



**HAL**  
open science

**Caractérisation des décharges glissantes se propageant  
aux interfaces liquide/solide sous différentes formes de  
tension – Relation entre propriétés des matériaux et  
dimension fractale.**

Lazhar Kebbabi

► **To cite this version:**

Lazhar Kebbabi. Caractérisation des décharges glissantes se propageant aux interfaces liquide/solide sous différentes formes de tension – Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale.. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2006. Français. NNT : . tel-00081776

**HAL Id: tel-00081776**

**<https://theses.hal.science/tel-00081776>**

Submitted on 26 Jun 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THESE**

Présentée devant

**L'ECOLE CENTRALE DE LYON**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR**

(Arrêté du 30/03/1992)

**Spécialité: Génie Electrique**

Préparée au sein de

**L'ECOLE DOCTORALE**

**ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE**

**DE LYON**

par

**Lazhar KEBBABI**

---

**CARACTÉRISATION DES DÉCHARGES  
GLISSANTES SE PROPAGEANT AUX INTERFACES  
LIQUIDE/SOLIDE SOUS DIFFÉRENTES FORMES DE  
TENSION – RELATION ENTRE PROPRIÉTÉS DES  
MATÉRIAUX ET DIMENSION FRACTALE**

---

*Soutenu le 27 mars 2006 devant la commission d'examen :*

**JURY : MM**

<b>H. ROMAT</b>	Professeur - LEA - Université de Poitiers	<b>Président</b>
<b>J. MARTINEZ-VEGA</b>	Professeur - LGET- Université Paul Sabatier	<b>Rapporteur</b>
<b>A. BEROUAL</b>	Professeur - CEGELY - ECL	<b>Examineur</b>
<b>J-L. BESSEDE</b>	Docteur - AREVA T&D Villeurbanne	<b>Examineur</b>
<b>J. PAILLOL</b>	Docteur HDR - LGE - Université de PAU	<b>Examineur</b>



*À la mémoire de mon Frère Amar,  
À ma Femme, mon père, ma mère et toute ma famille,  
Et à tous mes amis.*



## REMERCIEMENTS

*Mes plus sincères remerciements vont à mon directeur de recherche, le Professeur Abderrahmane BEROUAL, pour sa patience et sa générosité ainsi que la pleine confiance qu'il m'a accordée. Je voudrais aussi le remercier pour ses encouragements tout au long de ces années, et d'avoir cru en mes capacités et de m'avoir fourni d'excellentes conditions de travail. De plus, les conseils qu'il m'a divulgué tout au long de la rédaction, ont toujours été clairs et efficaces, me facilitant grandement la tâche et me permettant d'aboutir à la production de cette thèse.*

*J'adresse mes respectueux remerciements à Monsieur Laurent NICOLAS, Directeur du CEGELY, qui a bien voulu m'accepter dans son laboratoire ainsi qu'à Monsieur le Professeur Philippe AURJOL, Directeur du département Électronique Électrotechnique et Automatique (EEA) de l'ECL qui m'a fait confiance en m'accueillant.*

*Je remercie vivement Messieurs les Professeurs Hubert ROMAT de l'École Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers et Juan MARTINEZ-VEGA de l'Université Paul Sabatier, Toulouse III, pour avoir accepté de rapporter sur cette thèse.*

*Mes remerciements vont aussi à Monsieur Jean PAILLLOL, Maître de conférence - HDR, de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour et à Monsieur Jean-Luc BESSEDE, Docteur ingénieur - Technologies and Materials Research Manager à AREVA T and D, VILLEURBANNE pour avoir accepté de participer à ce jury.*

*Je tiens à exprimer ma sincère gratitude à Monsieur Francis CHAPPUIS pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée, ses compétences techniques et sa dévotion qui ont grandement contribué à l'aboutissement de cette thèse. Je tiens à le remercier particulièrement pour ces conseils et son soutien moral. Mes plus sincères remerciements vont également à Josiane CHABERT et Philippe BILLOUX ainsi que toute l'équipe technique du CEGELY.*



# Résumé

Ce travail porte sur la caractérisation des décharges glissantes se propageant aux interfaces liquide/solide, sous différentes formes de tension (impulsionnelle, continue et alternative) en géométrie pointe-plan. Il est montré que la nature et l'épaisseur du solide isolant, la forme de la tension, la polarité des électrodes ainsi que la pression, jouent un rôle important dans la génération, la propagation et la forme générale des décharges glissantes. La longueur finale des décharges  $L_f$  augmente linéairement avec la tension appliquée;  $L_f$  diminue lorsque l'épaisseur augmente. Pour un même niveau de tension,  $L_f$  est nettement plus élevé en alternatif qu'en impulsionnel ou en continue, et par conséquent les tensions de contournement sont plus faibles. Pour une tension donnée,  $L_f$  augmente avec la permittivité de l'isolant solide. Les décharges générées sous tension alternative et sous tension continue, se distinguent par un aspect non-radial, contrairement à celles observées sous tension impulsionnelle. Les courants associés aux décharges glissantes sont globalement similaires à ceux observés dans le volume du liquide. Il a été également mis en évidence l'existence d'une décharge secondaire de signe opposé à la tension appliquée, résultat de l'accumulation de charges d'espace à la surface de l'isolant solide. Sous tension continue, les tensions de génération des décharges dépendent fortement de la nature du solide isolant; elles sont généralement beaucoup plus élevées que celles enregistrées sous tension impulsionnelle et alternative. Avec certains matériaux solides, comme le verre, le Polycarbonate, Polyéthylène et le Polypropylène, nous n'avons pu observer de décharges glissantes. Un modèle de calcul de la charge totale associée à la décharge a été établi. Une relation entre la nature du matériau solide et son épaisseur, et la dimension fractale  $D$  des décharges se propageant sur sa surface a été proposée.  $D$  augmente lorsque l'épaisseur du solide diminue et/ou sa permittivité diélectrique augmente indiquant ainsi l'implication des phénomènes capacitifs sur le mode de propagation des décharges glissantes.





# Abstract

This work deals with the electrical discharges propagating on liquid/solid interfaces generated under various voltage waveforms (lightning impulse, DC and AC) using a point-plane electrode arrangement. It's shown that the nature and the thickness of the solid insulator, the hydrostatic pressure, the shape and polarity of the applied voltage significantly influence the characteristics of creepage discharge. The final length  $L_f$  increases linearly with the applied voltage. For the same amplitude of voltage,  $L_f$  is higher under AC than under lightning impulse voltage and DC. For a given voltage,  $L_f$  increases with the dielectric constant of the solid insulator; it also increases when the thickness is reduced. The general shape of the creeping discharge is radial under lightning impulse voltage and non-radial under DC and AC voltages. The amplitude and shape of the measured currents remind those observed in large gaps of transformer oils. The current records in relative long time scale show the occurrence of a secondary discharge of an opposite polarity to that of the applied voltage. This is likely due to the space charge deposited at the solid insulating surface when the discharge propagates, resulting in a modification of the electric field. The total charge of the creeping discharge calculated using a simplified model (parallel wire-plane capacitor) is in a good accordance with that measured experimentally. The morphology of the creeping discharges is investigated using the fractal geometry. A relationship between the solid insulator characteristics and the fractal dimension  $D$  of the creeping discharges is established. We show that  $D$  depends on the thickness of the solid samples and the type of insulator. This suggests the possible implication of capacitive effects on the propagation phenomena of creeping discharges.



# Sommaire

Introduction.....	1
Chapitre I.....	3
1 Introduction.....	5
2 Décharges glissantes aux interfaces liquide/solide.....	6
2.1 Propriétés de l'interface liquide/solide diélectrique.....	6
2.2 Observation optique des décharges glissantes.....	8
2.3 Propriétés fractales et modélisation des décharges glissantes.....	11
2.3.1 Modèle stochastique de Sawada.....	12
2.3.2 Modèle de Niemeyer, Pietronero et Wiesmann.....	14
2.3.3 Modèle de Vicente, Razzitte et Mola.....	16
2.3.4 Modèle de Wiesmann-Zeller.....	17
3 Conclusion.....	19
Chapitre II.....	21
1 Introduction.....	23
2 Techniques expérimentales.....	23
3 Morphologie des décharges glissantes.....	27
3.1 Influence de la polarité de la tension sur la forme des décharges.....	27
3.2 Influence de la nature et de l'épaisseur du solide isolant sur la forme des décharges glissantes.....	30
3.3 Influence de la nature et de l'épaisseur du solide isolant sur la génération des décharges glissantes.....	30
3.4 Influence de la nature et de l'épaisseur du solide isolant sur la longueur finale des décharges.....	35
3.4.1 Reproductibilité des mesures de la longueur finale des décharges glissantes : Influence de la charge déposée à la surface du solide isolant.....	35
3.4.2 Dégradation de la surface du solide.....	40
3.4.3 Autres facteurs entraînant des erreurs de mesures.....	42
3.4.4 Longueur finale des décharges.....	43
4 Mesures électriques.....	46
4.1 Courant associé aux décharges négatives.....	46
4.2 Courants associés aux décharges positives.....	46

4.3	Vitesse moyenne des décharges .....	49
4.4	Différence entre courants de décharge dans le volume de l'huile et courants de décharge aux interfaces huile/solide.....	51
4.5	Décharges secondaires.....	53
4.6	Influence de l'épaisseur et de la nature du solide isolant sur l'évolution de la charge totale des décharges négatives.....	59
4.7	Modèles de comparaison .....	62
5	Influence de la pression hydrostatique .....	67
5.1	Influence de la pression hydrostatique sur la morphologie des décharges.....	69
5.2	Influence de la pression hydrostatique sur la longueur finale des décharges.....	69
6	Conclusion.....	72
Chapitre III .....		73
1	Introduction .....	75
1.1	Dispositif et procédure expérimentale.....	75
2	Décharges glissantes sous tension alternative .....	77
2.1	Influence de l'amplitude de la tension sur l'activité et la localisation des décharges 77	
2.2	Influence de la nature de l'isolant solide sur le nombre cumulatif des décharges ...	81
2.3	Morphologie des décharges sous tension alternative .....	84
2.4	Longueur finale .....	87
2.5	Courants et charges.....	90
3	Décharges glissantes sous tension continue .....	95
3.1	Description de la morphologie .....	98
3.2	Longueur finale des décharges .....	101
3.3	Courants et charges associés aux décharges glissantes sous tension continue.....	105
3.4	Cas des autres matériaux .....	109
4	Conclusion.....	109
Chapitre IV .....		111
1	Introduction .....	113
2	Procédure expérimentale .....	113
2.1	Méthode de la relation de mesure fractale.....	118
2.1.1	Principe de la méthode .....	118
2.1.2	Programme de calcul .....	119
2.1.3	Résultats .....	121

2.2	La méthode de quadrillage (Box counting method) .....	126
2.2.1	Principe de la méthode.....	126
2.2.2	Programme de calcul.....	126
2.2.3	Résultats .....	127
3	Conclusion .....	130
	Conclusion générale.....	131
	Références.....	133

## **Introduction**

Les équipements haute et moyenne tensions comportent le plus souvent des structures mixtes, combinant au moins deux phases : solide/liquide ou solide/gaz. Ce type d'isolations est présent dans des appareillages comme les transformateurs et condensateurs de puissance, les disjoncteurs et les câbles ainsi que dans les lignes aériennes (isolateurs de support et de traversée). Dans certaines applications comme les disjoncteurs par exemple, les isolants solides sont utilisées à la fois comme enveloppes et comme isolant ; dans le cas des transformateurs de puissance, en plus de l'isolation des bobinages et des traversées, les solides servent comme panneaux (rôle mécanique) et comme barrière isolante en particulier dans les transformateurs cuirassés. Quant aux fluides, ils jouent également deux rôles : isolant et caloporteur.

Lors de la mise en service des appareils électriques dont ils font partie, ces structures isolantes peuvent être soumises à différents types de contraintes et plus particulièrement aux contraintes électriques. Et en présence d'un champ électrique, divers phénomènes peuvent prendre naissance dans le volume de ces matériaux ou en surface. En effet, lorsque le champ électrique dépasse une certaine valeur dite seuil, des décharges volumiques ou surfaciques peuvent être générées et conduire à la destruction de la structure isolante (suite à un claquage de la structure isolante ou à un contournement de l'isolant solide) voire à la mise hors service du système. Ces décharges électriques sont initiés en des points ou des régions où le champ électrique est le plus intense : point triple, extrémités de bobinages, points de connexions ... Par conséquent, la connaissance des conditions d'initiation et de propagation de ces décharges ainsi que leur caractérisation est d'un grand intérêt pour la conception, le dimensionnement et l'optimisation des appareillages.

Dans ce travail, nous nous intéressons aux décharges surfaciques dites glissantes se propageant aux interfaces solide/liquide, générées sous différentes formes de tension (impulsionnelle 1.2/50  $\mu$ s, alternative et continue), dans une géométrie pointe-plan. L'étude de leurs formes, longueurs finale et vitesses de propagation, a fait l'objet de plusieurs travaux dans le passé. Ces études, dont la plupart concernent la propagation des décharges glissantes sur une surface solide isolante baignant dans l'huile de transformateur, ont montré que dans une géométrie pointe – plan, ces décharges ont une forme radiale et que leur longueur finale augmente linéairement avec la tension appliquée. Avec l'avènement de la géométrie fractale

dans les années 70, l'étude de la morphologie des décharges glissantes s'est considérablement développée. Ainsi, la description mathématique des branches, apparemment désordonnées, par la géométrie fractale est reconnue comme la meilleure description des décharges et plusieurs modèles de propagation des décharges ont été proposés.

Cependant, malgré l'intérêt non seulement pratique, mais aussi académique que représente l'étude des décharges glissantes aux interfaces liquide/solide, elle reste moins documentée, comparée aux nombreux travaux consacrés à l'étude des phénomènes de pré-claquage et de claquage dans les solides seuls ou les liquides seuls.

Le présent manuscrit comporte quatre chapitres. Dans le premier chapitre, nous présentons une brève revue sur le phénomène de décharges aux interfaces. Nous aborderons par la suite l'évolution des techniques d'observation optique des décharges glissantes et les propriétés de l'interface solide/liquide. La dernière partie du chapitre est consacrée à la géométrie fractale des décharges glissantes et aux modèles décrivant leur propagation.

Le deuxième chapitre est dédié à la caractérisation expérimentale des décharges radiales, générées sous tension impulsionnelle type foudre 1.2/50  $\mu$ s. Nous décrivons d'abord le dispositif expérimental ainsi que les caractéristiques des matériaux diélectriques faisant l'objet de nos investigations. Nous présentons par la suite les différentes figures de décharges observées ainsi que les paramètres influençant leurs formes et leurs longueurs finales telles que la pression hydrostatique, la polarité et l'amplitude de la tension appliquée, la nature et l'épaisseur des solides isolants. Les courants et charges associés aux décharges glissantes sont décrits en fonction de l'amplitude et de la polarité de la tension.

Au chapitre trois nous étudierons les décharges glissantes sous tensions alternative et continue. Nous soulignerons les principaux caractères qui les distinguent des décharges sous tension impulsionnelle. Comme au chapitre précédent, nous présentons les différentes figures de décharges ainsi que les paramètres qui peuvent influencer leurs formes et leurs longueurs finales, les courants et charges associés.

Le quatrième chapitre porte sur l'analyse fractale des décharges radiales obtenues sous tension impulsionnelle. Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'étude de l'influence des propriétés des matériaux solides sur la morphologie de ces décharges et à la relation entre ces propriétés et la dimension fractale.



# Chapitre I

## Le phénomène de décharges glissantes



# 1 Introduction

Le claquage d'un matériau (ou le contournement dans le cas des isolants solides) est précédé d'une phase de préclaquage durant laquelle différents phénomènes peuvent prendre naissance. Cette phase de préclaquage est elle-même constituée de deux phases : une phase de génération et une phase de propagation.

Dans les gaz, la phase génération est celle durant laquelle des décharges couronne prennent naissance au niveau de l'électrode acérée, si le champ dépasse un seuil critique, et évoluent en streamers dans le cas des faibles distances  $< 1\text{cm}$  ou streamers - leader dans le cas des grandes distances (phase de propagation) [1, 2]. Ces décharges sous forme arborescentes conduisent au claquage de l'intervalle d'isolation si la tension atteint une valeur critique dite tension de claquage ou tension disruptive.

