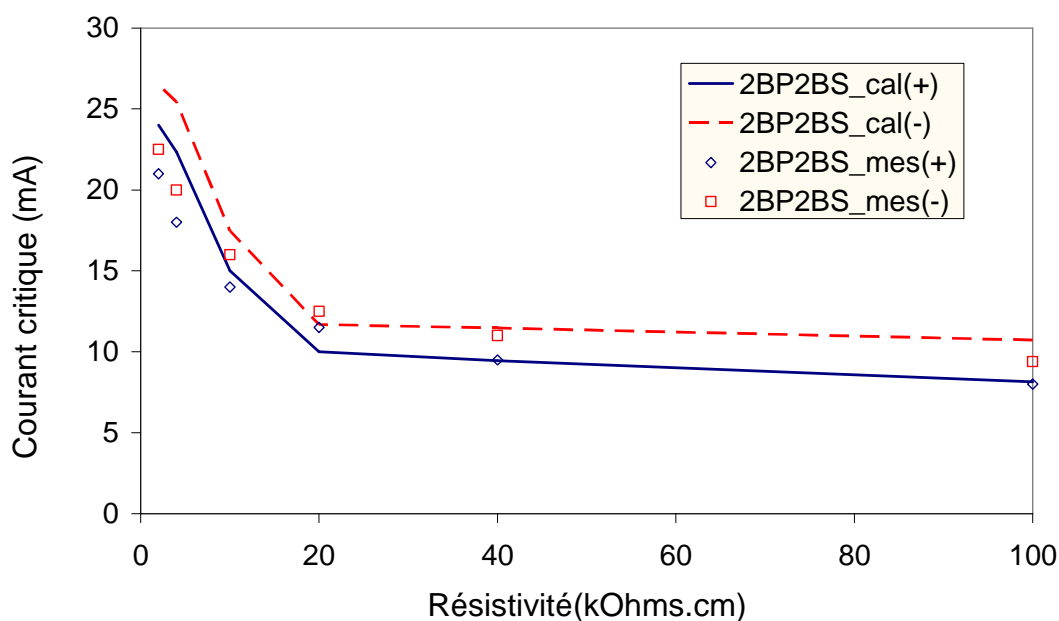


Figure VI.18. Variation des courants critiques calculés et mesurés de la configuration 2BP2BS en fonction de la résistivité des bandes dans les deux polarités.

## VI.4.2 Configuration discontinue avec une répartition non uniforme

Dans le cas d'une configuration discontinue, non uniformément polluée, les résistances linéiques des bandes polluées ne sont pas identiques : l'une est de l'eau, déminéralisée, et l'autre une solution saline. Dans ce cas, la capacité de la bande humide n'est plus négligeable contrairement au cas précédent, et la capacité linéique de la pollution est invariable.

La tension appliquée est une impulsion de foudre. La fréquence  $f$  associée à cette onde de tension est donnée par la relation empirique suivante [168]:

$$f = 0,35/T_m \quad (\text{VI.20})$$

où  $T_m$  un temps de montée.

Dans le cas d'une onde de foudre,  $f = 0,28$  MHz. Il vient alors :

$$y_i = 1 + \left( \frac{0,7 \cdot \pi}{T_m} \rho_{pi} \epsilon_p \right)^2 \quad (\text{VI.21})$$

Les conditions critiques dépendront de distribution de la pollution. Les résistances linéiques des bandes polluées sont identiques dans chaque configuration. Les températures de chaque décharge ne sont pas identiques ainsi que les épaisseurs des différentes bandes (polluée et humide). Nous avons vu dans les chapitres IV et V que l'épaisseur effective augmentait avec la résistivité de la pollution. A partir de ce constat, nous avons supposé pour nos calculs que l'épaisseur de la bande humide reste inchangée et égale à 4mm alors que celle de la bande polluée varie avec la résistivité (ou la conductivité).

### VI.4.2.1 Configuration A

Dans cette configuration la bande polluée est du côté haute tension et la bande humide est du côté masse. Les tensions critiques calculées à partir des expressions précédentes, sont quasiment identiques aux tensions de contournement mesurées quelle que soit la polarité de la tension (Figures VI.19 et VI.20). Quant aux courants critiques, les valeurs calculées pour la polarité positive semblent plus proches des valeurs expérimentales.

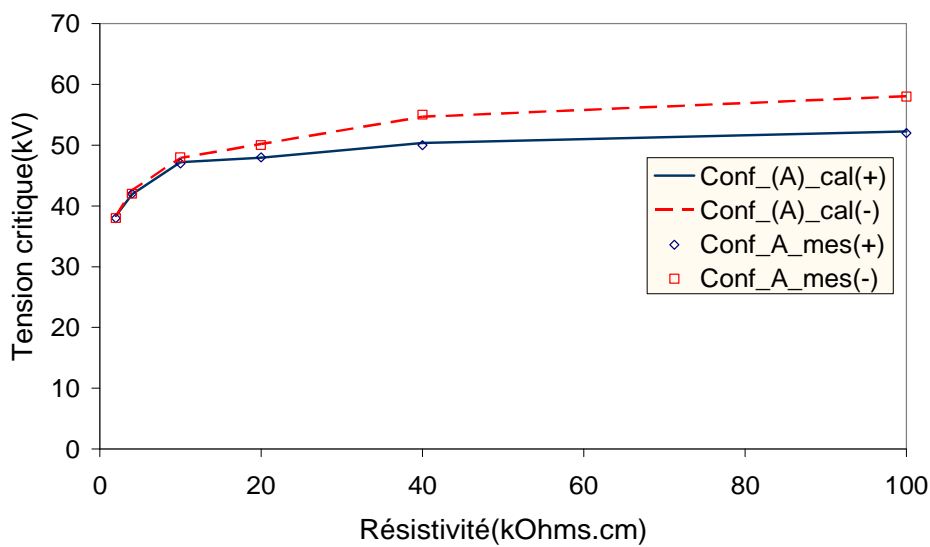


Figure VI.19. Variation des tensions critiques calculées et mesurées de la configuration A en fonction de la résistivité des bandes dans les deux polarités.

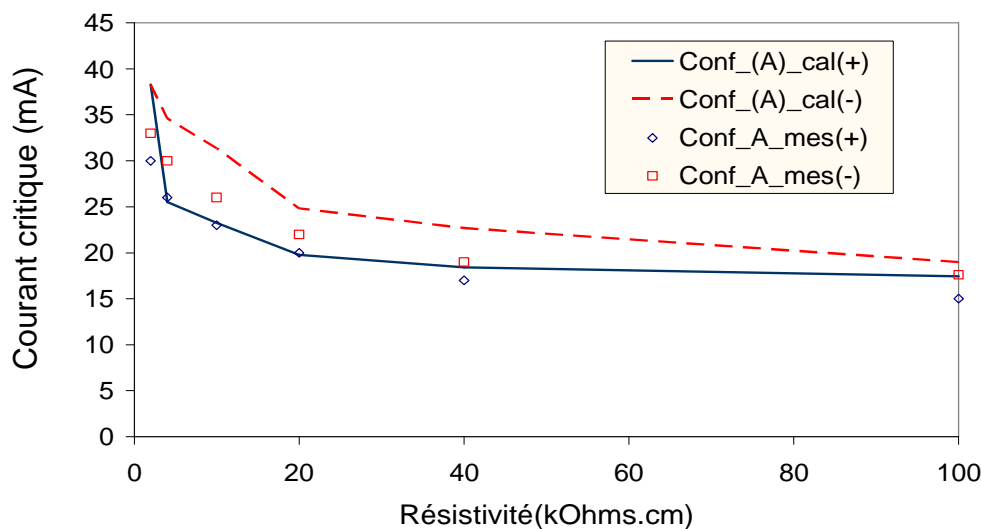


Figure VI.20. Variation des courants critiques calculés et mesurés de la configuration A en fonction de la résistivité des bandes dans les deux polarités.

### VI.4.2.2 Configuration B

Dans cette configuration, la bande polluée est du côté masse et la bande humide du côté haute tension. Les tensions critiques calculées sont quasiment identiques aux tensions de contournement mesurées quelle que soit la polarité de la tension (Figure VI.21). Il en est de même des courants critiques (Figure VI.22).