Dans les solides, le claquage électrique est précédé de la génération et de la propagation de canaux plus ou moins conducteurs épousant la forme d'arborescences [2-7]. On distingue deux types d'arborescences : les arborescences électrique résultant de l'action des décharges partielles et les arborescences chimiques (ou arborescences d'eau) dont la génération est favorisée par l'humidité et la présence d'électrolytes.

Dans le cas des liquides, la phase de génération est la phase durant laquelle une bulle gazeuse prend naissance au niveau de l'électrode acérée dès que la tension dépasse une valeur seuil, suite à un échauffement local résultant de l'injection d'une énergie de quelques  $\eta\text{J}$ , induite par une impulsion de courant [1, 8-15]. Selon les instabilités de l'interface bulle gazeuse/liquide, différentes formes arborescentes appelées streamers (zone ionisée dont l'indice de réfraction est différent de celui du liquide environnant) peuvent prendre naissance (phase de propagation) [3, 16]. Les streamers sont des filaments de gaz plus ou moins conducteurs et de faible diamètre (quelques dizaines de micromètres) [17-19]. Selon la forme et la durée d'application de l'onde de tension, le streamer peut stopper ou progresser jusqu'à l'électrode opposée ; en règle générale, lorsqu'il atteint cette électrode (ou en est très proche) l'arc se produit.

La forme et la vitesse des streamers dépendent de la tension appliquée (forme, amplitude et polarité), de la géométrie des électrodes et des propriétés physico-chimiques du

liquide. De nombreux travaux ont été dédiés à la caractérisation des streamers [3, 14-16, 20-23]. Le fait que ces derniers possèdent un indice de réfraction inférieur à celui du liquide permet de les visualiser par ombroscopie ou par strioscopie. Les streamers de faibles vitesses sont en forme de buisson alors que les streamers rapides sont filamenteux. En général plus la vitesse est grande plus ils sont filamenteux. Les vitesses des streamers positifs sont en général supérieures à celles des streamers négatifs pour un même liquide. Par ailleurs, les streamers négatifs peuvent acquérir des vitesses importantes (de même niveau que les positifs) en présence de capteurs d'électrons ou d'halogènes dans la molécule du liquide ou encore en augmentant la tension. Les mesures électriques montrent que les streamers lents engendrent en général un courant constitué de pics discrets dont l'amplitude augmente avec le temps alors que les streamers rapides produisent des courants comportant une composante continue sur laquelle peuvent se superposer des impulsions très brèves.

Dans les isolations mixtes solide/liquide ou solide/gaz, la rupture électrique peut intervenir suite à un claquage de l'isolant solide ou au contournement de ce dernier. Le contournement est précédé de la génération et de la propagation de décharges surfaciques ou glissantes qui se propagent à l'interface solide/fluide.

## **2 Décharges glissantes aux interfaces liquide/solide**

Lorsque l'épaisseur du solide est assez grande pour empêcher une perforation en volume ou lorsque ce dernier est utilisé comme barrière dans un intervalle de liquide, des décharges peuvent se propager sur la surface du diélectrique solide et le contourner. En se propageant, ces décharges peuvent creuser la surface du solide et laisser des traces telles des canaux ramifiés de faible diamètre appelées dans la forme globale " figures de Lichtenberg ". Ces figures prennent toujours naissance du côté de l'électrode acérée [24].

### **2.1 Propriétés de l'interface liquide/solide diélectrique**

En mettant deux phases quelconques en contact, elles développent une différence de potentiel à l'interface, en particulier lorsqu'il s'agit de deux surfaces hétérogènes (solide - fluide). Ainsi, la surface du solide acquiert une charge électrique d'un signe, celle du fluide acquiert une charge de signe opposé en vertu du principe de l'électroneutralité. D'où le nom de la double couche électrique.

Plusieurs modèles décrivant la répartition des charges dans la double couche ont été avancés. Le premier fut celui de Helmholtz en 1853 [10, 25-27]; il a amélioré par Gouy et Chapman en 1910 et plus tard par Stern [28]. Dans ces modèles, on suppose qu'une partie des ions de charges opposées présents dans le liquide est située à la surface du solide pour compenser la charge de ce dernier (Figure I.1).

Cependant, ces modèles considèrent les ions comme des charges ponctuelles qui peuvent s'approcher indéfiniment de la surface du solide, sans prendre en compte leur diamètre ionique. Partant de ce constat, Stern considère que la différence de potentiel entre phase, qui caractérise le gradient de potentiel entre le solide et le liquide autrement dit l'interface, comporte deux parties: l'une correspondant à un saut brutal de potentiel dans les couches intimement liées au solide. Elle résulte de l'arrangement des ions et des dipôles accumulés dans une couche de liquide adsorbés sur la surface du solide. Cette couche est appelée "sous couche ou couche compacte". Elle est caractérisée par son épaisseur. La deuxième partie correspond à la différence de potentiel entre la couche compacte et le liquide. Cette couche est appelée "couche diffuse". Notons que lorsque le liquide est au repos, la double couche se forme et se stabilise de façon à ce que l'interface reste électriquement neutre sur l'épaisseur de cette couche. Les ions positifs de la double couche sont compensés par les ions négatifs de la couche compacte. Cependant, les charges accumulées sur la surface des solides, peuvent produire des champs électriques suffisamment élevés pour donner naissance à des décharges.

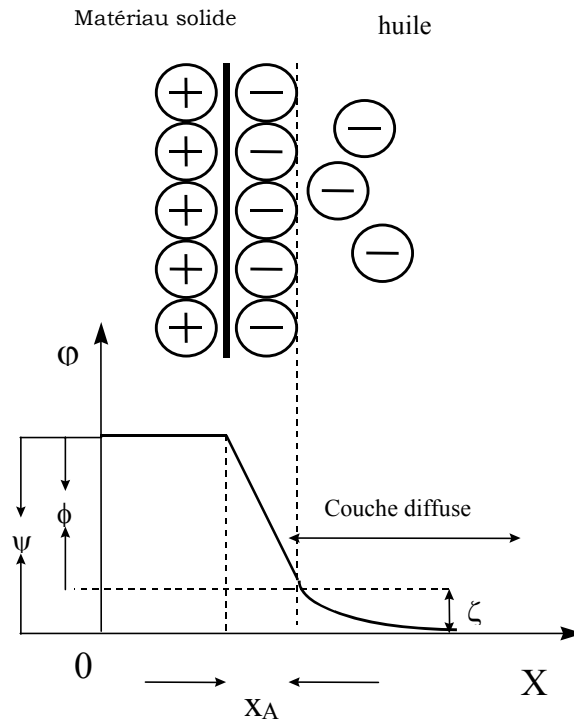


Figure I. 1. Schéma de la double couche selon le modèle de Stern [25]

## 2.2 Observation optique des décharges glissantes

La découverte des décharges surfaciques remonte à 1777 [29], quand Lichtenberg découvre par le fait du hasard la formation de petites figures de poudre sur une surface chargée d'électricité (figure I.2). Ces figures qui portent son nom, appelés aussi Figures de poudre, ont suscitées l'intérêt des physiciens, non seulement parce que la variété de leurs formes offre l'un des plus beaux spectacles de la nature, mais parce qu'elles ont initié la découverte des décharges électriques et qu'elles présentent une dimension fractale.

La première étude des figures de Lichtenberg a été effectuée par Pederson [30] où des figures photographiques ont été utilisées pour l'étude des surtensions dans les lignes de transmission. Une interprétation du mécanisme de leur formation, basé sur les théories modernes des décharges dans les gaz a été avancée par Merrill et Von Hippel [31]. Par la suite, cette technique a été utilisée par plusieurs chercheurs pour l'étude et la caractérisation des décharges surfaciques, et de nombreuses tentatives d'explication du phénomène de décharge ont été avancées [32-37].

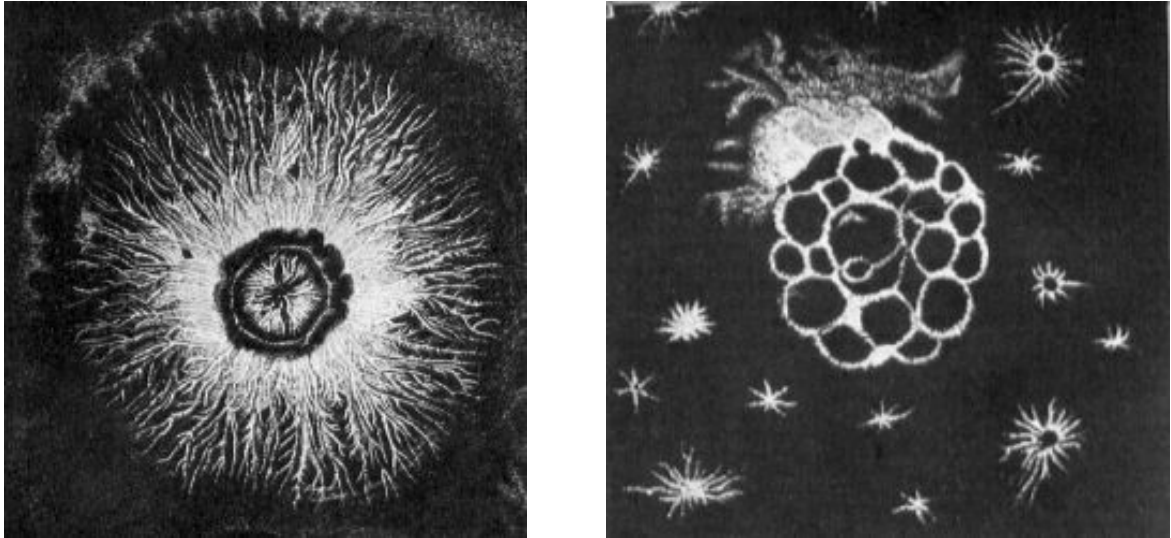


Figure I. 2. *Figures originales de Lichtenberg 1777 [38]*

Plusieurs auteurs ont utilisé par la suite les techniques photographiques pour la caractérisation des décharges [39]. L'une des techniques consiste à placer du papier photographique sur un échantillon isolant immergé dans un liquide diélectrique, et de développer le contenu en utilisant des techniques photographiques ordinaires, après une exposition à une décharge électrique. La technique de figures de poudre et du papier photographique sont des méthodes d'observation statiques, puisqu'elles ne permettent pas d'observer l'évolution temporelle des décharges glissantes. Néanmoins, elles restent toujours d'actualité parce qu'elles procurent beaucoup d'informations utiles à la caractérisation des décharges et ont largement contribué à la compréhension du phénomène.

Avec le développement des techniques de mesures et notamment l'amélioration de la résolution spatiale et temporelle des mesures optiques, l'étude des décharges glissantes a beaucoup progressé durant les trois dernières décennies. La technique d'ombroscopie est la plus largement utilisée [14, 17, 19, 21, 40-53] (voir figure I.3). Elle consiste à éclairer la cellule d'essais par un faisceau lumineux puissant de courte durée (d'environ  $1\mu\text{s}$ ) pendant la propagation de la décharge. Les branches de celle-ci, qui ont un indice de réfraction différent de celui du liquide, vont alors dévier la lumière dans toutes les directions. En plaçant une caméra vidéo juste en dehors du faisceau lumineux on obtient une image par diffraction.

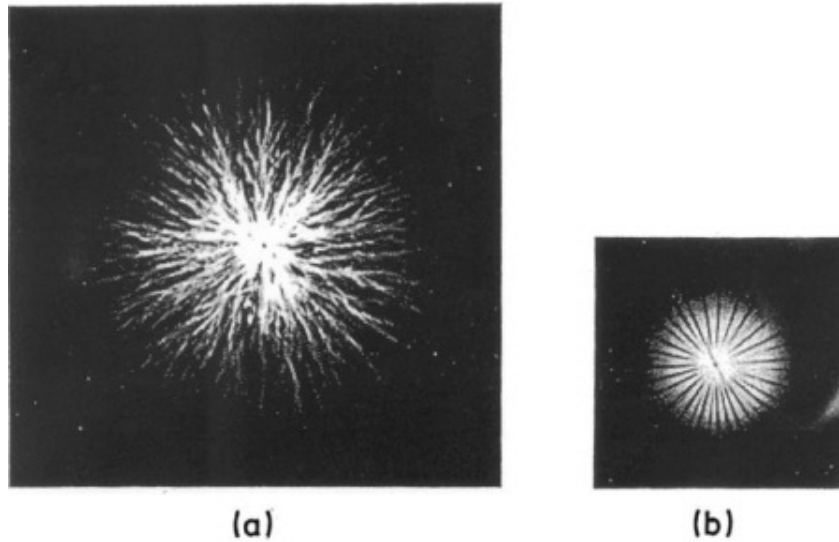


Figure I. 3. *Figure de décharges surfaciques obtenues avec les techniques des plaques photographique*

Hakim *et al* [54] ont été les premiers à expérimenter cette technique. Ils ont réalisé une source lumineuse par la décharge d'un condensateur préalablement chargé, dans un intervalle d'air. Le temps d'exposition correspond alors au temps effectif de la durée du flash (éclair) produit par le condensateur ( $\approx 1 \mu\text{s}$ ). Leur tentative d'utiliser le même intervalle d'air pour produire une succession de flashes lumineux a échoué lorsqu'ils ont constaté qu'il était impossible de réduire le temps entre deux flashes successifs à moins de  $50 \mu\text{s}$ . Par la suite, Farazmand [55] a amélioré le système optique et obtenu des images améliorées des décharges négatives dans l'hexane liquide.

Le développement de la décharge peut être également suivi si le phénomène lui-même émet de la lumière, ce qui est le plus souvent le cas. La luminosité du phénomène étant généralement très faible et sa vitesse très grande ( $> 1 \text{ km/s}$ ), on emploie un tube amplificateur de brillance couplé par fibre optique à une caméra vidéo CCD qui délivre une image permanente ou instantanée (exposition : quelques nanosecondes) [56]. On utilise également des caméras à balayage de fente (streak cameras) qui permettent de suivre en permanence le phénomène avec une très grande vitesse de balayage ( $1 \text{ cm/ns}$ ).

L'utilisation de cette technique facilite l'observation de l'évolution temporelle des décharges glissantes et le comportement dynamique de ses branches. Cependant, dans le cas des décharges glissantes, son utilisation est limitée aux décharges se propageant sur des



matériaux solides transparents. Ce qui réduit considérablement le champ des investigations. Par ailleurs, il existe toujours un compromis entre la résolution temporelle et spatiale des enregistrements optiques. Ainsi, les images obtenues par ombroscopie sont difficilement exploitables pour la caractérisation morphologique des décharges glissantes.

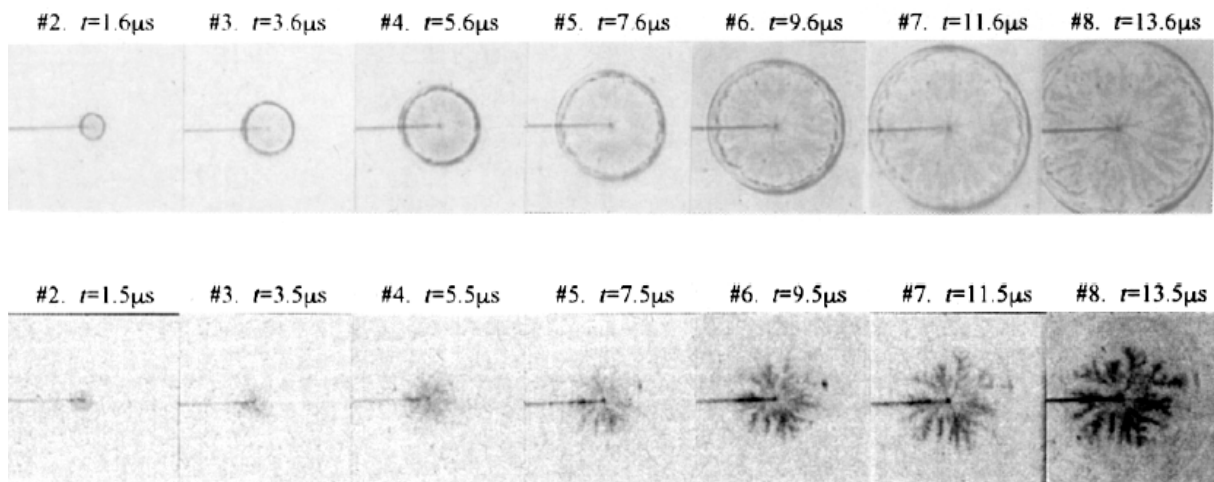


Figure I. 4. *Evolution temporelle des décharges glissantes obtenue par ombroscopie en polarité positive et négative [43]*

### 2.3 Propriétés fractales et modélisation des décharges glissantes

Le claquage diélectrique dans les gaz, les liquides et les solides isolants se manifeste souvent par la propagation de multiples canaux qui forment des arborescences complexes et diversifiés. La foudre et les décharges surfaciques sont les exemples les plus répandus. Leur structure générale montre une grande similitude entre les différents types de décharge. Cela suggère que la formation des branches des différents types de décharges peut être gouverné par une loi universelle faiblement sensible aux détails physiques du phénomène. Ce type d'universalité, peut largement simplifier la classification et la description du phénomène de la décharge.

Avec l'introduction à la fin des années 70 de la géométrie fractale, terme inventé par Mandelbrot [57] incluant la forme des figures aléatoires et la forme des figures auto-similaires, la dimension fractale est considérée depuis, comme étant une des meilleures

descriptions des figures de décharges. Les branches et les ramifications, apparemment désordonnées, peuvent être caractérisées et classées quantitativement par la géométrie fractale.

En 1982, Sawada *et al* [58] ont introduit le modèle stochastique pour décrire les structures ramifiées des décharges; ils ont aussi analysé les propriétés fractales d'une structure aléatoire en 2 dimensions obtenue par simulation, en utilisant la géométrie fractale. En 1984, Niemeyer *et al* [59] ont utilisé la théorie des fractales pour élaborer un modèle maillé en treillis des décharges électriques dans les gaz. Dans ce modèle, appelé aussi NPW (Niemeyer, Pietronero et Wiesmann), la probabilité de propagation des décharges est explicitement liée au champ électrique local. Par la suite, Wiesmann et Zeller [60] ont introduit plusieurs paramètres du champ électrique au modèle NPW et ont effectué des investigations sur le caractère stochastique des décharges surfaciques (2 dimensions) développant ainsi le modèle WZ. Depuis, de nombreux travaux de recherches ont concerné le modèle stochastique et l'analyse fractale des décharges obtenues par simulation [61-66].

### **2.3.1 Modèle stochastique de Sawada**

Sawada *et al* [58] ont été les premiers à adopter le modèle stochastique pour décrire les structures ramifiées des décharges. Ils ont tenté de simuler le claquage diélectrique en attribuant de manière arbitraire un facteur de priorité à la tête des multiples canaux se propageant sur une surface. Ce facteur de priorité est défini comme le rapport entre la probabilité de propagation d'une tête et la probabilité de génération d'une branche latérale. Ce facteur de priorité joue un rôle important dans la formation de ces structures ramifiées. Le modèle de Sawada est adopté dans une simulation numérique en deux dimensions et la procédure suivie est telle que :

- La valeur +1 est assignée aux sites de la décharge et la valeur -1 est assignée au périmètre qui l'entoure, c'est-à-dire aux sites qui entourent les sites de la décharge. La valeur 0 est assignée aux sites restants.
- L'un des sites qui porte la valeur -1 est sélectionné pour la décharge en utilisant un nombre aléatoire et les sites adjacents ayant la valeur 0 sont remplacés par la valeur -1.
- Le paramètre utilisé dans la simulation est le facteur de priorité de la pointe  $R$ .

La figure I.4 montre le résultat de simulation obtenue selon les règles précédentes. La dimension fractale ( $D$ ) des structures obtenues en fonction du facteur de priorité de la tête  $R$  est illustrée par la figure I.5.  $D$ , estimée par la méthode de quadrillage, dépend du facteur de priorité  $R$ , c'est-à-dire que  $R$  joue un rôle important dans le processus de formation de la structure ramifiée. Cependant, ce modèle néglige l'effet du champ électrique local. Par ailleurs les structures obtenues ne ressemblent pas aux décharges électriques obtenues expérimentalement et le sens physique du modèle n'est pas clair.

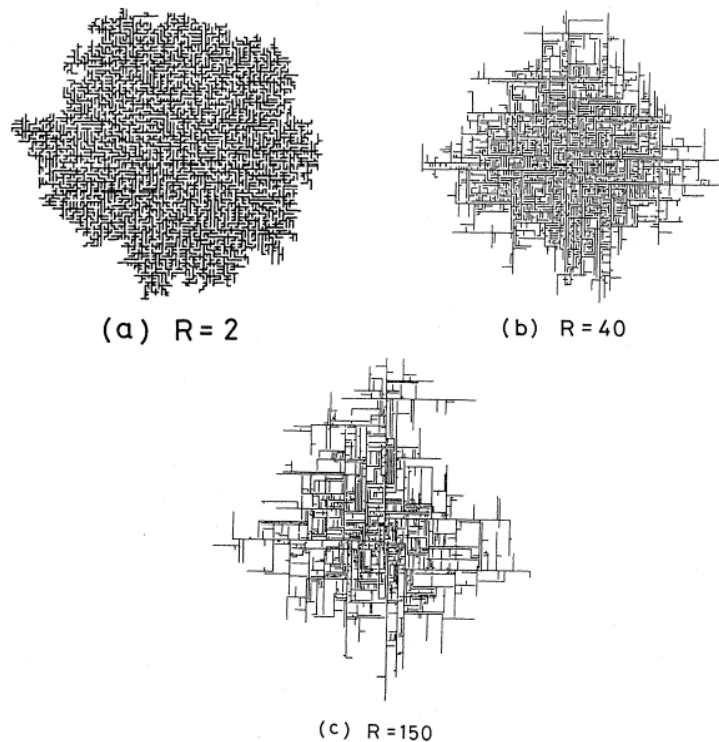


Figure I. 5. Exemples d'arborescences aléatoires obtenues par simulation numérique pour différentes valeurs de  $R$  (facteur de priorité de la tête) (a)  $R = 2$ , (b)  $R=40$  et (c)  $R=150$  [58].

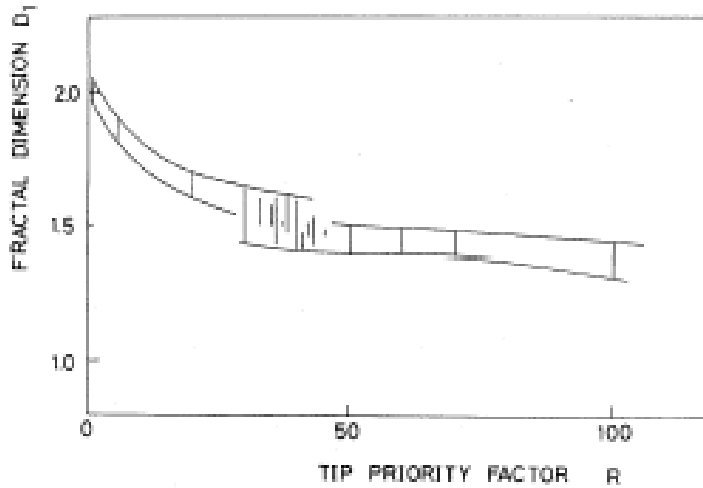


Figure I. 6. Évolution de la dimension fractale  $D$ , en fonction du facteur de priorité  $R$  [58].

### 2.3.2 Modèle de Niemeyer, Pietronero et Wiesmann

Niemeyer *et al* [59] ont associé une probabilité de progression des streamers en surface en introduisant la relation :

$$P(i, k \rightarrow i', k') = \frac{(\phi_{i',k'})^\eta}{\sum (\phi_{i',k'})^\eta}$$

Où  $(i, k)$  sont les indices des points appartenant à la décharge électrique (c'est-à-dire au potentiel  $\Phi = 1$ ) et  $(i', k')$  sont les indices des points susceptibles d'être amorcés pour une branche de la décharge électrique. Le dominateur représente tous les processus de progression possibles à partir d'un point donné de la décharge électrique. Le paramètre  $\eta$ , en exposant, tient compte de la non homogénéité de certains systèmes (liquide, solide ou polymère). Ils considèrent que la relation entre la probabilité de progression et le champ électrique local est mieux décrite par une fonction non linéaire [59].

La figure I.7 illustre le résultat obtenu par le modèle NPW pour des décharges radiales. Leur dimension fractale correspondante est  $D = 1.75 \pm 0.02$ .

Dans la simulation des décharges à deux dimensions, quand  $\eta = 0$ , la probabilité  $P$  ne dépend pas du champ électrique local, ce qui implique que la progression de la décharge est

homogène et sa dimension fractale est  $D = 2$ , c'est-à-dire qu'elle équivaut à la dimension euclidienne. Dans ce cas, la décharge remplit tout l'espace dans lequel elle évolue.

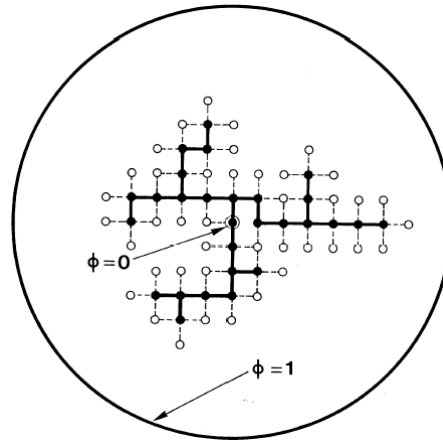


Figure I. 7. Schéma du modèle de Niemeyer (simulation numérique d'une décharge surfacique en treillis [59])

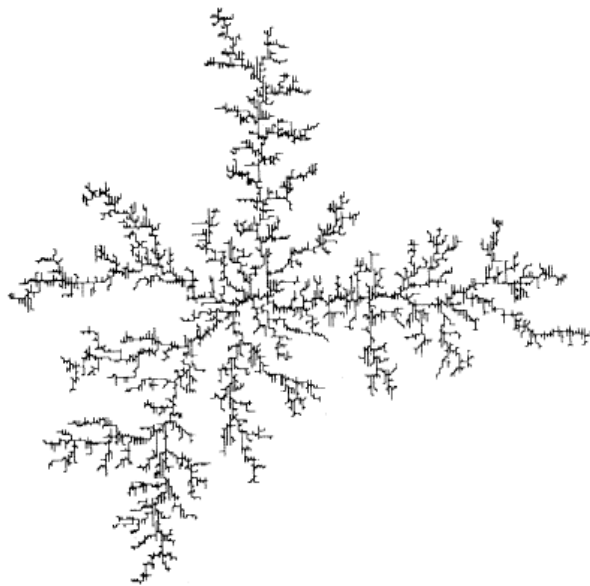


Figure I. 8. Exemple d'une décharge générée par simulation numérique [59]

### 2.3.3 Modèle de Vicente, Razzitte et Mola

Vicente *et al* [67] ont développé un modèle à partir de celui de Niemeyer *et al* [59]. Dans ce modèle, le processus de progression de la décharge électrique évolue de la manière suivante : la tête de chaque branche peut amorcer les points environnants en  $(i, j\pm 1)$  ou  $(i\pm 1, j)$  ainsi que les points se situant en diagonal, c'est-à-dire en  $(i\pm 1, j\pm 1)$  (figure I.8).

La même probabilité de progression que dans le modèle de Niemeyer a été associée. Lorsque  $\eta$  varie de la valeur minimale à la valeur maximale, la dimension fractale varie de 1 (linéique) à 2 (plan). La variation de  $\eta$  a permis de tester le comportement de la dimension fractale dans un modèle à maillage carré avec des branchements en diagonal.

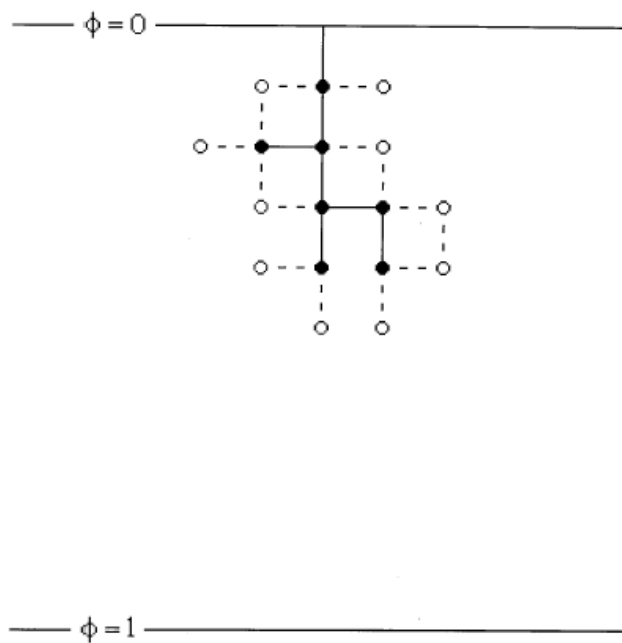


Figure I. 9. Schéma du modèle de Vicente *et al* [67]

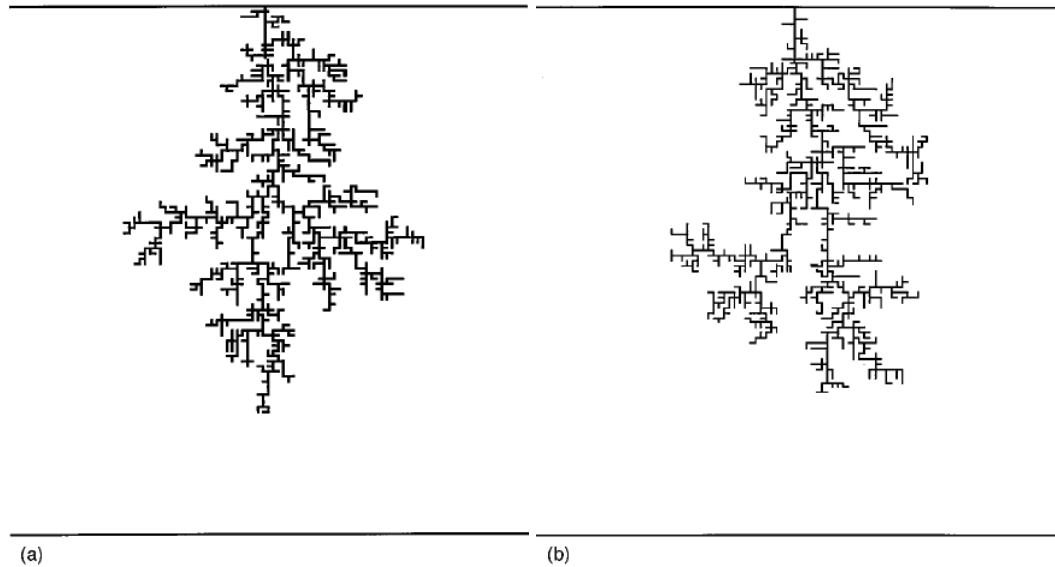


Figure I. 10. Deux décharges simulées obtenues avec le modèle de Vicente *et al* [67]

### 2.3.4 Modèle de Wiesmann-Zeller

Partant du modèle NPW, Wiesmann et Zeller [60] ont généralisé ce modèle en le développant sur deux directions :

- En introduisant le champ électrique critique de progression  $E_c$ . La probabilité de progression est supposée proportionnelle au champ électrique local  $E_{loc}$  si  $E_{loc} \geq E_c$  et nulle si  $E_{loc} < E_c$  ;
- En tenant compte d'un champ  $E_s$  interne dans la structure de la décharge électrique. Le potentiel de la structure n'est plus égal à  $V_0$  mais à  $V_0 + E_s \cdot s$ , où  $(s)$  est le segment de la structure qui relie le point à l'électrode.