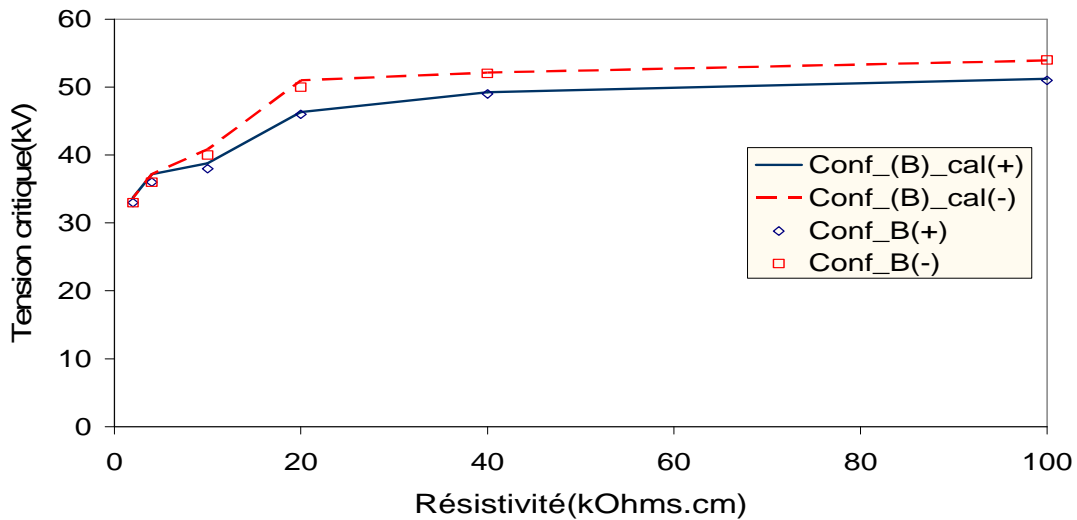


Figure VI.21. Variation des tensions critiques calculées et mesurées de la configuration A en fonction de la résistivité des bandes dans les deux polarités.

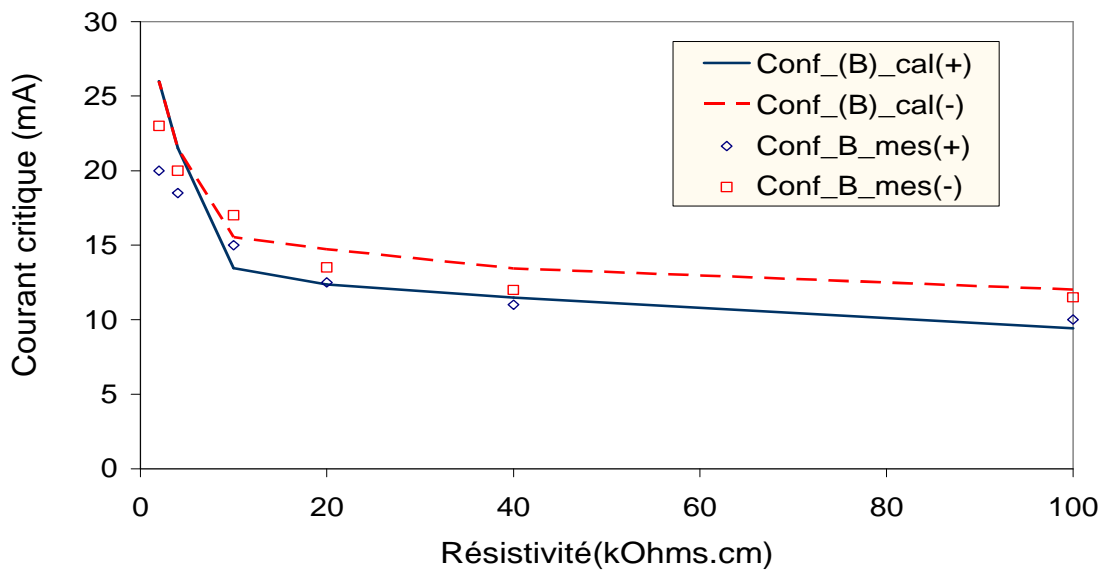


Figure VI.22. Variation des courants critiques calculés et mesurés de la configuration B en fonction de la résistivité des bandes dans les deux polarités.

Les figures VI.23 et VI.24 présentent les variations de la moyenne des températures des décharges en fonction de la résistivité de la pollution. Nous remarquons que la moyenne des températures des décharges des configurations A et B sont proches et elles sont inférieures à celles de la configuration 2BP2BS dans les deux polarités.

Les figures VI.25 et VI.26 illustrent les variations de l'épaisseur effective des bandes polluées de toutes les configurations dans les deux polarités. A première vue, nous constatons que les épaisseurs effectives dans le cas de la polarité positive sont inférieures à celles de la polarité négative. Nous remarquons également que les épaisseurs effectives des configurations A et B sont supérieures à celles de la configuration 2BP2BS dans les deux polarités.

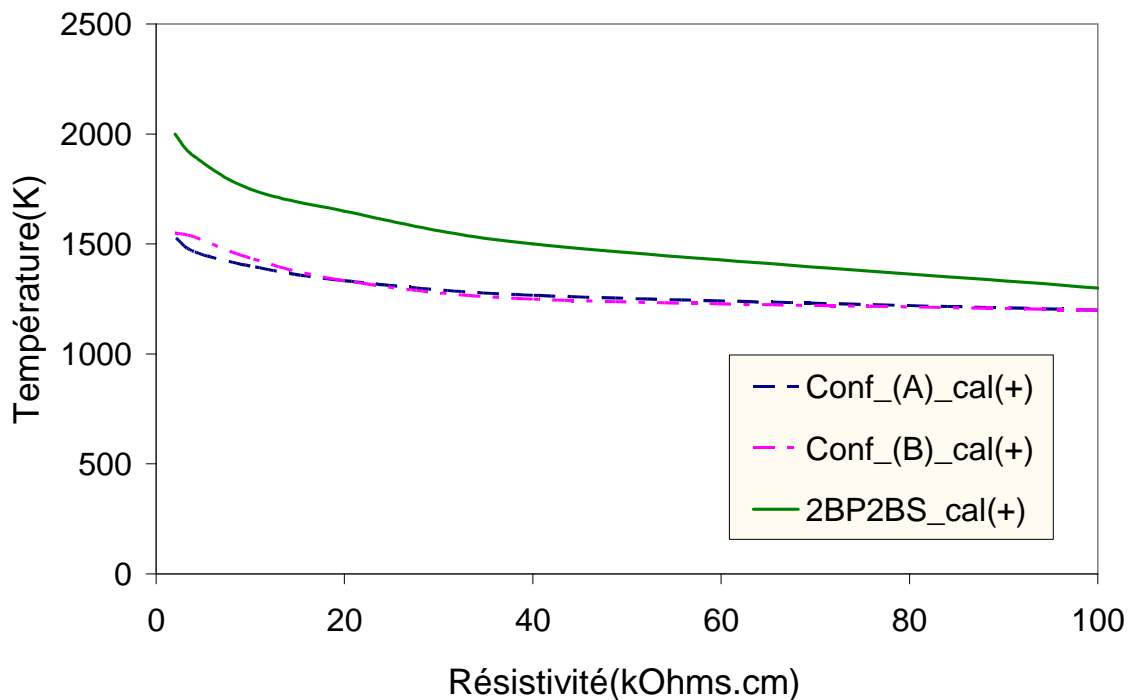


Figure VI.23. Moyenne des températures des différentes configurations en fonction de la résistivité des bandes dans le cas de la polarité positive.

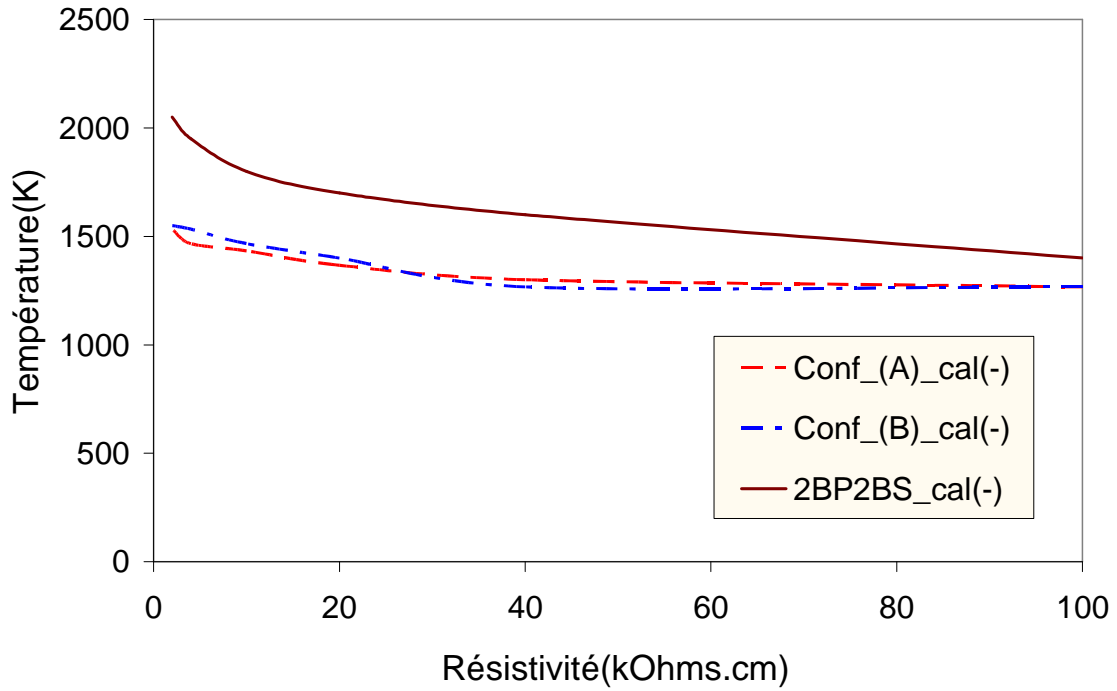


Figure VI.24. Moyenne des températures des différentes configurations en fonction de la résistivité des bandes dans le cas de la polarité négative.