Les points susceptibles d'être connectés lors de la progression de la décharge électrique sont tels que définis par le modèle NPW, en plus des points situés en diagonal définis par Vicente *et al* [67]. Les figures I.10 (a) et (b) montrent les résultats obtenus pour des branches de streamers formant une équipotentielle lorsque le champ critique  $E_c$  et le champ interne  $E_s$  sont nuls (a), et lorsque le champ critique est égal au champ initial au bout de la branche (b). Pour le cas de la figure I.10 (a), à part la possibilité de progression en diagonal, les résultats sont analogues à ceux du modèle NPW. Quant au cas 10 (b), le champ électrique critique  $E_c$  a une valeur finie, alors que  $E_s = 0$ . Au début, il n'y a pas de possibilité

de ramification; lorsqu'on s'approche de l'électrode opposée, le champ local croît et provoque une augmentation de la probabilité de ramification.

Si  $E_c \neq E_s$ , alors aucune ramification n'est possible, et la progression s'effectue sous forme d'un filament unique le long du chemin où le gradient du potentiel est maximum. Le champ initial doit être légèrement supérieur à  $E_c$ . La figure I.10 (c) représente la structure des décharges lorsque  $E_c \neq 0$  et  $E_s \neq 0$ . La chute de tension dans la structure peut engendrer une halte dans la progression des décharges avant que l'électrode opposée ne soit atteinte [60]. Il y a alors une région de l'espace dans laquelle l'amorçage est confiné à une zone bien limitée et ne traverse pas l'intervalle interélectrodes.

De même qu'à partir du modèle NPW, Kupershtokh [68] a étudié les décharges radiales (pointe-plan) en prenant en compte, le flux de charges électriques le long des canaux conducteurs des branches lors du calcul de la distribution du champ électrique. En outre, un pas de temps est associé à la probabilité de progression d'un des bonds de la décharge; il s'agit du minimum de temps requis pour qu'un bond ait lieu. Les mesures des caractéristiques fractales montrent que, la structure du streamer ne peut être décrite par une valeur unique de la dimension fractale. Ceci serait dû au fait qu'au voisinage immédiat de l'électrode centrale où le champ est intense, l'amorçage s'effectue rapidement. Ainsi la ramification des branches est très dense et remplit donc tout l'espace environnant (branches en forme de buisson). Dans la région de faible intensité de champ, le streamer se développe en branches dispersées (de type filamenteuses) car il y a relaxation de champ. Lorsque les têtes des streamers s'approchent de l'électrode opposée, le champ électrique croît jusqu'à une valeur constante, le processus s'accélère alors et la structure devient de nouveau très ramifiée (de types arborescents) [60].



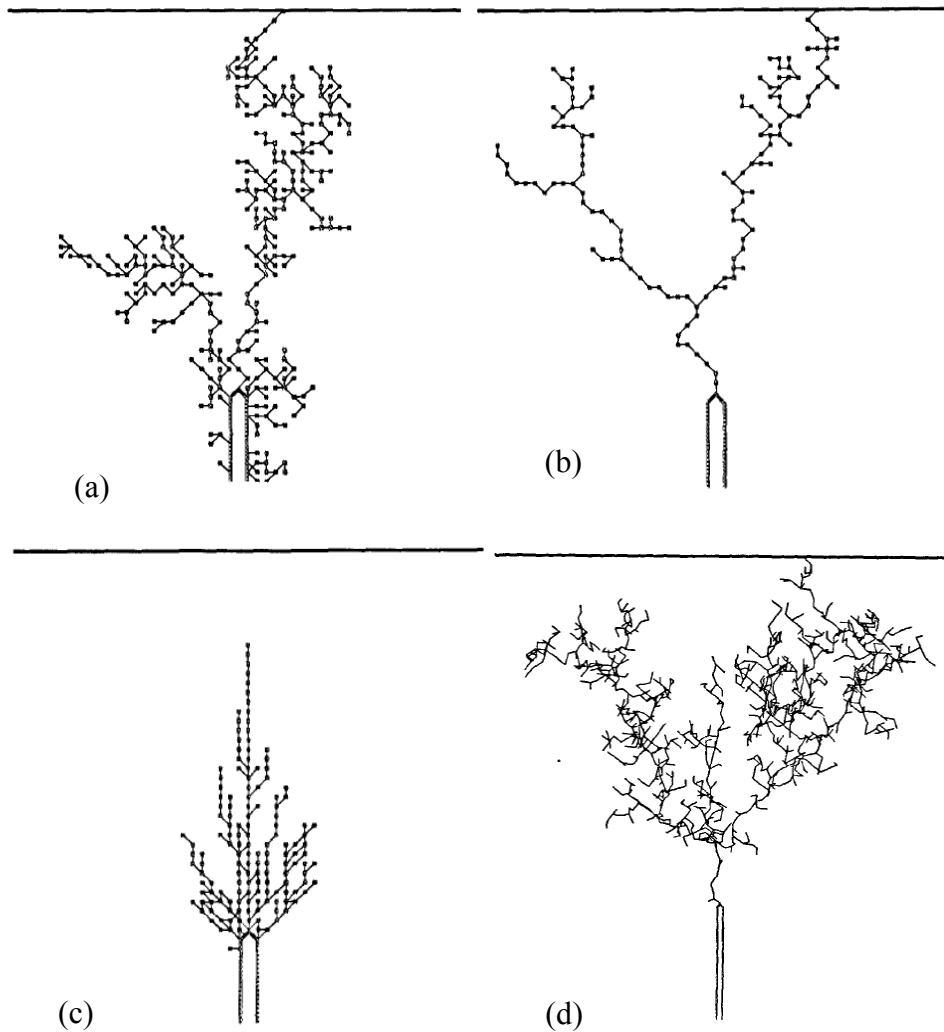


Figure I. 11. *Figures d'arborescences fractales obtenues par le modèle Wiesmann et al [60]*

### 3 Conclusion

Il ressort de cette analyse bibliographique, quoique très synthétique, que la génération des décharges glissantes est très complexe et que leur structure dépend de plusieurs paramètres. Le champ électrique et les propriétés des matériaux constituant l'interface solide/liquide, jouent un rôle essentiel dans les deux phases : génération et propagation. Les divers modèles proposés permettent à première vue de décrire ces décharges par une approche fractale. Cependant, comme nous le verrons plus loin, selon la méthode utilisée pour analyser ces structures, une décharge peut ou non admettre une dimension fractale.



# Chapitre II

## Décharges glissantes sous tension impulsionnelle



## 1 Introduction

Dans ce chapitre nous nous intéressons à l'étude morphologique et structurale des décharges électriques glissantes sous tension impulsionnelle 1.2/50  $\mu$ s. Nous présentons d'abord les différents éléments et dispositifs expérimentaux utilisés dans nos essais ainsi que les caractéristiques des échantillons solides et liquides isolants considérés. Nous décrirons par la suite le phénomène de la décharge glissante à la lumière des observations et enregistrements optiques et électriques effectués au cours de notre étude expérimentale. Nous présentons les différentes figures de décharges qui peuvent être observées ainsi que les paramètres qui peuvent influencer leurs formes et leurs longueurs finales telles que la polarité et l'amplitude de la tension appliquée, la nature et l'épaisseur des solides isolants. Les courants associés aux décharges glissantes sont décrits en fonction de l'amplitude et la polarité de la tension appliquée, et comparée avec les formes des courants enregistrés dans le volume du liquide. Nous aborderons par la suite l'effet de la pression hydrostatique appliquée à la structure isolante mixte sur les paramètres des décharges glissantes.

## 2 Techniques expérimentales

Le dispositif expérimental est constitué d'une cellule d'essais comportant la structure isolante avec le système d'électrodes entre lesquelles elle est insérée, la source de tension et le diviseur associé, des systèmes de visualisation des décharges et de mesures de signaux électriques et optiques qui les accompagnent (courants, charge, longueur finale des décharges etc...). La figure II.1 montre le schéma de l'ensemble du dispositif expérimental utilisé dans ce travail.

La cellule d'essais contenant la structure isolante liquide - solide étudiée et un système d'électrodes pointe - plan, est constituée d'un corps cylindrique de 110 mm de hauteur et 90 mm de diamètre interne (figure II.2) ; elle est munie de deux couvercles, l'un en Plexiglas (transparent) servant à la visualisation des décharges et à la fixation de l'électrode acérée, connectée à la source haute tension, l'autre en laiton constituant l'électrode de mise à la masse. Le corps cylindrique est lui-même constitué de deux parties : la partie supérieure de 60 mm de hauteur est en téflon et la partie inférieure est en Plexiglas de 30 mm de hauteur. Cette partie transparente permet le contrôle du contact de l'électrode pointe avec l'isolant solide grâce à une caméra CDD. L'électrode acérée est une pointe de 10 $\mu$ m de rayon de courbure. Elle est réalisée dans du tungstène thorié à 2% afin de réduire sa résistivité. L'utilisation du

tungstène permet d'effectuer un très grand nombre d'essais sans trop éroder la tête de la pointe et d'avoir un champ local de génération de décharges constant; le point de fusion du tungstène étant de 3460°C. L'électrode plane est une plaque mince de laiton de 15 mm d'épaisseur et de 250 mm de diamètre.

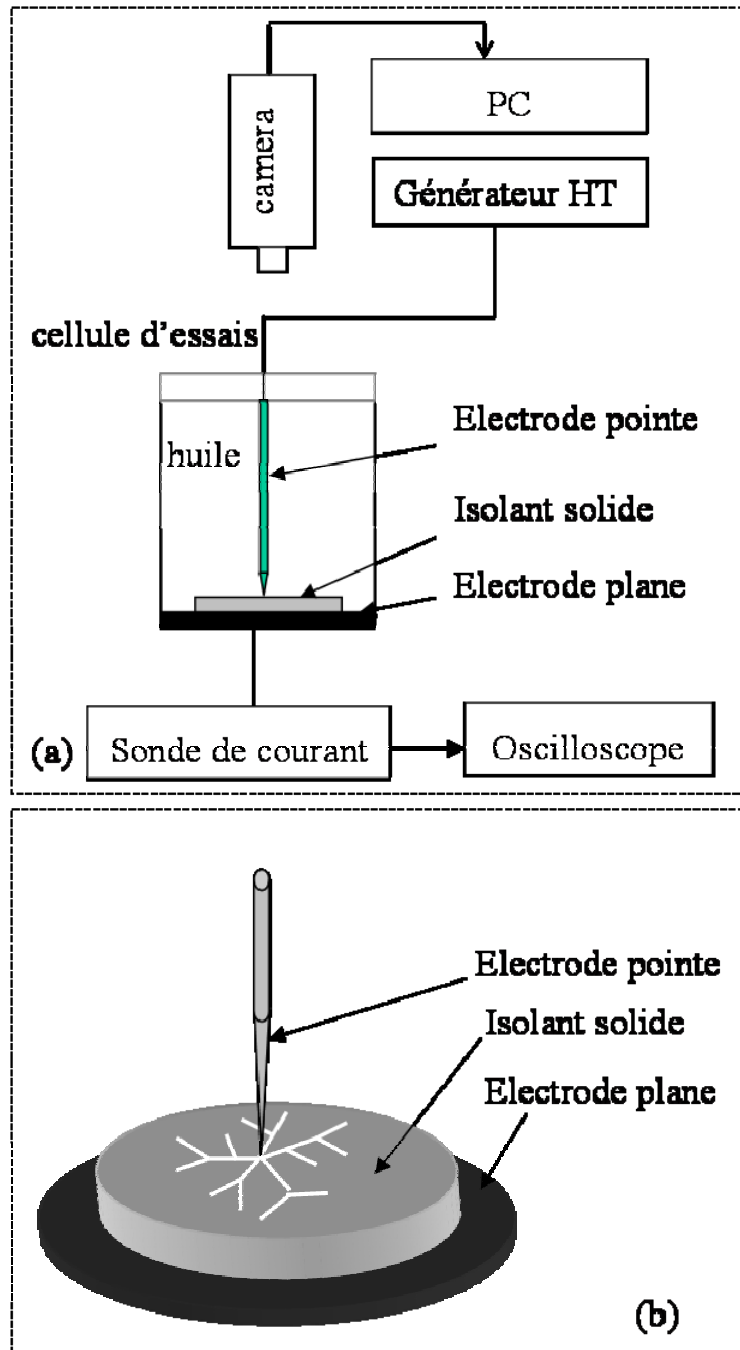
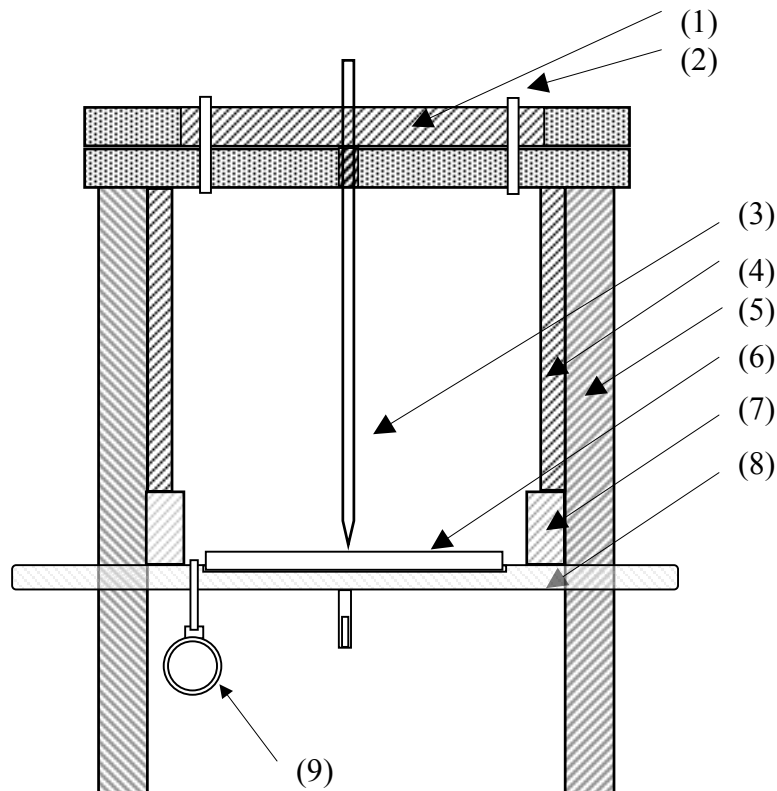


Figure II. 1. Schéma du dispositif expérimental



- |                           |                       |  |
|---------------------------|-----------------------|--|
| 1- couvercle en Plexiglas | 4- Cylindre en Téflon | 7- Cylindre en Plexiglas (transparent) |
| 2- Amenée d'huile         | 5- Tige en PVC        | 8- Electrode plane                     |
| 3- Electrode Pointe       | 6- Isolant solide     | 9- Manomètre                           |

Figure II. 2. Schéma de la cellule d'essais

La structure isolante étudiée est constituée d'échantillons solides insérés entre les deux électrodes et baignant dans une huile minérale de type naphténique. Celle-ci est purifiée au passage à travers une colonne de filtrage avant remplissage de la cellule d'essais. Les isolants solides utilisés sont des disques de 100 mm de diamètre et d'épaisseur variant de 1 à 30 mm. Les matériaux utilisés sont la résine de phénoplaste (Bakélite), le papier imprégné, le Polycarbonate (PC) et le Verre. Les caractéristiques de ces matériaux sont données dans le tableau 1.

Tableau II-1. Propriétés diélectriques des matériaux utilisés

Matériau isolant	Permittivité relative $\epsilon_r$	Rigidité diélectrique (kV/mm)
Huile	2.2	9.4
Verre	5	25
Bakélite	4.8	30
Polycarbonate	2.9	30
Papier imprégné	2.4	25

Les essais sont effectués sous tension impulsionnelle 1.2/50  $\mu$ s fournie par un générateur de Marx de 200 kV.

L'observation optique des décharges est basée sur les images obtenues par intégration grâce à une caméra CDD placée du côté du couvercle en Plexiglas de la cellule et connectée à une carte d'acquisition vidéo performante (Meteor-II/Multi-Channel). La caméra CDD est de type SVGA "SONY XC-HR58" de haute résolution (767x580 pixels). La capture d'image est contrôlée par ordinateur grâce à la carte d'acquisition à une vitesse de 50 images/seconde.

La mesure des courants associés aux décharges s'effectue à travers une résistance (non inductive) de 50 $\Omega$  connectée en série avec la cellule, grâce à un oscilloscope à mémoire, de haute résolution temporelle de type Tektronix DSA 601A (Digitizing Signal Analyzer). La charge électrique est obtenue par intégration du courant obtenue automatiquement par l'oscilloscope.



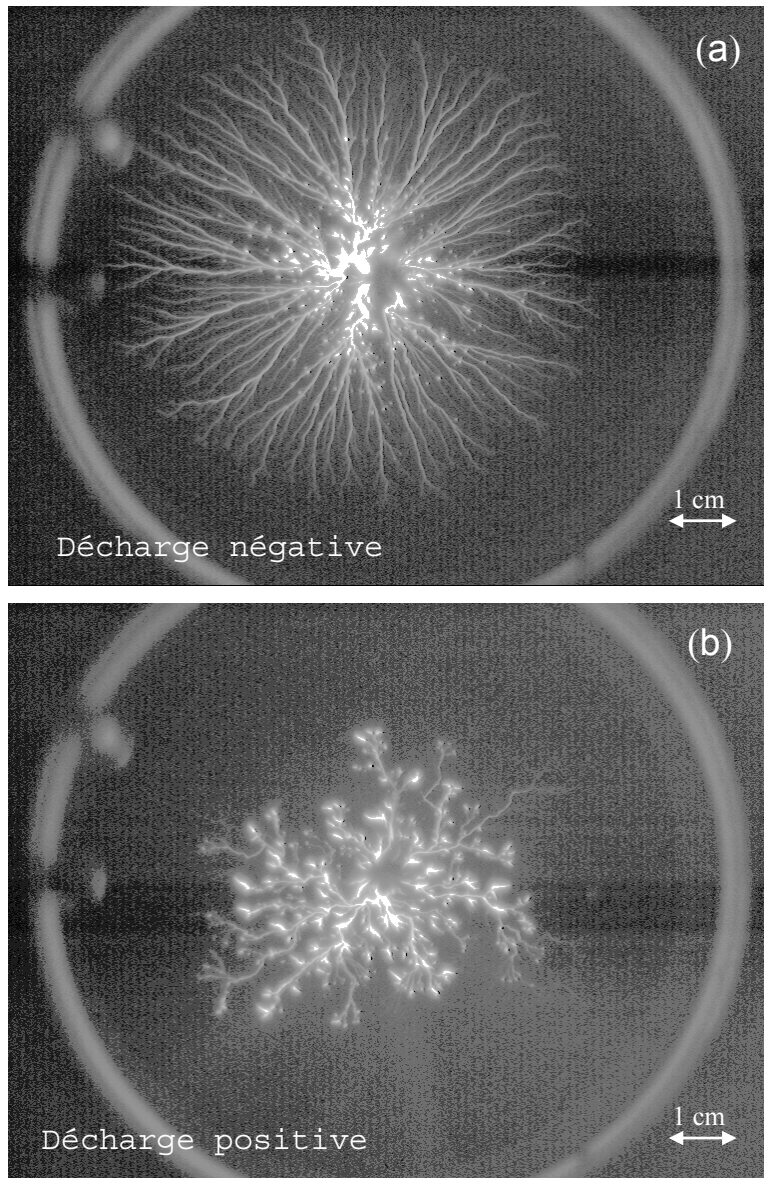
### 3 Morphologie des décharges glissantes

Sous tension de choc  $1.2/50 \mu\text{s}$ , les décharges ont d'une manière générale un aspect radial. Les streamers, générées à la pointe, se propagent à la surface de l'isolant solide, du centre vers l'extrémité, décrivant un contour circulaire autour de la pointe. Leurs formes, leurs longueurs finales et la densité de branches dépendent de plusieurs paramètres, telles que la nature et l'épaisseur du matériau solide, l'amplitude et la polarité de la tension appliquée, la pression hydrostatique. Cette forme circulaire des décharges est observée exclusivement sous tension impulsionnelle. Sous tension continue et alternative la forme des décharges est moins régulière comme on le verra plus loin (Chapitre III).

#### 3.1 Influence de la polarité de la tension sur la forme des décharges

D'une façon générale et indépendamment de la nature et de l'épaisseur du solide, deux types de décharges peuvent être observée selon la polarité de la pointe:

- Les décharges surfaciques émanant d'une pointe négative, se distinguent par des branches rectilignes (figure II.3a). Elles sont constituées d'un tronc principal duquel émanent des ramifications arborescentes. Les extrémités des branches et leurs ramifications forment un contour plus ou moins circulaire, centré sur la pointe. Les branches de la décharge négative, appelés aussi « streamers », sont plus lumineuses à leurs bases qu'à leurs extrémités où on remarque la présence de points lumineux, témoins d'une intense activité d'ionisation.
- Les décharges générées à partir d'une pointe positive ont une forme différente des décharges négatives (figure II.3b). Les branches de la décharge ont une structure sinueuse et ramifiée et les ramifications se terminent par des points très lumineux en forme de bourgeon à leurs extrémités. Notons la présence de branches ayant la forme de filaments faiblement lumineux, émanant des points lumineux ou « bourgeons ». Le contour formé par l'extrémité des branches prend une forme aléatoire à la différence des décharges négatives qui ont un aspect quasi circulaire.



*Figure II. 3. Photographie de décharges glissantes obtenues sur une interface huile/bakélite sous tension impulsionnelle d'amplitude 40 kV (valeur crête) pour les deux polarités : (a) polarité négative, (b) polarité positive.*

Quelles que soient la polarité de la tension et la nature du solide isolant, l'augmentation de l'amplitude de la tension appliquée est accompagnée d'une augmentation de la longueur des décharges et de la luminosité des canaux de décharges (figure II.4).

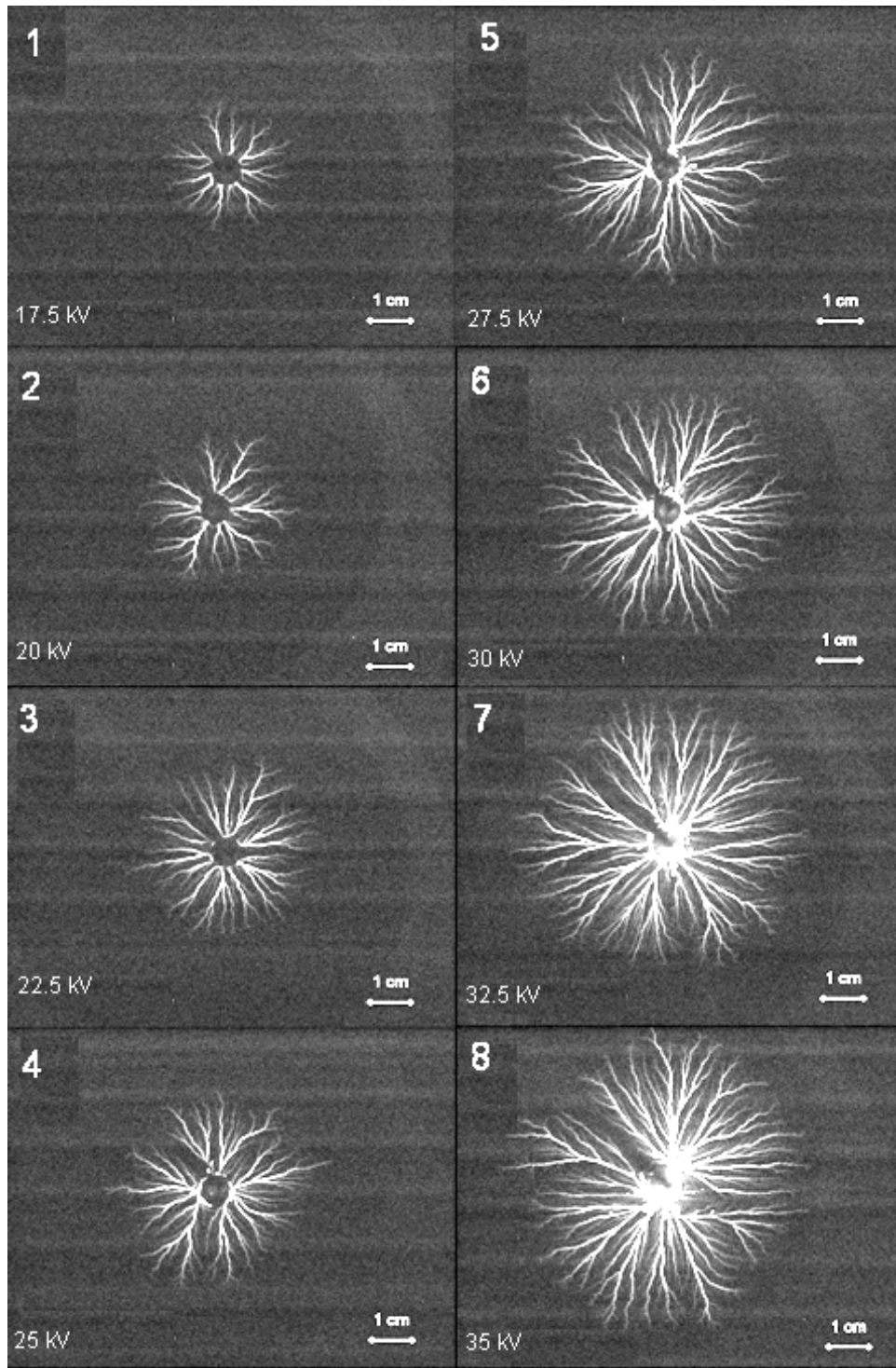


Figure II. 4. Evolution de la longueur finale des décharges en fonction de la tension

### **3.2 Influence de la nature et de l'épaisseur du solide isolant sur la forme des décharges glissantes**

Indépendamment de la longueur finale des décharges, nous remarquons que la forme des décharges glissantes sous tension impulsionnelle négative dépend fortement de la nature et de l'épaisseur du solide isolant, comme le montre les figures II.5, II.6 et II.7. L'aspect général change selon le matériau utilisé et la densité totale de branches dépend fortement de l'épaisseur du solide isolant. Nous reviendrons sur ce point avec plus de détails dans le chapitre IV consacré à l'analyse fractale des décharges glissantes.

### **3.3 Influence de la nature et de l'épaisseur du solide isolant sur la génération des décharges glissantes**

La question de génération des streamers dans l'huile de transformateur a fait l'objet de plusieurs travaux dans le passé [1, 10, 14, 15, 69]. Dans notre étude, nous avons constaté que les décharges glissantes n'apparaissent qu'une fois la tension appliquée ait atteint une certaine valeur seuil dite tension de génération  $U_s$ . La décharge prend naissance dans le diélectrique le moins rigide, ici la phase liquide. Les streamers sont initiés suite à la génération d'une bulle gazeuse résultant d'un échauffement local du liquide induit par l'injection d'une impulsion de courant. La valeur de cette tension  $U_s$  varie selon la nature du solide isolant.

La distribution du champ électrique déterminée avec un code de calcul utilisant les éléments finis (FLUX2D) montre que les permittivités diélectriques ont une influence considérable sur la variation des composantes normale et tangentielle du champ. Les résultats obtenus par simulation montrent que pour une tension appliquée  $U_{\text{crête}} = 10\text{kV}$ , le champ maximum dans le cas d'un échantillon en Bakélite est de  $1.44\text{ MV/cm}$ , alors qu'avec un échantillon en Polycarbonate, il est égal à  $1.21\text{ MV/cm}$ , (voire figure II.5).

Le rayon de courbure de la pointe étant constant pour les essais effectués ( $r=10\mu\text{m}$ ), le seuil de génération  $U_s$  dépend alors de l'épaisseur de l'isolant solide ( $e$ ) et de la nature du solide. Les résultats de mesure de  $U_s$  obtenues sous tension impulsionnelle négative sont résumés dans le tableau 2.

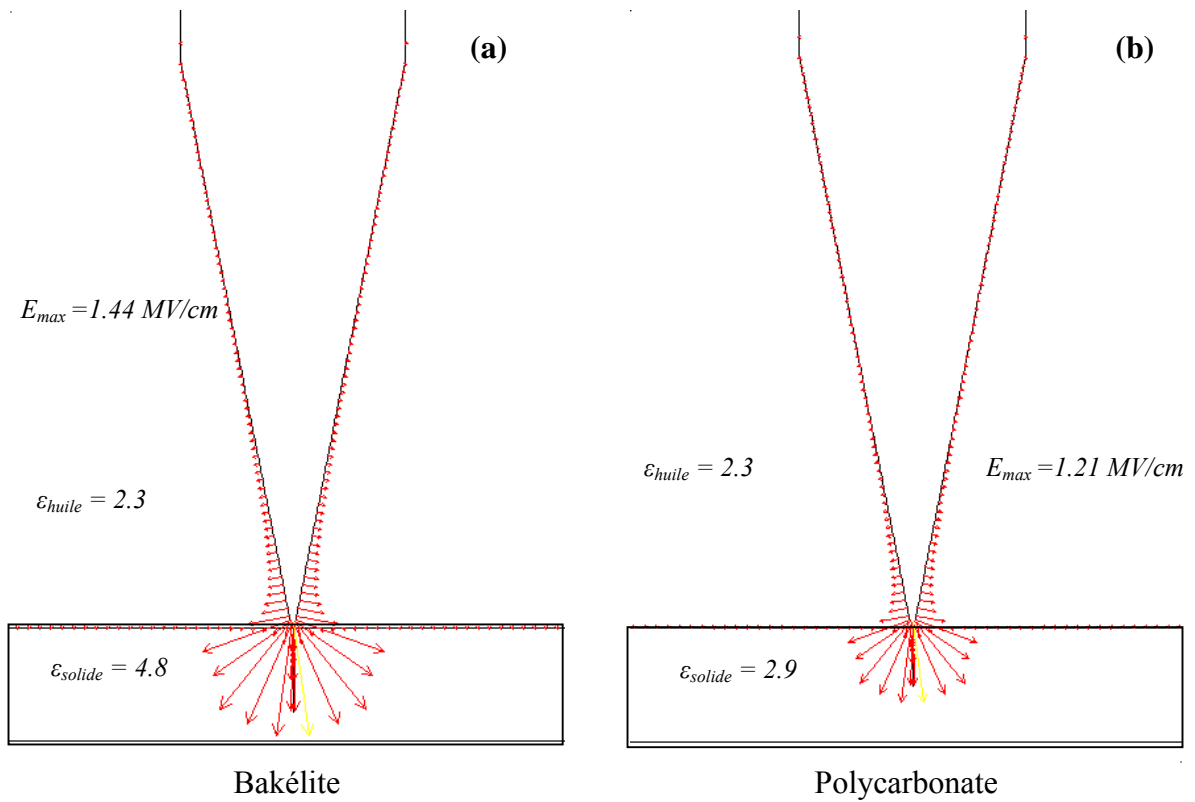
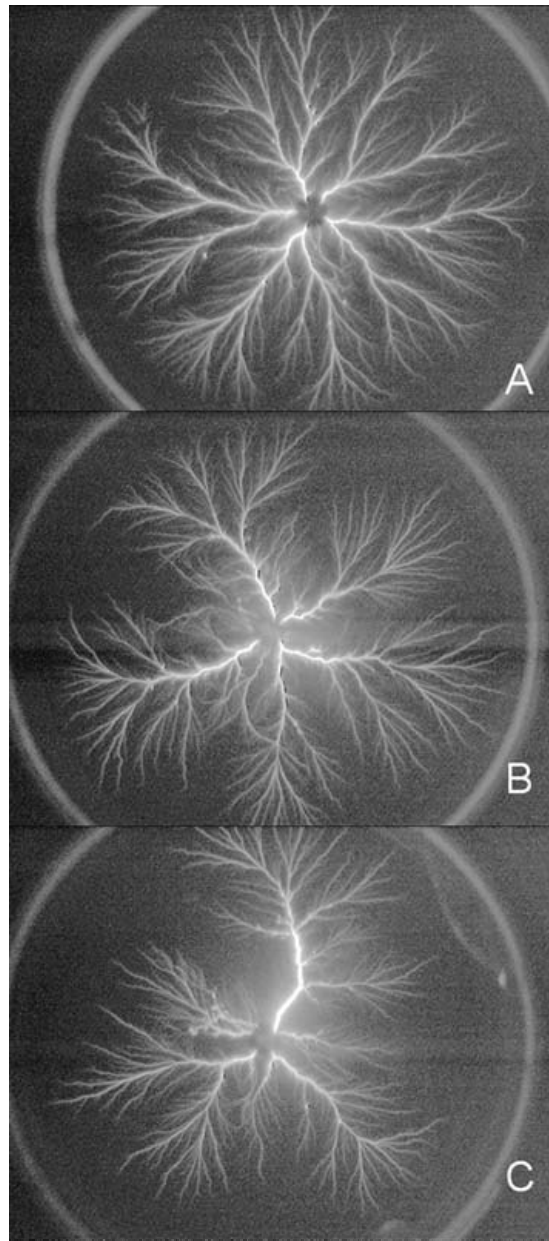


Figure II. 5. Distribution du champ électrique au voisinage de la pointe, obtenue par simulation, pour un échantillon en bakélite (a) et un autre en Polycarbonate (b) d'épaisseur égale ( $e=2\text{mm}$ ); la tension appliquée est  $U_{\text{crête}} = 10 \text{ kV}$ .