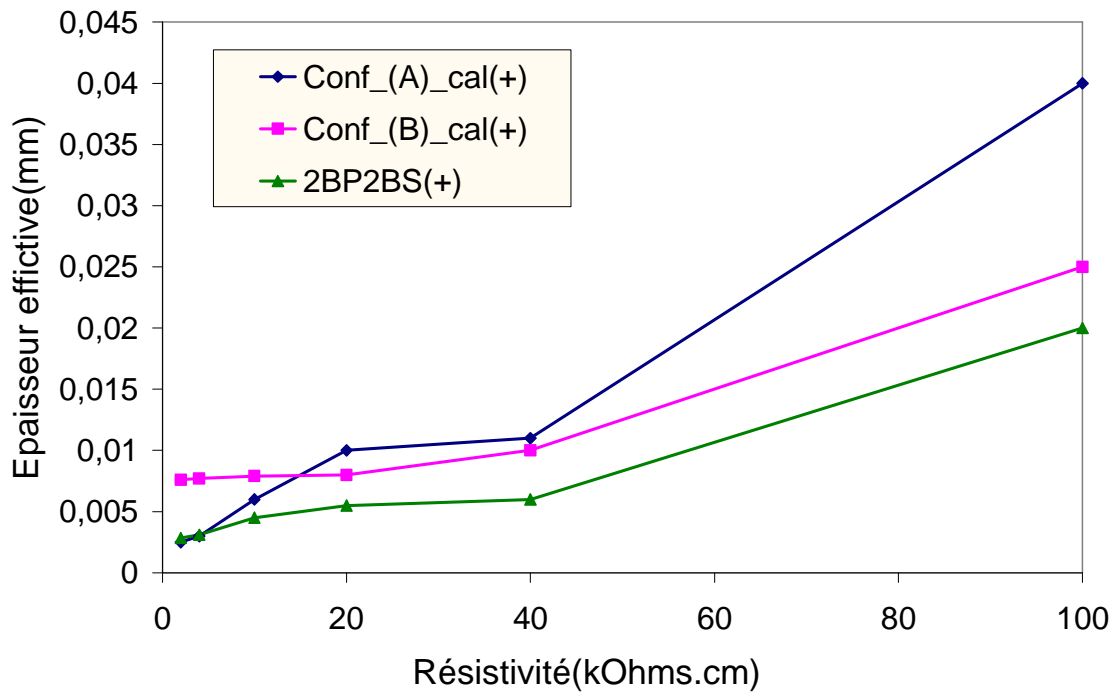


Figure VI.25. Variation des épaisseurs effectives des différentes configurations en fonction de la résistivité des bandes dans le cas de la polarité positive.

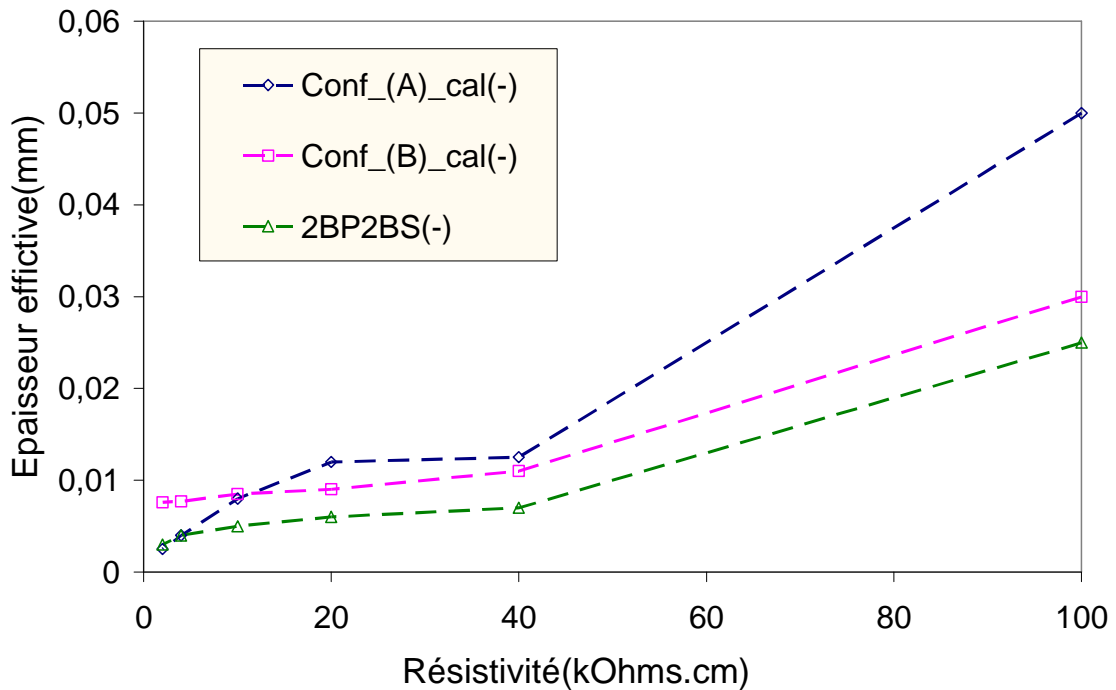


Figure VI.26. Variation des épaisseurs effectives des différentes configurations en fonction de la résistivité des bandes dans le cas de la polarité négative.

## VI.5 Conclusion

La caractérisation optique et électrique montre que l'amorçage des décharges a lieu au niveau des bandes sèches et que leur morphologie est fonction de la polarité de l'électrode HT. Les oscillogrammes des courants révèlent autant de sauts (paliers) que de bandes sèches. Le type de configuration de la pollution et la polarité ont une influence sur la valeur de l'intensité du courant et la durée du dernier palier ainsi que l'écart entre les grandeurs critiques. Par conséquent, les conditions de propagation des décharges sont locales et que les paramètres caractéristiques varient selon la configuration.

Le modèle que nous avons développé montre que les paramètres des décharges sont fonction de la configuration de la pollution. La validation de ce modèle pour les cas étudié a donné de bons résultats. Les calculs montrent que la nature du dépôt



polluant affecte les conditions critiques à travers les éléments du circuit électrique équivalent et l'épaisseur effective du dépôt. Le modèle montre également que la moyenne des températures des décharges change selon la configuration étudiée. Les épaisseurs effectives des différentes configurations ne sont pas identiques et varient avec la résistivité des bandes polluées, la configuration de la pollution et la polarité appliquée.

# CONCLUSION GENERALE

Ce travail a porté sur la caractérisation optique et électrique ainsi que la modélisation mathématique des décharges se propageant sur les surfaces d'isolateurs polluées en tenant compte de la forme de tension appliquée, de la répartition et de la constitution du dépôt polluant.

Sous tension de choc de foudre (1,2/50 $\mu$ s), la morphologie des décharges ainsi que les courants associés dépendent de la tension (forme, amplitude, polarité), de la répartition de la pollution et de sa conductivité. Les décharges observées ont beaucoup de similitudes avec les longues décharges dans l'air. La présence de bandes sèches influe sur l'écart entre les tensions de contournement selon la polarité de l'électrode haute tension.

Les vitesses moyennes de la décharge mesurées en polarité négative sont supérieures à celles en polarité positive. La fraction d'énergie totale dédiée au déplacement de la décharge varie avec la longueur de la décharge et la polarité de l'électrode haute tension. Le temps critique correspondant aux conditions critiques est de l'ordre de 9/10 du temps total de contournement quelle que soit la polarité de la tension.

La constitution chimique de la couche de pollution a peu d'effet sur la tension critique contrairement aux courants critiques, qui eux sont sensibles à la nature chimique du dépôt de pollution. Les valeurs des constantes caractéristiques  $n$  et  $N$  sont fonction de la nature chimique des dépôts et de la polarité de la tension.

Le modèle que nous avons élaboré montre que les constantes caractéristiques de la décharge  $n$  et  $N$  ne sont pas statiques mais plutôt des paramètres dynamiques. Les expressions des paramètres  $n$  et  $N$  dépendent des éléments du circuit électrique équivalent du système constitué de la décharge et du dépôt de pollution, et des propriétés thermiques de la décharge. Les relations des conditions critiques du contournement que nous avons développé relient les paramètres électriques et thermiques du circuit équivalent et la condition de propagation de la décharge. Cette

approche permet de comprendre l'effet de la constitution de la pollution sur les valeurs de  $n$  et  $N$ . L'application de ce modèle, pour différentes formes de tension et pour plusieurs types de pollution, donne des résultats satisfaisants.