*Figure II. 6. Photographies de décharges glissantes obtenues sous tension impulsionnelle négative, avec des échantillons en Verre de différentes épaisseurs : (A) 2mm,  $U_{crête} = 46$  kV, (B) 10mm  $U_{crête} = 54$  kV et (C) 20 mm,  $U_{crête} = 60$  kV.*

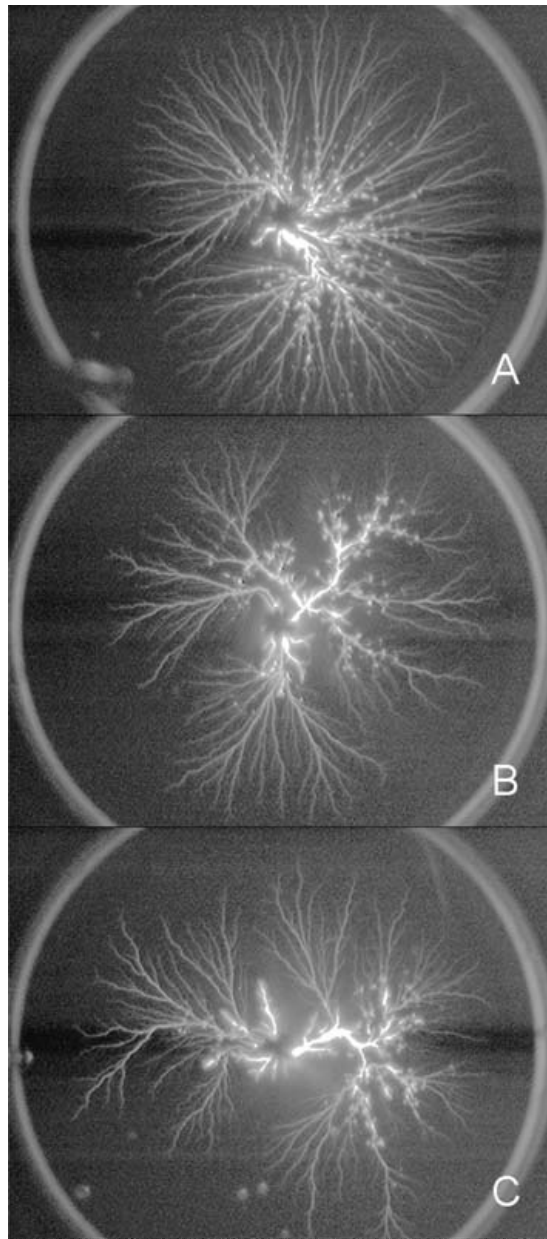
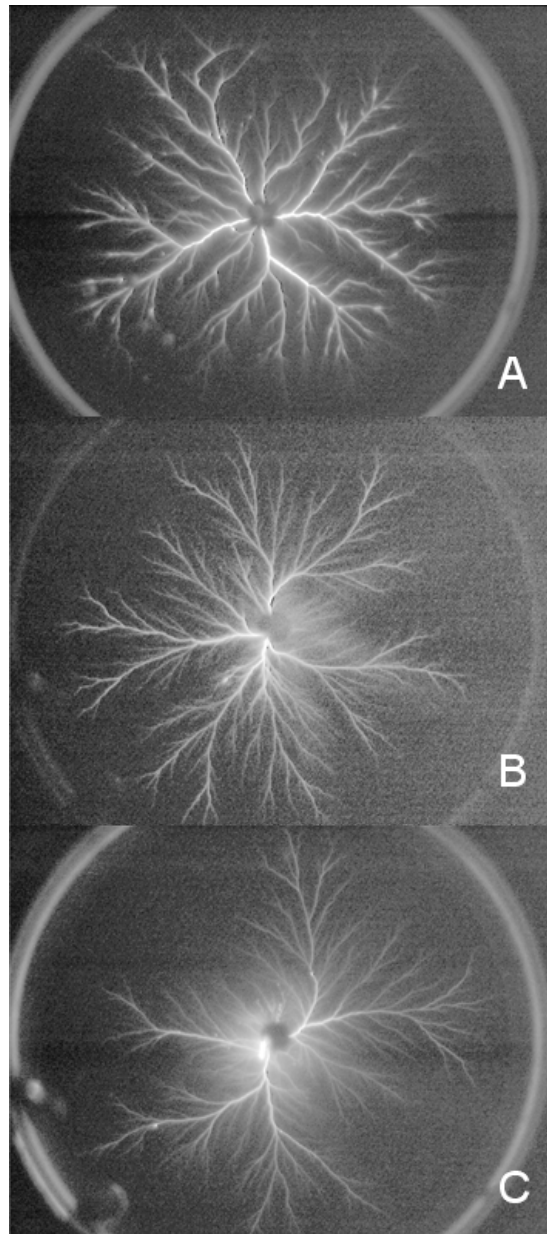


Figure II. 7. Photographies de décharges glissantes obtenues sous tension impulsionnelle négative, avec des échantillons en Bakélite de différentes épaisseurs : (A) 2mm,  $U_{\text{crête}} = 44 \text{ kV}$ , (B) 10mm  $U_{\text{crête}} = 53 \text{ kV}$  et (C) 20 mm,  $U_{\text{crête}} = 58 \text{ kV}$ .



*Figure II. 8. Photographies de décharges glissantes obtenues sous tension impulsionnelle négative, avec des échantillons en Polycarbonate de différentes épaisseurs : (A) 2mm,  $U_{crête} = 51$  kV, (B) 10mm  $U_{crête} = 59$  kV et (C) 20 mm,  $U_{crête} = 67$  kV.*



Tableau II-2: Tension de génération des décharges négative  $U_s$  (kV) en fonction de l'épaisseur et de la nature du solide.

Epaisseur	Type de matériau			
	Bakélite	Verre	Polycarbonate	Huile
5 mm	$10 \pm 1$	$10 \pm 2$	$14 \pm 2$	$18 \pm 2$
10 mm	$11 \pm 2$	$11 \pm 2$	$15 \pm 2$	$20 \pm 2$
15 mm	$12 \pm 2$	$12 \pm 2$	$17 \pm 2$	$21 \pm 2$
20 mm	$13 \pm 2$	$13 \pm 2$	$21 \pm 2$	$26 \pm 2$

Le tableau 2 montre que  $U_s$  est plus élevée dans le cas du polycarbonate ( $\epsilon_r = 2.9$ ) que dans le cas de la Bakélite et du Verre, qui sont caractérisés par une permittivité diélectrique relativement élevée ( $\epsilon_r = 4.8$  et  $5$  respectivement) Cela est dû au renforcement du champ électrique au voisinage de la pointe. Ce dernier est plus élevé lorsque la différence entre les permittivités diélectriques du solide isolant et de l'huile est élevée.

### 3.4 Influence de la nature et de l'épaisseur du solide isolant sur la longueur finale des décharges.

Les streamers qui prennent naissance au voisinage immédiat de la pointe, se propagent radialement sur la surface du solide et s'arrêtent à une certaine distance de la pointe qu'on appellera longueur finale  $L_f$ . Cette dernière dépend de l'amplitude de la tension appliquée, de l'épaisseur et de la nature du solide isolant.

#### 3.4.1 Reproductibilité des mesures de la longueur finale des décharges glissantes : Influence de la charge déposée à la surface du solide isolant

L'évaluation de la longueur finale des décharges glissantes ( $L_f$ ) est effectuée par la mesure de la distance entre la pointe et le contour circulaire formé par l'extrémité des branches formant la décharge. Toutefois, nous avons remarqué qu'il existe une différence de longueur  $\Delta L_f$  entre la première décharge (avec un échantillon solide vierge) et les décharges suivantes, et cela pour le même niveau de tension. La figure II.9 montre les valeurs de la longueur finale d'une série de 7 décharges successives sur un échantillon en Bakélite de 2 mm

d'épaisseur, sous tension impulsionnelle de -40 kV, le temps entre les décharges successives étant de 10 s. Nous remarquons que la première décharge est plus longue que les décharges suivantes.  $L_f$  diminue progressivement à chaque application de la tension et se stabilise au bout de 4 ou 5 décharges successives. Cette tendance à la diminution de la longueur finale est observée quels que soient le niveau de tension et la nature du solide isolant. Il est important de noter que la charge associée à chacune des décharges ( $Q_n$ ) présente la même tendance à la baisse, comme on peut le voir sur la figure II.10.

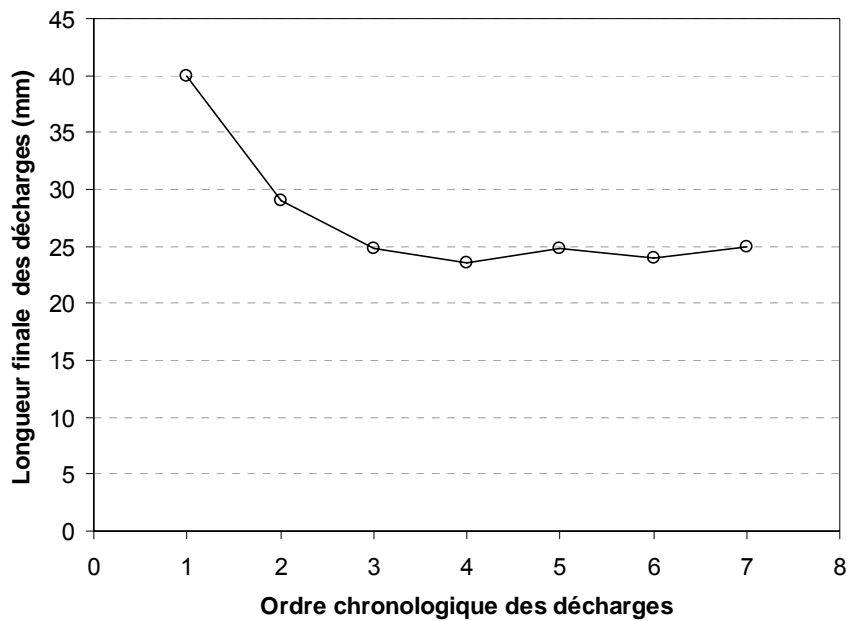


Figure II. 9. Longueur finale de la décharge, en fonction de l'ordre chronologique de son déclenchement, obtenue avec un échantillon en Bakélite de 2 mm d'épaisseur et un temps entre deux décharge successives constant  $\Delta t = 10$  s, sous tension impulsionnelle négative  $U = -40$  kV.

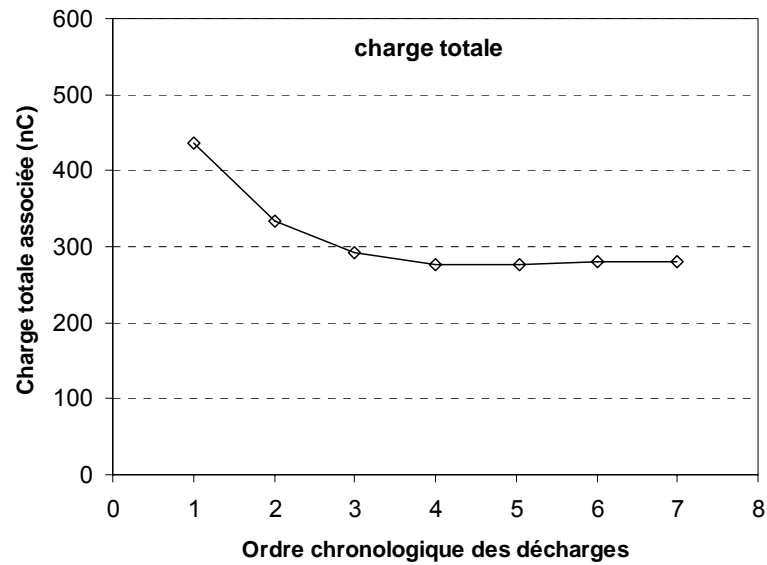


Figure II. 10. Charge totale associée aux décharges de la figure 9.

Ce résultat montre que l'accumulation de la charge déposée par les décharges successives sur la surface du matériau solide, a une influence considérable sur la propagation des décharges. Cette influence se traduit par la réduction de la longueur finale ( $L_f$ ) et de la charge déposée ( $Q_n$ ). La diminution de la quantité de charge ( $Q_n$ ) des décharges successives, générées dans une géométrie pointe-pointe avec une barrière en papier imprégné baignant dans l'huile de transformateur, a été rapporté par Julliard *et al* [70].

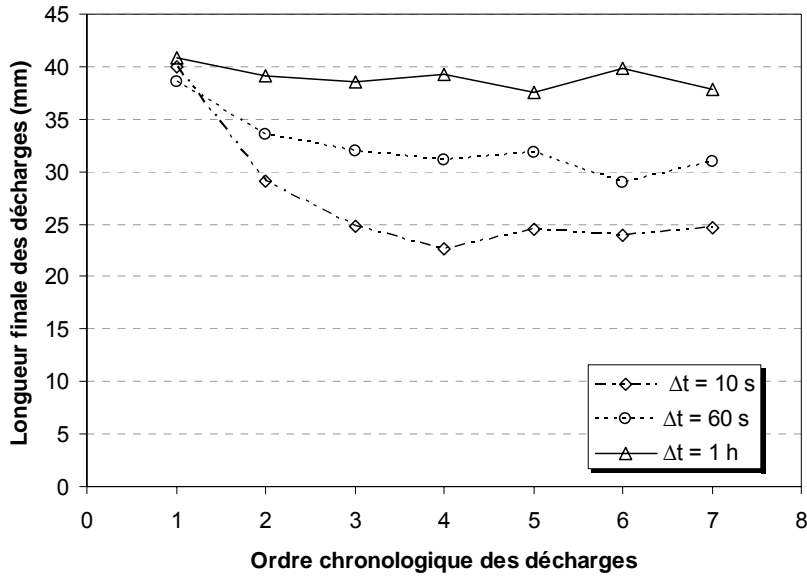


Figure II. 11. Longueur finale des décharges en fonction de l'ordre chronologique de son déclenchement, obtenue avec des échantillons en Bakélite de 2 mm d'épaisseur, pour différentes valeurs de  $\Delta t$  : ( $\Delta t = 10, 60$  et  $3600$  s), sous tension impulsionnelle de  $U = -40$  kV.

La différence de longueur dépend du temps écoulé entre deux décharges successives  $\Delta t$ . les résultats de mesure montrent que  $\Delta l$  est inversement proportionnel à  $\Delta t$  ( $\Delta l \propto 1/\Delta t$ ); plus le temps écoulé entre deux décharges est élevé, moins élevée est la différence de longueur entre elles comme le montre la figure II.11. Ce résultat s'explique par le temps nécessaire à la relaxation de la charge d'espace déposée sur la surface du solide. Lorsque le temps est suffisamment élevé ( $\Delta t > 1$  heure), une grande partie de la charge est écoulee et la surface du solide retrouve ses propriétés initiales. Par conséquent,  $\Delta l$  devient très faible.

$\Delta L$  baisse sensiblement lorsque l'épaisseur du solide augmente, comme le montre les résultats illustrés par la figure II.12. Lorsque  $e$  augmente, la capacité du condensateur constitué par les branches de la décharge et le plan de masse diminue. Et avec moins de charges déposées à la surface du matériau solide, l'influence de ( $Q_n$ ) sur la longueur finale des décharges successives diminue.

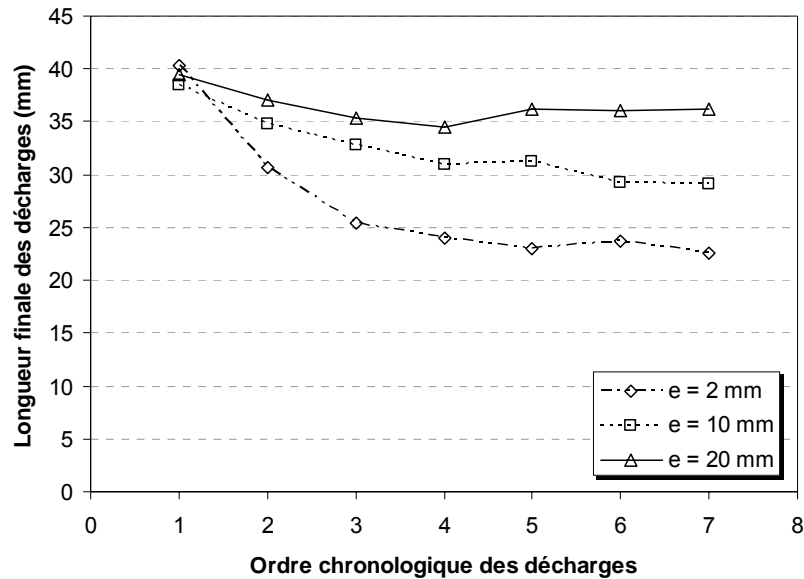


Figure II. 12. Longueur finale de la décharge en fonction de l'ordre chronologique de son déclenchement, obtenue avec des échantillons en Bakélite de différentes épaisseurs ( $e_{1, 2, 3}$  (mm) = 2, 10 et 20), sous tension impulsionnelle ( $U_{1, 2, 3}$  (kV) = -40, -48 et -55) respectivement. Le temps entre deux décharges successives est constant  $\Delta t = 10$  s.

La nature du matériau solide a une influence considérable sur la variation de  $\Delta L$ . La figure II.13 montre des résultats obtenus avec deux types de matériaux différents de même épaisseur : la Bakélite et le papier imprégné. Avec ce dernier, la charge accumulée sur la surface ne semble avoir aucune influence sur la longueur finale des décharges glissantes successives. L'influence de la conductivité superficielle des deux matériaux solides sur le temps de relaxation de la charge d'espace peut expliquer ce comportement.

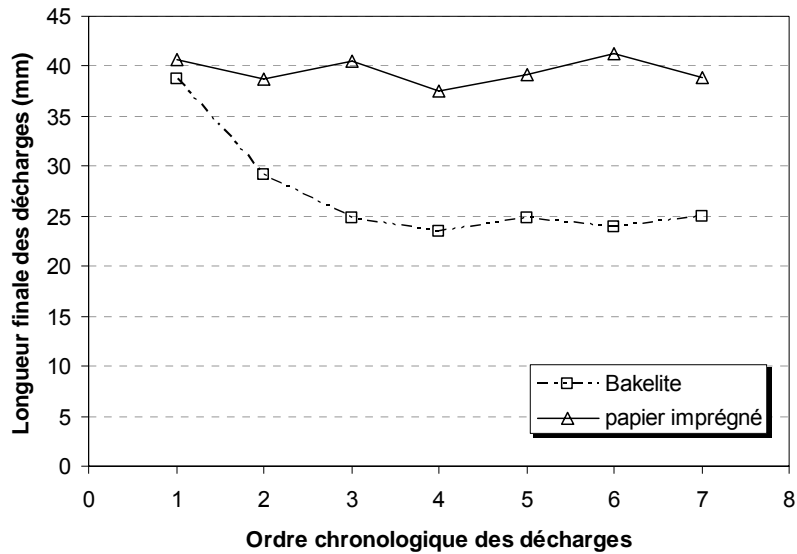


Figure II. 13. Longueur finale des décharges en fonction de l'ordre chronologique de son déclenchement, obtenue avec deux types de matériaux solides (Bakélite et Papier imprégné) d'une épaisseur  $e = 2$  mm, sous tension impulsionnelle négative  $U = -40$  kV.

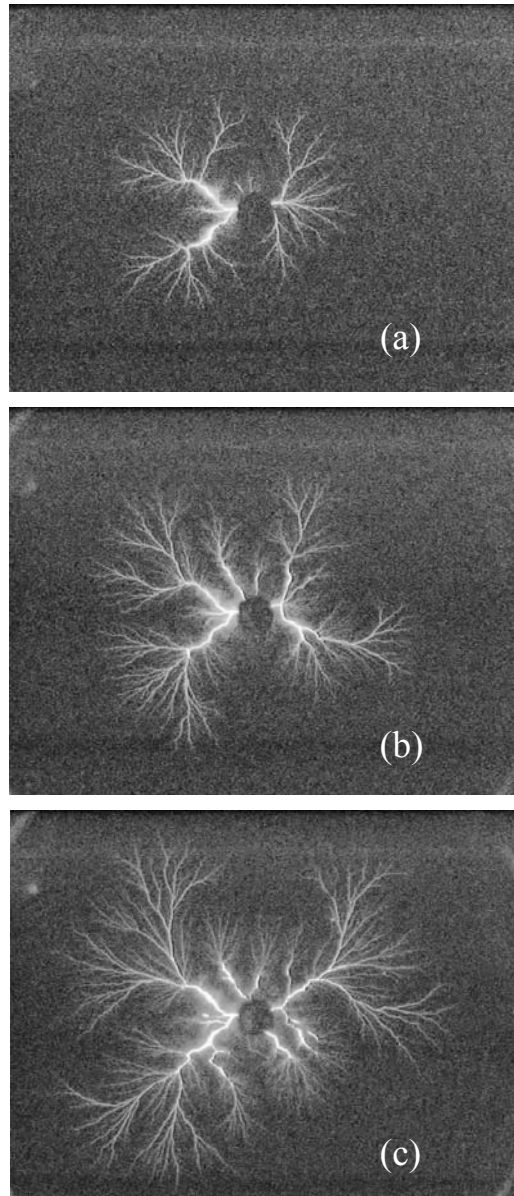
Il ressort de l'analyse de l'influence de ces différents paramètres que la charge d'espace déposée par les décharges glissantes à la surface du solide a une influence considérable sur la reproductibilité des mesures de la longueur finale.

### 3.4.2 Dégradation de la surface du solide

La répétition d'essais engendre la dégradation de la surface du solide isolant et la perte partielle de ses propriétés diélectriques. Ainsi, pour une tension donnée, les décharges observées sur un échantillon soumis à des contraintes répétitives, ont une longueur finale relativement élevée comparée à celle générées sur des échantillons neufs. Et la multiplication des décharges sur le même échantillon, conduit inévitablement au contournement de ce dernier à des amplitudes de tension relativement basses. Toutefois, la dégradation de surface dépend fortement de la rigidité diélectrique du solide isolant, du nombre de décharges et de l'amplitude de la tension.

La figure II.14 montre des exemples de décharges obtenues avec un échantillon en verre de 2 mm d'épaisseur, enregistrées après un certain nombre de décharges, générées sous tension impulsionnelle négative de 30 kV d'amplitude. En comparant les trois décharges,

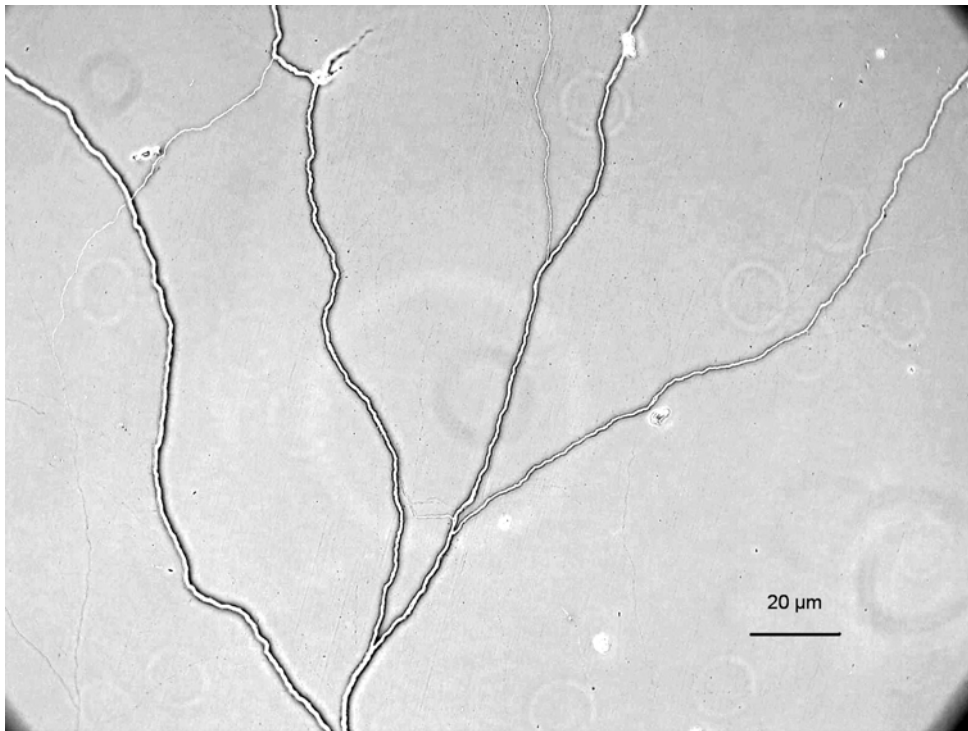
nous pouvons constater que la longueur finale augmente alors que l'amplitude de la tension appliquée est restée constante. D'autre part, on remarque que les streamers empruntent, à chaque fois, les mêmes trajectoires, d'où la similitude des trois formes de décharges. Cela suggère que la surface du solide sur ces trajectoires est devenue partiellement conductrice.



*Figure II. 14. Décharges glissantes sous tension impulsionnelle négative d'amplitude, obtenue avec un échantillon en Verre de 5mm d'épaisseur après plusieurs essais consécutifs. (a) : 35 kV, (b) : 40 kV, (c) : 45 kV. Les streamers empruntent les même trajectoires, d'où une similitude des trois figures.*

L'examen au microscope de la surface de l'échantillon, montre l'existence d'une multitude de canaux plus ou moins larges, creusés à sa surface (voire figure II.15). Cette

dégradation irréversible constitue un facteur de plus qui contribue à la dispersion des résultats de mesure de la longueur en fonction de la tension appliquée.



*Figure II. 15. Surface d'un échantillon en verre après plusieurs décharges successives. Vue au microscope ( $\times 10$ ) des canaux creusés à la surface.*

### **3.4.3 Autres facteurs entraînant des erreurs de mesures**

Le contour constitué par les extrémités des branches constituant la décharge et qui nous sert de référence pour la mesure des longueurs finales des décharges, est loin d'être un cercle parfait. En réalité, les branches constituant la même décharge peuvent être plus ou moins longues et par conséquent la forme circulaire de la décharge peut être plus ou moins régulière. A cette source d'erreurs supplémentaire, il faut ajouter également les erreurs induites par les instruments de mesures optiques (résolution de la caméra).

L'accumulation de tous ces facteurs, engendre des erreurs non négligeables et explique en partie la dispersion des résultats rapportés dans la littérature depuis les travaux de Toepler au début du siècle dernier [33]. Pour minimiser ces erreurs, nous avons pris un certain nombre de précaution lors de nos mesures, en particulier, le remplacement systématique des échantillons solides et la multiplication du nombre d'essais.



### 3.4.4 Longueur finale des décharges.

Pour une tension donnée, la longueur finale des décharges  $L_f$  diminue lorsque l'épaisseur augmente. Cela est valable pour tous les échantillons solides isolants utilisés dans notre étude.

Les pentes  $A$  des droites  $L_f = f(U)$ , estimées à partir de la figure II.16, sont de l'ordre de 9 à 12 kV/cm selon l'épaisseur  $e$  du matériau. Plus  $e$  est élevé, plus faible est la pente. Des résultats concordant ont été rapportés par d'autres auteurs [17, 41].

La figure II.17 montre une comparaison entre des échantillons de même épaisseur issus de différents matériaux. Notons que les longueurs finales  $L_f$  des décharges se propageant sur des échantillons en Bakélite, se confondent avec celles du Verre, pour une tension donnée. Rappelons que les permittivités relatives des deux matériaux sont relativement proches ( $\epsilon_r=4.8$ ,  $\epsilon_r=5$  respectivement). Cependant, les valeurs de  $L_f$  obtenues avec des échantillons en Polycarbonate ( $\epsilon_r=2.9$ ) sont nettement inférieures.

Les caractéristiques  $L_f = f(U)$ , obtenues avec des échantillons de même épaisseur issus de différents matériaux, sont des droites de même pente ( $A = \text{constante}$ ). Ces droites sont décalées les unes par rapport aux autres selon le type de matériau. Leurs intersections avec l'axe des abscisses ( $L_f = 0$ ) permet (par extrapolation) d'obtenir la tension de génération de ces décharges laquelle diffère selon la permittivité du matériau.

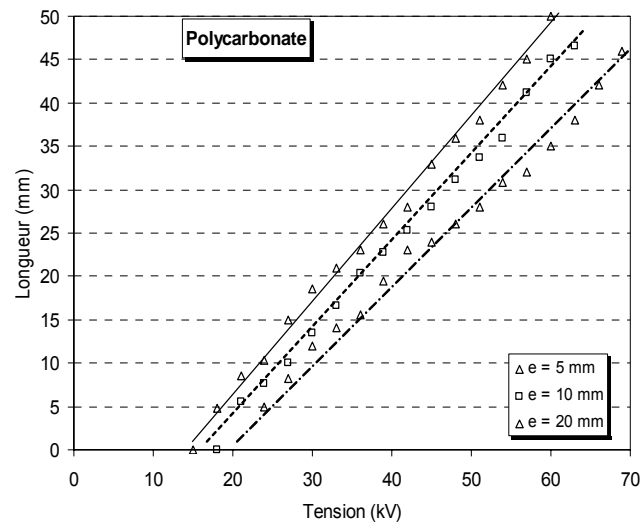
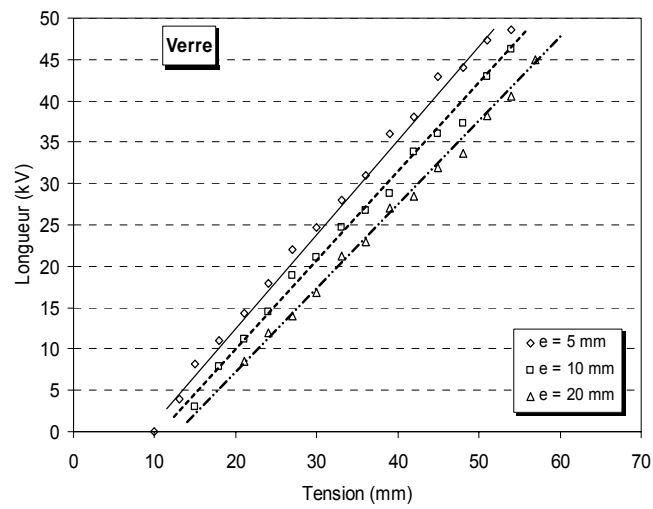
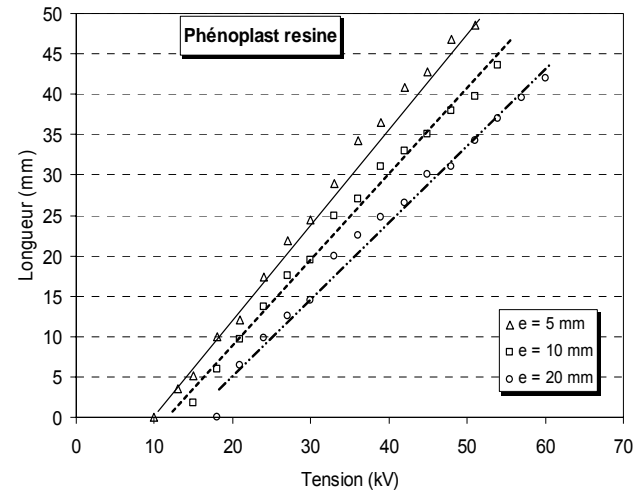


Figure II. 16. Comparaison des longueurs finales des décharges glissantes en fonction de leur épaisseur ( $e$ ) pour trois matériaux : Bakélite  $\epsilon_r=4.8$ , Verre  $\epsilon_r=5$ , Polycarbonate  $\epsilon_r=2.9$ , sous tension impulsionnelle négative.