Ce modèle montre que la température de la décharge diminue avec l'augmentation résistance de la pollution quelles que soient la nature de la pollution et la forme de tension appliquée. Nous avons également trouvé que la température de la décharge diminue avec l'augmentation de la quantité de  $DDNS$  présente dans la pollution. Les calculs pour le cas d'une tension continue montre que la température de la décharge varie de 1400 K à 2300 K. et que l'hypothèse selon laquelle la colonne de la décharge ne contient que de la vapeur d'eau et de l'air est plausible. En effet, cette hypothèse donne des résultats proches des valeurs expérimentales et constitue une bonne approximation des conditions critiques du contournement quelle que soit la constitution chimique de la pollution.

Dans le cas d'une tension alternative, les valeurs des tensions critiques calculées avec le modèle proposé sont proches des valeurs expérimentales contrairement aux valeurs calculées avec les expressions empiriques de  $n$  et  $N$ . La température de la décharge est presque identique à celle que nous avons trouvée pour le cas du courant continu en polarité positive. Sous tension de choc de foudre, le courant ne pénètre pas complètement la couche de pollution mais circule sur une fraction de la surface du dépôt polluant. Les tensions critiques et les courants critiques calculés, en supposant que seule une portion de la couche de pollution (soit 10%) participe à la conduction et que le phénomène de claquage a lieu pratiquement dans l'air, sont en bon accord avec les valeurs expérimentales. Nous avons montré également que l'épaisseur effective du dépôt est proportionnelle la résistivité de la pollution. La résistance effective est supérieure à la résistance linéique de la pollution quelle que soit la polarité de l'électrode haute tension. Nous avons trouvé que les températures de la décharge sont supérieures à celles en courant continu et en courant alternatif. Nous avons également constaté que les températures de la décharge avec une pointe

positive sont inférieures à celles avec pointe négative contrairement au cas du courant continu.

Les courants et les tensions critiques dépendent de la configuration de la pollution et de la polarité de la tension. Les résultats du calcul des tensions critiques et des courants critiques montrent que la couche de pollution ne participe pas dans sa totalité à la conduction. L'introduction de la notion d'épaisseur critique efficace et son application au calcul des tensions et courants critiques donne de bons résultats. Aussi, l'épaisseur efficace et la résistance efficace de la couche de pollution varient avec la résistivité et la configuration de la pollution ainsi que la polarité appliquée.

Dans le cas de dépôt de pollution discontinue et/ou non uniforme, les analyses optique et électrique montrent que l'amorçage des décharges a lieu au niveau des bandes sèches et que leurs morphologies dépendent de la polarité de l'électrode haute tension. Les oscillogrammes des courants révèlent autant de sauts (paliers) que de bandes sèches. Le type de configuration de la pollution et la polarité ont une influence sur la valeur de l'intensité du courant et la durée de chaque palier. Les conditions de propagation des décharges sont locales et leurs paramètres caractéristiques varient selon la configuration du dépôt et la polarité de la tension appliquée. Les calculs montrent que la nature du dépôt polluant et sa répartition affectent les conditions critiques à travers les éléments du circuit électrique équivalent et l'épaisseur effective du dépôt. Le modèle montre également que la moyenne des températures des décharges change selon la configuration étudiée.

# Bibliographie

- [1] S. M. Gubanski, "Modern outdoor insulation- Concerns and challenges", IEEE Electrical Insulation Magazine, Vol. 21, N°6, pp. 5-11, Nov./Dec. 2005.
- [2] M. Farzaneh and W. A. Chisholm, "Insulators for icing and polluted environments", IEEE Press, John Wiley & Sons, Inc. Publication, 2009.
- [3] Cigrè working group 33-04, "The measurement of site pollution severity and its application to insulator dimensioning for AC systems," GT/WG 04. Electra, N°20, 1979.
- [4] M. Akbar and F. Zedan, "Performances of HV transmission line insulators on desert conditions - Part 3: pollution measurement at a coastal site in the eastern region of Saudi Arabia", IEEE Trans. on PD, vol. PD-6, N°1, January 1991.
- [5] M. El-A. Slama, "Contribution à l'étude de l'influence de la non-uniformité de la distribution de la pollution basée sur la méthode de la DDSE pour le dimensionnement des isolateurs des lignes THT à courant alternatif". Thèse de Magister, Université des Sciences et Technologies d'Oran (USTO), Algérie, 2002.
- [6] K. Takasu, T. Shindo and N. Arai, "Natural contamination test of insulators with DC voltage energization at Inland Areas", IEEE Trans. On PD, Vol. 3, No.4, pp 1847-1853, October 1988.
- [7] K. Naito, K. Morita, Y. Hasegawa and T. Imakoma, "Improvement on the DC voltage insulation efficiency of suspension insulators under contaminated conditions", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 23, pp. 1025-1032, 1988.
- [8] I. Kimoto, T. Fujimura, K. Naito, "Performance of Insulators for Direct Current Transmission Line under Polluted Conditions", IEEE Trans. PAS, Vol. 92, pp. 943-949, 1973.
- [9] X. Lin, Z. Chen, X. Liu, K. Chu, K. Morita, R. Matsuoka and S. Ito, "Natural insulator contamination test results on various shed shapes in heavy industrial contamination areas", IEEE Trans. on Electr. Insul., Vol. 27, N°3, pp. 593-600, June 1992.

- [10] M. El-A. Slama S. Flazi, H. Hadi, N. Tchouar, "Etude du dépôt de pollution responsable du contournement des isolateurs des lignes aériennes du réseau électrique THT national", Revue Sciences et Technologie B, n°25, pp 43-50, Revue éditée par l'Université Mentouri de Constantine, Algérie, Juin 2007.
- [11] Working Group C4.303, "Outdoor insulation in polluted conditions: Guideline for selection and dimensioning. Part 1 General principles and the AC case", Cigré, June 2008.
- [12] M. A. B. El-Koshairy et F. A. M Rizk, "comportement des isolateurs des lignes de transport à THT dans des conditions de pollution désertique", Cigré, Gr 33-05, 1978.
- [13] J.S. Forrest, "The Electrical Characteristics of 132 - kV Line Insulators Under Various Weather Conditions", IEE Proceedings , pp. 401-423, 1936.
- [14] H. Hadi, "Mécanismes de contournement et sa modélisation dynamique appliquée aux isolateurs réels", Thèse de doctorat d'état, Université des Sciences et Technologies d'Oran (USTO), Algérie, 2002
- [15] CEI 60507, "Essais sous pollution artificielle des isolateurs destinés aux réseaux à courant alternatif ", 1991
- [16] CEI 60-1, "Techniques d'essais à haute tension. Partie 1 : Définitions et prescriptions relatives aux essais", 1989.
- [17] IEEE Standard Techniques for High-Voltage Testing. IEEE Std 4-1995.
- [18] M. K. H. Schneider "A critical comparison of artificial pollution test methods for HV insulator", GT/WG 04, Electra n°20, 1979.
- [19] CEI 815, "guide pour le choix des isolateurs sous pollution", 1986.
- [20] B. F. Hampton, "Flashover Mechanism of Polluted Insulation", Proc. IEE, Vol. 111, N°5, pp. 985-990, 1964.
- [21] R. Wilkins, "Flashover Voltage of HV Insulators with Uniform Surface Pollution Films", Proc IEE, Vol. 116, pp. 457-465, 1969.
- [22] D.C. Jolly and C.D. Poole," Flashover of contaminated insulator with cylindrical symmetry under DC conditions", IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI-14, N°12, pp 77-84, 1979.



- [23] R. Wilkins and A. A. J. Al-Baghdadi, "Arc Propagation along an Electrolytic Surface", Proc. IEE, Vol. 118, pp. 1886-1892, 1971.
- [24] 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.
- [25] D.C. Jolly, "Physical process in the flashover of insulators with contaminated surfaces", PhD thesis MIT, USA, May 1971.
- [26] P. Claverie, "Predetermination of the Behaviour of Polluted Insulators", IEEE Trans. PAS, Vol. 90, N° 4, pp. 1902-1908, 1971.
- [27] Guan Zhanga and Zhang Renyu, "Calculation of dc and ac Flashover Voltage of Polluted Insulators", IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. 25, N°4, pp. 723-728, 1990.
- [28] J. C. Labadie, "Etude de la validité de modèle électrique du contournement des isolateurs H.T pollués", Thèse de Doctorat 3ème cycle, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1977.
- [29] 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.
- [30] D. Mahi, "Dynamique de l'allongement sur une surface faiblement conductrice d'une décharge alimentée en courant alternatif", Thèse de Doctorat 3ème cycle, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1986.
- [31] José Pissalto Filho, "Analyse du Contournement d'une Surface Faiblement Conductrice par une Décharge Electrique Alimentée en Courant Continu", Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1986.
- [32] M. Tegar, "Modélisations d'isolateurs pollués soumis à divers paramètres électrogéométriques", Thèse de Doctorat d'Etat, Ecole Nationale Polytechnique, El-Harrach, Algérie, 2003.
- [33] G. Peyregne, "Eude en régime dynamique du contournement par décharges de surface isolantes rendues faiblement conductrices", Thèse de

Docteur Ingénieur, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1981.

[34] E. H. A. M. Rahal, "Sur les Mécanismes Physiques du Contournement des Isolateurs Haute Tension", Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques, University Paul Sabatier, Toulouse, France, 1979.

[35] S. Flazi, "Étude du contournement électrique des isolateurs HT pollués. Critères d'élongation de la décharge et dynamique du phénomène", Thèse de doctorat ès Sciences Physiques, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1987.

[36] A. Mekhaldi, D. Namane, S. Bouazabia and A. Beroual, "Flashover of Discontinuous Pollution Layer on High Voltage Insulators", IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.6, pp. 900-906, December 1999.

[37] L. L. Alston and S. Zoledziowski, "Growth of Discharges on Polluted Insulation", Proc. IEE, Vol. 110, N° 7, pp. 1260-1266, 1963.

[38] F. Obenaus, "Fremdschichtüberschlag und Kriechweglänge", Deutsche Electrotechnik, Vol. 4, pp. 135-136, 1958.

[39] G. Neumarker, "Verschmutzungszustand und Kriechweg", Monatsber. D. Deut. Akad. Wiss., Berlin, Vol. 1, pp. 352-359, 1959.

[40] P. J. Ghosh and N. Chatterjee, "Polluted insulators flashover for AC voltage", IEEE Trans. On DEI, Vol. 2, pp 128136, 1995.

[41] 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.

[42] P. Claverie, "Predetermination of the Behaviour of Polluted Insulators", IEEE Trans. PAS, Vol. 90, N° 4, pp. 1902-1908, 1971.

[43] M. Ishii and H. Ohashi, "Polarity Effect in dc Withstand Voltages of Contaminated Surfaces" IEEE Trans. on Electrical Insulation Vol. 23 No. 6, pp. 1033-1042, December 1988.

[44] H. Matsuo, T. Fujishima, T. Yamashita, "Shape of Contacting Surface between an Electrolytic Solution and Local Discharge on it", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 10, No. 4, pp. 634-640, August 2003.

- [45] T. Matsumoto, M. Ishi, T. Kawamura, "Optoelectronic measurement of partial arcs on contaminated surface", IEEE Trans. on Electr. Insul., Vol. 19, pp 531-548, 1984.
- [46] Shahab Farokhi, "Mécanismes de propagation de l'arc électrique à la surface de glace ", Thèse de doctorat en Génie, UQAC, Québec, Canada, Décembre 2010.
- [47] I. Ndiaye, "Approche physique du développement de streamers positifs sur une surface de glace ", Thèse de Doctorat en Génie, UQAC, Québec, Canada, Octobre 2007.
- [48] J. Zhang and M. Farzaneh, "Propagation of AC and DC Arcs on Ice Surfaces", IEEE Trans, on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 7, No. 2, pp. 269-276, 2000.
- [49] S. Flazi, A. Ouis and. N. Boukhenoufa, "Resistance of pollution in equivalent electrical circuit of flashover", IET Generation, Transmission & Distribution, Vol. 1, No. 1, pp 183-188, January 2007.
- [50] M. Mariche, H. Hadi, and R. Amiri, "New approach for the modelling of polluted insulators", IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectrics Phenomena, CEIDP 2006, 15-18 Oct, Kansas City, Missouri, USA, 2006.
- [51] X. Chen, "Modeling of Electrical Arc on Ice Surfaces", Doctorat en génie électrique, UQAC - École Polytechnique de Montréal, Québec, Canada, Février 2000.
- [52] J. Danis, "A Stochastic Pollution Flashover Model", 4<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering, Report 46-12, September 5-9, Athens, Greece, 1983.
- [53] S. Diampeni Kimbakala, "Modélisation dynamique des décharges se propageant sur de surfaces isolantes polluées avec des dépôts discontinus sous différentes formes de tension ", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2007.
- [54] H. Streubel, H. Reuter, "Flashover of non-uniformly polluted insulators", 25th International Scientific Colloquium, Vol. 3, pp. 105-108, TH Ilmenau, Germany, 1980.

- [55] J.G. Wankowicz, L. Berndt, "Effect of non-uniform contaminating layers on insulators on breakdown voltage", *Elektrie*, Vol. 46, No.11, pp. 460-464, Germany, 1992.
- [56] R. Boudissa, S. Djafri, A. Haddad R. Belaicha, R. Baersch, "Effect of Insulator shape on Surface Discharges and Flashover under Polluted Conditions" *IEEE Transactions on dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 12, No. 3, pp. 429-437, June 2005.
- [57] F. Rizk, "Mathematical Models for Pollution Flashover", *Electra*, Vol. 78, pp. 71-103, 1981.
- [58] R. T. Waters, A. Haddad, H. Griffiths, N. Harid and P. Sarkar, "Partial-arc and Spark Models of the Flashover of Lightly Polluted Insulators", *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 17, No. 2, pp. 417-424, April 2010.
- [59] 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.
- [60] M. El-A. Slama, H. Hadi and S. Flazi, "Investigation on Influence of Salts Mixture on the Determination of Flashover Discharge Constant Part I: A Preliminary Study", *2008 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP)*, Vancouver, Canada, pp. 674-677, October 2008.
- [61] M. El-A. Slama, A. Beroual and H. Hadi, "Influence of the non uniformity of pollution layer on discharge flashover under impulse voltage", *International Conference on High Voltage Engineering and Applications, ICHVE2010*, October 11 - 14, New Orleans, USA, 2010.
- [62] F. V. Topalis, I. F. Gonos, I. A. Stathopoulos, "Dielectric behaviour of polluted insulators", *Proc. IEE - Gener. Transm. Distrib.*, Vol. 148, No. 4, pp. 269-274, 2001.
- [63] T. C. Chen, H. I. M. Nour, C. Y. Wu, "DC Interfacial Breakdown on Contaminated Electrolytic Surfaces", *IEEE Trans. on Elect. Insul.*, Vol. 19, N° 6, pp. 536-542, December 1984.

- [64] S. Gopal, Y. N. Rao, "Flashover phenomena of polluted insulators", IEE Proc. Vol. 131, Pt. C, N°4, pp. 140-143, July 1984.
- [65] A. Rumeli, M. E. Ozbek, E. M. Hizal, "Flashover of polluted High Voltage Insulators", International Conference on Electrotechnics, ICEL'1998, USTO Oran, Algeria, 1988.
- [66] E. Nasser, "Contamination Flashover of Outdoor Insulation", ETZ-A, Vol. 93, No. 6, pp. 321-325, 1972.
- [67] S. Hesketh, "General criterion for the prediction of pollution flashover", Proc. IEE, Vol. 114, No. 4, pp. 531-532, April 1967.
- [68] F. A. M. Rizk and A. Q. Rezazada, "Modeling of altitude effects on AC flashover of polluted HV insulators", IEEE Trans. on P.D., Vol. 12, N°2, pp. 810-822, April 1997.
- [69] D. C. Jolly and S. T. Chu, "Surface electrical Breakdown of Tin Oxide Coated Glass", J. Appl. Phys., Vol. 50, pp. 6196-6199, 1975.
- [70] P. Claverie and Y. Porcheron, "How to Chose Insulators for Polluted Areas", IEEE Trans. Power App. Syst., Vol.92, pp. 1121-1131, 1973.
- [71] S. Nishmura, "Evaluation of flashover characteristics of polluted insulators", 5th ISHVE, pp 52-16/1-4, Braunschweig, Germany, 24-28 August, 1987.
- [72] H. Ayrton, "The Electric Arc", the Electrician, London, 1902.
- [73] D. F. Peelo, "Current Interruption Using High Voltage Air - Break Disconnectors", Eindhoven, Technische Universiteit Eindhoven, Proefschrift, 2004.
- [74] I. Ndiaye, M. Farzaneh and I. Fofana, "Study of the Development of Positive Streamers Along an Ice Surface", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Special Issue on Ice-Covered Insulators, Vol. 14, No. 6, pp. 1436-1445, December 2007.
- [75] D. A. Swift, "Flashover across the surface of an electrolyte: arresting arc propagation with narrow metal strips", IEE Proc., Vol. 127, No. 8, November 1980.
- [76] D. C. Jolly, "Contamination Flashover, Part I: Theoretical Aspects" IEEE

Transactions on Power Apparatus and Systems Volume: PAS-91, pp. 2437-2442, Dec 1972.

[77] D. C. Jolly, "Contamination Flashover, Part II: Flat Plate Model Tests", IEEE on Power Apparatus and Systems Volume: PAS-91, pp. 2243 - 2451, Nov 1972.

[78] A. Rumeli, "Flashover along a water column" IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 11, No.4, pp. 115-120, December 1976.

[79] S. Flazi, A. Ouis, M. Hamouda and H. Hadi, "Dynamic features of DC flashover on polluted insulators", IET Generation Transmission and Distribution, Vol. 1, No. 1, pp. 8-12, January 2007.

[80] V. P. Belosheev, "Study of the leader of a spark discharge over a water surface", Tech. Phys. 43, pp. 783-789, 1998.

[81] V. P. Belosheev, "Leader discharge over a water surface in a Lichtenberg figure geometry", Tech. Phys. 43, pp. 1329-1332, 1998.

[82] V. P. Belosheev, "Discharge leader self-organization on the water surface", Tech. Phys. 45, pp. 922-927, 2000.

[83] A. Beroual A. "Electronic gaseous process in the breakdown phenomena of dielectric liquids", J. Appl. Phys. 73 (9), pp. 4528-4533, 1993.

[84] P. Bruggeman and C. Leys "Non-thermal plasmas in and in contact with liquids", J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 053001, 2009.

[85] T. Yamashita, H. Matsuo, H. Fujiyama and T. Oshige, "Relationship between Photoemission and Propagation Velocity of Local Discharge on Electrolytic Surfaces", IEEE Trans. on Electr. Insul., Vol. 22, pp. 811-816, 1987.

[86] R. Sundararajan, R. S. Gorur, "Role of Non Soluble Contaminants on the Flashover Voltage of Porcelain Insulators", IEEE Trans. on Dielec. and Elect. Insul., Vol. 3, No. 1, pp. 113-118, February 1996.

[87] R. Matsuoka, K. Kondo, K. Nako and M. Ishii, "Influence of Nonsoluble Contaminants on the Flashover Voltages of Artificially Contaminated Insulators", IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 11, No. 1, pp 420-430, January 1996.

[88] K. C. Holte , J. H. Kim , T. C. Cheng , Y. B. Kim and Y. Nitta,

“Dependence of flashover voltage on the chemical composition of multi-component insulator surface contaminants”, IEEE Trans. on PAS, Vol. PAS-95, No. 2, p. 603, March-April, 1976.

[89] M. El-A. Slama, H. Hadi and S. Flazi, “Study on Influence of the Non-Uniformity of Pollution at the Surface of HVAC Lines Insulators on Flashover Probability”, 2007 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 562-566, Vancouver, Canada, 2007.

[90] R. Sundararajan and R. S. Gorur, “Dynamic arc modelling of pollution flashover of insulators under DC voltage”, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.28, No. 2, pp. 209-218, 1993.

[91] N Dhahbi-Megrache and A Beroual “Predictive dynamic model of the leakage current and flashover voltage of discontinuously polluted insulators under ac voltage: experimental validation”, J. Phys. D: Appl. Phys. 40, pp. 7782-7786, 2007.

[92] S.A. Bessedik H. Hadi, M. Marich, et A. Bouyekni, “Modélisation dynamique du phénomène de contournement des isolateurs pollués” Algerian Journal of Technology, AJOT, série B, numéro spécial, Alger, Algérie, Mai 2011.

[93] J. P. Novak and G. Ellena, “Arc Field Measurement with a Simple Experimental Arrangement”, Journal of Physics D: Applied Physics , Vol. 20, No. 4, pp. 462 - 467, 1987.

[94] 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, Prague, Czech Republic, pp. 1030-1033, July 15-20, 2007.

[95] N. Naoui : “ Contribution à l'étude du mécanisme du contournement des isolateurs pollués” ; Thèse de Magister, Université des Sciences et Technologies d'Oran (USTO), 2005, Algérie.

[96] Q. Chen, K. Saito, Y. Takemura, and H. Shirai, “ Physicochemistry of the plasma-electrolyte solution interface”, Thin Solid Films 516, pp. 6688-6693, Elsevier, 2008.

- [97] J. Janca, S. Kuzmin, A. Maximov, J. Titova, and A. Czernichowski, "Investigation of the Chemical Action of the Gliding and "Point" Arcs Between the Metallic Electrode and Aqueous Solution", *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 19, No. 1, pp 53-pp67, 1999.
- [98] M. R. Webb, F. J. Andrade, G. Gamez, R. McCrindle and G. M. Hieftje, "Spectroscopic and electrical studies of a solution-cathode glow discharge", *J. Anal. At. Spectrom*, 20, pp 1218 - 1225, 2005.
- [99] T. Cserfalvi and P. Mezei, "Operating mechanism of the electrolyte cathode atmospheric glow discharge", *Fresenius J. Anal. Chem.*, 355, pp. 813-819, Springer-Verlag, 1996
- [100] P. Mezei, T. Cserfalvi, M. Janossy, "Pressure dependence of the atmospheric electrolyte cathode glow discharge spectrum", *J. Anal. At. Spectrom*, 12, p. 1203, 1997.
- [101] K. Haji, Y. Zhu, M. Otsubo and T. Sakoda, "Studies on erosion of silicone rubber exposed to partial arc discharge", *Polymer degradation and stability*, Vol. 93, pp. 2214-2221, 2008.
- [102] P. Flesch, "Light and light sources ... High density discharge lamps", Springer, 2006.
- [103] L. Spitzer, "Physics of Fully Ionized Gases", Interscience, New York, 1956.
- [104] C. Tavakoli, M. Farzaneh, I. Fofana and A. Beroual, "Dynamics and Modelling of AC Arc on Surface of Ice", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul*, Vol 13, No. 6, pp. 1278-1285, December 2006.
- [105] H. K. Kuiken, "An asymptotic treatment of the Elenbaas-Heller equation for a radiating wall-stabilized high-pressure gas-discharge arc", *J. Appl. Phys.* 70 (IO), 15, pp. 5282-5291, November 1991.
- [106] A. A. Fridman et al, "Gliding arc discharge", *Progress in Energy Combustion Science* 25, Elsevier Sciences Ltd, pp. 211-231, 1999.
- [107] A. A. Fridman, "Plasma chemistry", Cambridge University Press, 2008.
- [108] Y. P. Raizer, "Gaz Discharge Physics", Springer, 1991.
- [109] L. J. Williams, J.H. Kim, Y. B. Kim, N. Arai, O. Shimoda, K. C. Holte,



K.C., "Contaminated insulators-chemical dependence of flashover voltages and salt migration", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, PAS-93, Issue 5, pp. 1572-1580, Sept. 1974.

[110] W. Reider, "Plasma und Lichtbogen ", Vieweg und Sohn, Braunschweig, 134 , pp. 109-110 , 1967.

[111] G. Baesel, "Der Einfluß der Widerstandserhöhung durch Lichtigenfußpunkte auf die Höhe der Überschlagsspannung bei Fremdschichteinfluß", Institut für Energetik , N°38 , pp. 448-455, 1961.

[112] S. Anjana and 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.

[113] P. S. Ghosh and N. Chatterjee, "Arc propagation over Electrolytic Surfaces under Power Frequency Voltage" IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul, Vol. 3 No. 4, pp. 529-536, August 1996.

[114] Gallimbertti, I. Marchesi and L. Niemeyer, "Streamer corona at an insulating surface", Proc. of 7th Int. Symp. on High Voltage Engineering, Dresden, Germany, p. 1-4, 1991.

[115] N. L. Allen and B. H. Tan, "Initiation of positive corona on insulator surface". Proc. of the 12th Inter. Symp. High Voltage Engineering, Bangalore, India, Vol. 3, pp. 5-8, 2001.

[116] M. Akyuz, L. Gao, V. Cooray, T. G. Gustavsson, S. M. Gubanski and A. Larsson, "Positive streamer discharge along insulating surface", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 8, No. 6, pp. 902-910, 2001.

[117] H. Craig Miller, "Surface flashover on insulators", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 24, No. 5, pp. 765-786, 1989.

[118] S. Pilla and R. Hackam, "Modification of electric field at the solid insulator vacuum interface arising from surface charges on the solid insulator", J. Appl. Phys., Vol. 54, pp. 1302-1313, 1972.

[119] N. L. Allen and D. C. Faircloth, "Corona propagation and charge deposition on a PTFE surface", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 10, No. 2, pp.

295-304, 2003.

[120] N. L. Allen and P. N. Mikropulos, "Streamer propagation along insulating surfaces in air", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 6, No. 3, pp. 357-362, 1999.

[121] T. S. Sudarsham and R. Dougal, "Mechanisms of surface flashover along solid dielectrics in compressed gases", IEEE Trans. of Electr. Insul., No. 21, , pp. 727-746, 1986.

[122] D. L. Williams, A. Haddad, A. R. Rowlands, H. M. Young and R. T. Waters, "Formation and Characterization of Dry Bands in Clean Fog on Polluted Insulators", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 6, No. 5, pp. 724-731, October 1999.

[123] O. Farish and I. Al Bawy, "Effect of surface charge on impulse flashover of insulators in SF6", IEEE Trans. Elec. Insul, Vol. 26, pp. 443-452, 1991.

[124] T. Jing, "Surface charge accumulation: an inevitable phenomenon in DC GIS", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 2, No. 5, pp. 771-778, 1995.

[125] L. Coulibaly, "Caractérisation des décharges électriques se propageant aux interfaces gaz/solide - Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale", Thèse de Doctorat en Génie Electrique, Ecole Centrale de Lyon, France, 2009.

[126] Michel Pollentes, "Sur l'utilisation de Modèles de Laboratoire pour l'Etude de la Tenue au Contournement des Isolateurs Pollués", Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1996.

[127] 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, 1998.

[128] 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.

[129] F. A. M. Rizk and D. H. Nguyen, "Digital Simulation of Source Insula<sup>t</sup>~"

Interaction in HVDC Pollution Tests", IEEE Trans. on Power Delivery, pp. 405-410, 1988.

[130] I. Fofana, "Modélisation de la Décharge Positive dans les Grands Intervalles d'Air", Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, France, 1996.

[131] 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.

[132] N. Dhahbi-Megrache and A. Beroual, "Dynamic model of discharge propagation on polluted surfaces under impulse voltages", IEE Proc Generation. Transmission. Distribution. , Vol. 147, n° 5, pp. 279-284, September 2000.

[133] A. Settaouti, "Impulse breakdown characteristics in air in the presence of a local spark", Qatar University Science Journal, Vol. 16, No. 2, pp. 241-244, 1996.

[134] G. Pyrène and A. M. Rahal, C. Huraux, "Flashover of a Liquid Conducting Film, part 2: Time to Flashover-Mechanisms", IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. 17, N°. 1, pp. 10-19, 1982.

[135] J. Barret, "Etude de la pulverisation des solutions électrolytiques par l'étincelle anodique", Publ. Scient. et technique du Ministère de l'Air. Notes techniques NT 48, pp. 1-94, 1953.

[136] Z. Stenberg, "Cathode sputtering and related phenomena in discharge with aqueous solutions as cathode", Publ. Institut Ruder Boskovic, Zagreb.

[137] S. Flazi, N. Boukhennoufa and A.Ouis, "Critical Condition of DC Flashover on a Circular Sector Model", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 13, No. 6, pp. 1335-1341, December 2006.

[138] P. S. Ghosh, S. Chakravorti and N. Chatterjee, "Estimation of Time to Flashover Characteristics of Contaminated Electrolytic Surfaces using a Neural Network", IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 14, No. 6, pp. 1335-1341, December 2007.

[139] T. Yamashita, H. Matsuo, H. Fujiyama, T. Oshige, "Electrode fall of local discharge on an electrolytic surface", IEEE Transaction on Electrical

Insulation, Vol. 23, N° 6, pp. 979-986, December 1988.

[140] D.A. Swift, "Flashover of Polluted Insulators: Electric Field in the arc", 6<sup>th</sup> International Symposium of High Voltage Engineering, New Orleans, USA, paper 30.10, 1989.

[141] G. Ramos N. and M. T. Campillo R., K. Naito, "A study on the characteristics of various conductive contaminations accumulated on the high voltage insulators", IEEE Trans. PD., Vol. 8, N°4, pp. 1842-1850, October 1993.

[142] J. Y. Saison, "Etude du Phénomène d'Humidification de Dépôts Naturels et Artificiels de Pollution sur des Isolateurs Électriques", Thèse de Doctorat de l'Université de Strasbourg, France, 1992.

[143] O. E. Gouda and A. El-Mershed, "Factors Affecting the Dry Band Formation on Energized Polluted Insulators", 5<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering, Braunschweig, Germany, paper. 52.08, 1987.

[144] S. Gopal and Y. N. Rao, "Initiation and Growth of Dry band on Polluted Insulator Surfaces", 5<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering, Braunschweig, Germany, paper. 5207, 1987.

[145] R. Boudissa, S. Djafri, A. Haddad R. Belaicha, R. Baersch, "Effect of Insulator shape on Surface Discharges and Flashover under Polluted Conditions", IEEE Transactions on dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 12, No. 3, pp. 429-437, June 2005.

[146] B. C. Gellert, J. K. Rasmussen, "Finite Element Modelling of Dry Zone Formation on Polluted Outdoor HV Insulators", 6<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering, paper. 24.07, New Orleans, USA, 1989.

[147] A. Beroual and S. Diampeni, "Modelling of Discharges Propagating over Non-Uniformly Polluted Insulators under Impulse Voltages", Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena CEIDP, Québec, 26-29 October, 2008.

[148] N. Dhahbi-Megrache and A. Beroual, "Flashover Dynamic Model of Polluted Insulators under ac Voltage", IEEE Trans. on DEI, Vol. 7 No. 2, pp. 283-289, April 2000.

[149] K. L. Chrzan, H. Schwarz, H. Häusler, "Effect of impulse polarity on the

flashover voltage of polluted cap and pin insulators”, Proceedings of the 16th International Symposium on High Voltage Engineering, p. E-30, Cape Town, South Africa, 2009.

[150] C. H. A. Ely, W. J. Roberts, “Switching-impulse flashover of air gaps and insulators in an artificially polluted atmosphere”, Proc. IEE, pp. 1667-1671, Nov. 1968.

[151] E. Garbagnati, G. Marrone, A. Porrino, D. Perin, A. Pignini, “Switching impulse performance of post insulators in polluted conditions. Int. Symposium on High Voltage Engineering”, Braunschweig, Germany, pp. 51.09, 1987.

[152] A. Rumeli and M. Hizal, “Calculation of Impulse Flashover Voltage of a Water Column”, IEEE Trans. on EI, Vol. 21, n°4, pp. 591-598, August 1986.

[153] G. Leroy and C. Gary, “Les propriétés Diélectriques de l’Air et des Très Hautes Tensions”, Edition Eyrolles, Paris, France, 1984.

[154] E. Kuffel and M. Abdoullah, “High voltage engineering”, Library of Congress Catalog Card N° 72-85501, First Edition, 1970.

[155] C. T. Moynihan, D. L. Gavin and R. Syed, “Pre-exponential term in the Arrhenius equation for electrical conductivity of glass”, Colloque C9, supplément au n°12, Journal de physique, Tome 43, page C9-395, December 1982.

[156] W. McElhannon and E. McLaughlin, "Thermal Conductivity of Simple Dense Fluid Mixtures", Proceeding of the Fourteenth International Conference on Thermal Conductivity, Edited by P. G. Klemens and T. K. Clen, 1975.

[157] W. H. McAdams, "Transmission de la Chaleur", Deuxième Edition Dunod, Paris, 1961.

[158] B. Le Neindre, “Conductivité thermique des liquides et des gaz”, Techniques de l’ingénieur, Traité Constantes physico-chimiques, K427, 2008.

[159] M. T. Gencoglu, M. Cebeci, “Computation of AC flashover voltage of polluted insulators”, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 15, No. 5, pp. 600-605, 2008.

[160] 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

[161] R. D. Hill, "Thermalization of a spark discharge", Journal of Applied Physics, Vol. 46, No. 7, pp. 2910-2914, July 1975.

[162] C. Joubert, A. Beroual and G. Rojat, "Electric field and equivalent circuit in all-film capacitors", Journal of Applied Physics 81, 10, pp. 6579-6584, 1997.

[163] A. Haddad and D. Warne, "Advanced in High Voltage Engineering", IET Edition, 2004.

[164] C. Tavakoli, "Modélisation dynamique du développement de l'arc électrique à la surface de la glace en courant alternatif", Thèse de Doctorat en Ingénierie, Université du Québec, Canada, 2004.

[165] Yu Li, "Study of the influence of the altitude on the characteristics of the electrical arc on polluted ice surface", PhD, Université du Québec, Canada, June 2002.

[166] 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, pp. 1764-1771, December 2010.

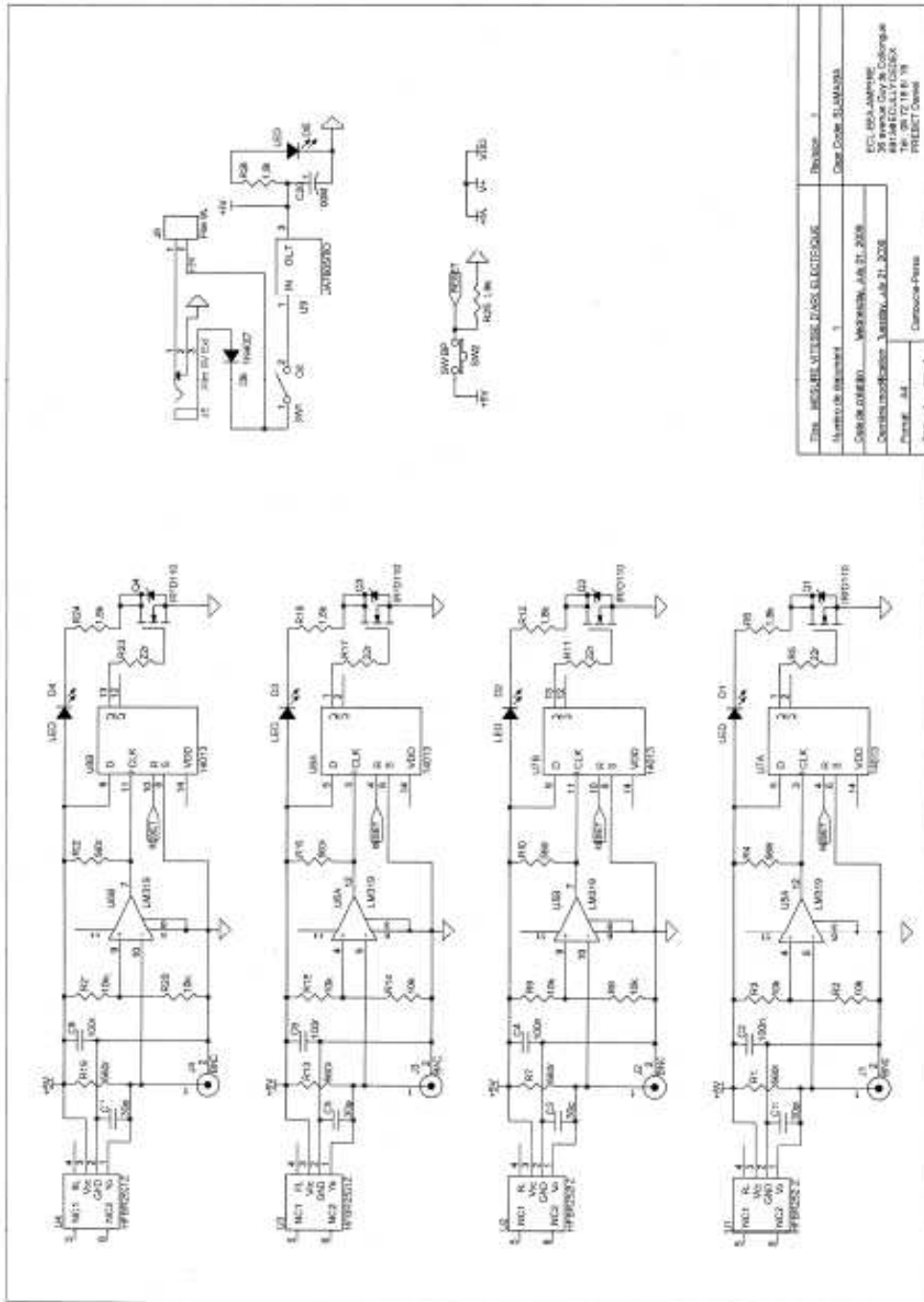
[167] S. Farokhi, M. Farzaneh and I. Fofana, "The effect of polarity on dc arc development over an ice surface", J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 18520, 2010.

[168] M. Ianovici et J-J. Morf, "Compatibilité électromagnétique", Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, Suisse, 1979.

[169] M. Farzaneh, J. Zhang, "A Multi-Arc Model for Predicting AC Critical Flashover Voltage of Ice-covered Insulators", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 14, No. 6, pp. 1401-1409, December 2007.

# Annexe

## Détecteur optique



Titre : MESURE UTILESE D'UNE ELIMINATION		Version : 1
Numero de document : 1		Date Code : 31/04/2018
Date de creation : Mercredi, 14/01/2018		100, rue Lavoisier
Date de modification : Jeudi, 14/01/2018		35 avenue Guy de Colongue
Page : 14		69100 LYON
Page : 14		PRESTO - France





---

**Titre : Étude expérimentale et modélisation de l'influence de la constitution chimique et de la répartition de la pollution sur le contournement des isolateurs HT.****Résumé:**

Ce travail porte sur la caractérisation optique et électrique ainsi que la modélisation mathématique du contournement d'isolateurs pollués en tenant compte de la forme de tension appliquée, de la répartition ainsi que de la constitution chimique du dépôt polluant. Sous tension de choc de foudre (1,2/50 $\mu$ s), la morphologie des décharges ainsi que les courants associés dépendent de la tension (forme, amplitude, polarité), de la répartition de la pollution et de sa conductivité. Les vitesses moyennes de la décharge mesurées dépendent de la polarité appliquée à la pointe et de la conductivité de la pollution. Le temps critique correspondant aux conditions critiques est de l'ordre de 9/10 du temps total de contournement quelles que soient la polarité de la tension et la conductivité de la pollution. La constitution chimique de la couche de pollution a peu d'effet sur la tension critique contrairement aux courants critiques. Les valeurs des constantes caractéristiques  $n$  et  $N$  sont fonction de la nature chimique des dépôts et de la polarité de la tension. Le modèle élaboré montre que les constantes caractéristiques de la décharge  $n$  et  $N$  sont des paramètres dynamiques et dépendent des éléments du circuit électrique équivalent du système et des paramètres thermiques de la décharge. Les relations des conditions critiques du contournement développé relient les paramètres électriques et thermiques du circuit équivalent et la condition de propagation de la décharge. L'application de ce modèle, pour différentes formes de tension et pour plusieurs types de pollution, donne des résultats satisfaisants. L'hypothèse selon laquelle la colonne de la décharge ne contient que de la vapeur d'eau et de l'air constitue une bonne approximation des grandeurs critiques. Sous tension de choc de foudre, les courants et les tensions critiques dépendent de la configuration de la pollution et de la polarité de la tension. Le courant circule à travers une section effective de la pollution. L'introduction de la notion d'épaisseur critique effective et son application au calcul des grandeurs critiques donne de bons résultats pour les cas de figures étudiés. L'épaisseur effective du dépôt est proportionnelle la résistivité de la pollution et dépend de la configuration de la pollution et de la polarité de la pointe. Dans le cas de dépôt de pollution discontinue et/ou non uniforme, les conditions de propagation des décharges sont locales et leurs paramètres caractéristiques varient selon la configuration et la conductivité du dépôt ainsi que la polarité de la tension appliquée. Le modèle développé pour ce cas de figure donne de bons résultats.

**Mots-clés :** Haute tension - Isolateur - Décharge électrique - Contournement - Constitution chimique de la pollution - Constantes de la décharge - Température de la décharge - Conditions critiques - Epaisseur effective - Répartition de la pollution.

---

**Title: Experimental study and modelling of the influence of chemical constitution and repartition of pollution on flashover of H.V. insulators.****Abstract:**

This work aimed on optical and electrical characterization and mathematical modeling of flashover of polluted insulators, taking into account the applied voltage waveform, the distribution and chemical composition of pollutant deposit. Under lightning impulse voltage (1.2 / 50 $\mu$ s), the morphology of the discharge and the associated currents depend on voltage (shape, amplitude, polarity), the distribution of pollution and its conductivity. The measured average velocity of the discharge depends on the polarity applied to the tip and the pollution conductivity. The critical time corresponding to the critical conditions is about 9/10 of total flashover duration regardless of the polarity of the voltage and the pollution conductivity. The chemical composition of the pollution layer has little effect on the critical voltage unlike the critical currents. The values of the characteristic constants  $n$  and  $N$  depend on the chemical nature of the deposits and the voltage polarity. The developed model shows that the discharge constant characteristics  $n$  and  $N$  are dynamic parameters and depend on the elements of the equivalent electrical circuit system and thermal parameters of the discharge. The developed relationships of critical conditions of flashover link the electrical parameters and thermal equivalent circuit and the propagation condition of the discharge. This approach allows us to understand the effect of the chemical constitution of pollution on the values of  $n$  and  $N$ . The application of this model for various voltage waveforms and for several types of pollution, gives satisfactory results. The assumption that the column of the discharge contains only water vapor and air is a good approximation of the critical conditions. Under lightning impulse voltage, the current circulate into a effective section of the pollution surface. The introduction of the concept of critical effective thickness of pollution and its application to the calculation of critical parameters gives good results compared with the experimental values. We have also shown that the effective thickness of the deposit is proportional to the resistivity of the pollution and depends on voltage polarity and pollution configuration. In the case of discontinuous deposit of pollution and / or non-uniform propagation conditions of discharges are local and their characteristic parameters vary depending on the configuration and the conductivity of the deposit and the polarity of the applied voltage. The developed model gives good results.

**Key-words:** High voltage - Insulator- Pollution - Electrical discharge - Flashover -Chemical constitution of pollution - Discharge constants - Discharge temperature - Critical conditions - Effective thickness - Pollution repartition.

---

**Directions de recherche**

Prof. H HADI  
USTO-MB

Prof. A BEROUAL  
EC Lyon