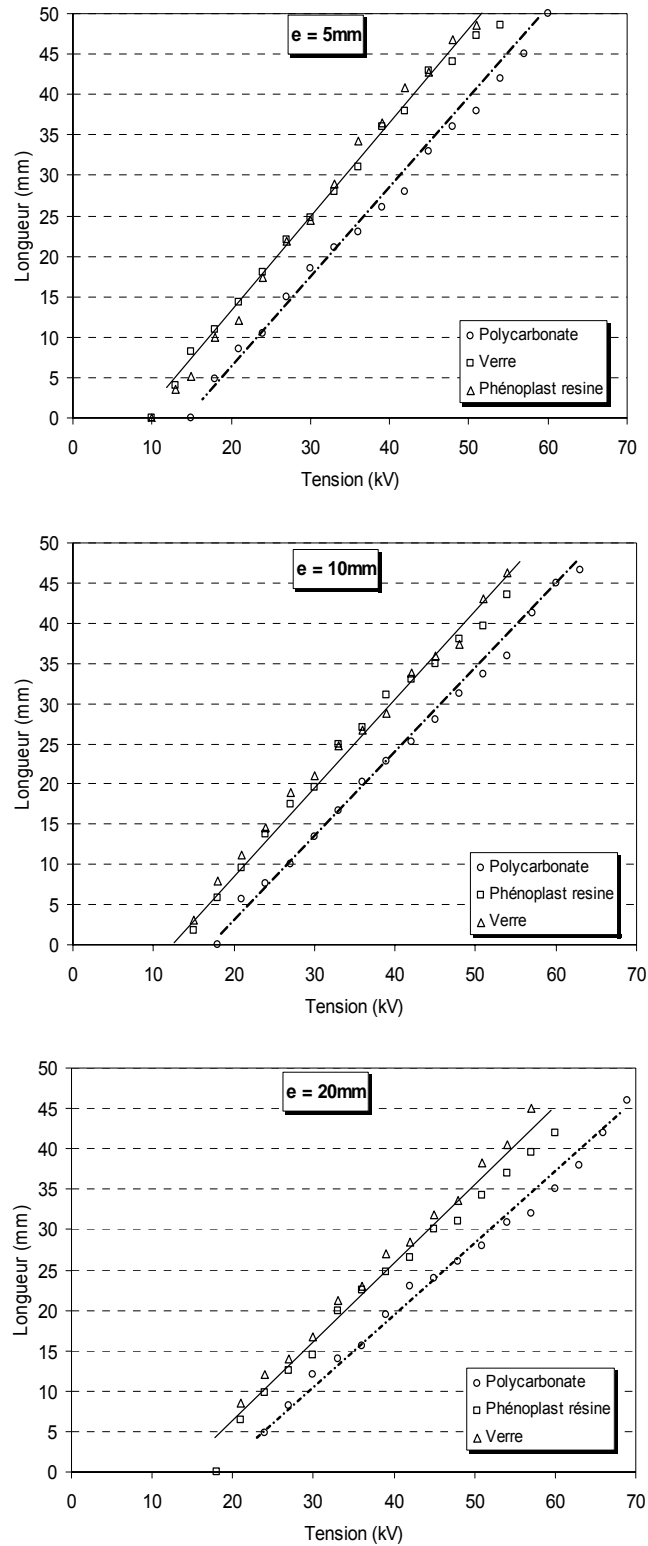


Figure II. 17. Comparaison des longueurs finales des décharges glissantes pour trois matériaux : Bakélite  $\epsilon_r=4.8$ , Verre  $\epsilon_r=5$ , Polycarbonate  $\epsilon_r=2.9$ , pour chacune des épaisseurs étudiées ( $e = 5, 10$  et  $20$  mm), sous tension impulsionnelle négative.

## **4 Mesures électriques**

### **4.1 Courant associé aux décharges négatives**

La figure II.18 montre des enregistrements de courants associés aux décharges glissantes obtenues avec des échantillons en Bakélite de 2 mm d'épaisseur pour différentes valeurs de tension négative. Le courant est constitué d'un train d'impulsions dont l'amplitude croît avec le temps. La durée du courant et l'amplitude des pics augmentent avec la tension appliquée. Cette forme rappelle celle des courants de décharges négatives dans le volume du liquide rapporté par plusieurs auteurs [17, 41, 42, 44, 71]. Cependant, nous avons constaté des différences évidentes entre le courant de décharge dans le volume du liquide et celui des décharges glissantes; ce dernier est caractérisé par des impulsions nettement plus larges, ainsi que la présence d'une composante continue au début du signal, le courant entre les impulsions étant nul dans le cas des décharges dans le volume. Nous effectuerons une comparaison détaillée entre les deux types de courant dans le paragraphe (4.4).

### **4.2 Courants associés aux décharges positives**

Le courant de décharge glissante en polarité positive est constitué d'une composante continue sur laquelle sont superposés des impulsions (figure II.19). La composante continue, d'une amplitude qui ne dépasse pas 30 mA pour des valeurs de tension inférieures à 50 kV, s'annule au bout d'une dizaine de microsecondes. Les impulsions ont une amplitude importante au début de l'enregistrement et une durée brève. Ces derniers se transforment en larges pics ayant une amplitude relativement faible vers la fin du signal. Notons qu'en polarité positive, les courants sont similaires que ce soit dans volume de l'huile ou sur une interface huile/solide.

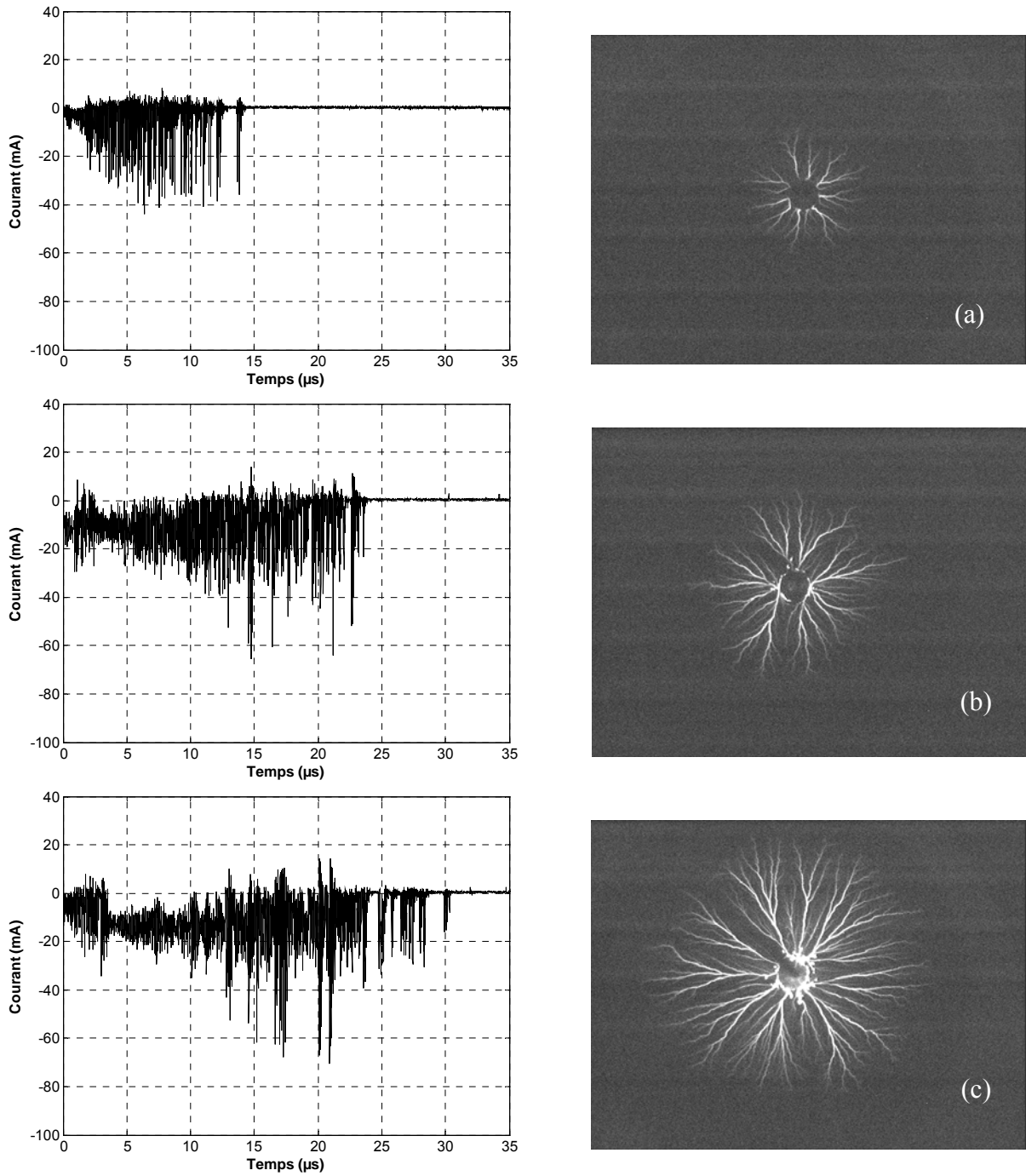


Figure II. 18. Décharges négatives obtenues avec des échantillons en bakélite de 2 mm d'épaisseur et les courants associés pour différentes valeurs de tension : (a)  $U_{crête} = 16 \text{ kV}$ , (b)  $U_{crête} = 22 \text{ kV}$  et (c)  $U_{crête} = 28 \text{ kV}$ .

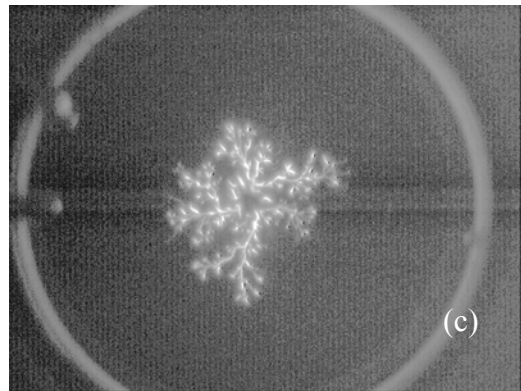
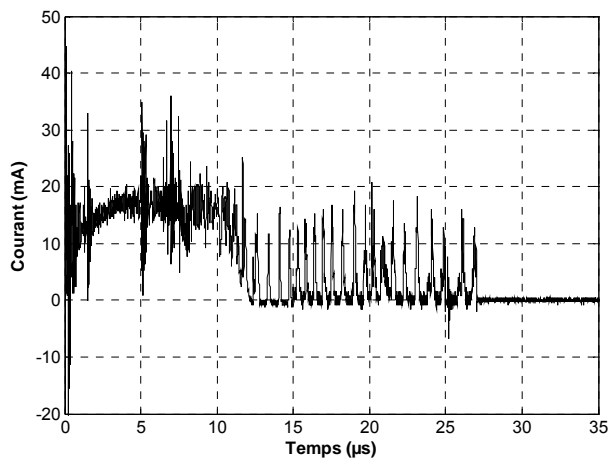
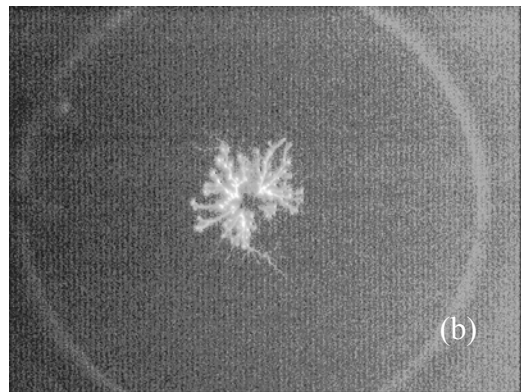
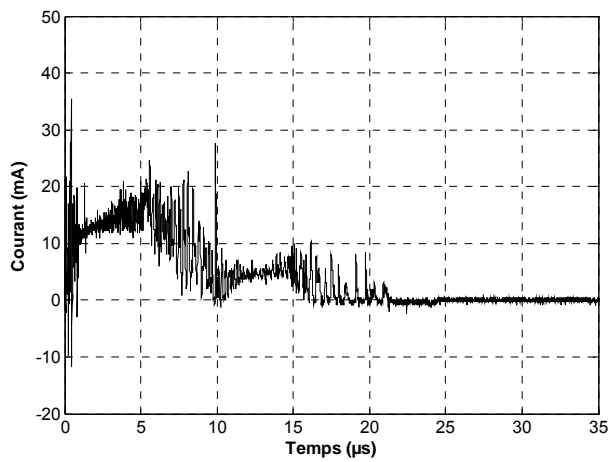
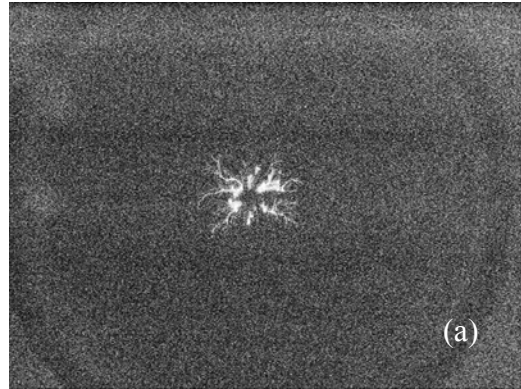
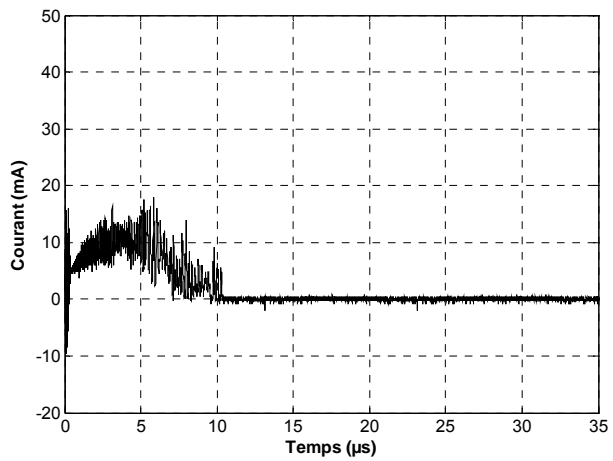


Figure II. 19. Décharges Positives obtenues avec des échantillons en bakélite de 2 mm d'épaisseur et les courants associés pour différentes valeurs de tension : (a)  $U_{crête} = 16 \text{ kV}$ , (b)  $U_{crête} = 22 \text{ kV}$  et (c)  $U_{crête} = 28 \text{ kV}$ .

### 4.3 Vitesse moyenne des décharges

L'enregistrement du courant nous permet d'estimer le temps de propagation des décharges ( $t_f$ ) pour les différents matériaux et épaisseurs, comme le montre le tableau 3. A partir de  $t_f$  et  $L_f$ , nous pouvons déduire la vitesse moyenne de propagation des décharges ( $v_m = L_f/t_f$ ). Notons que la vitesse moyenne  $v_m$ , estimée à partir de  $L_f$  et  $t_f$ , est très proche de la vitesse instantané  $v_{inst}$ . Cela est dû au fait que la progression temporelle des décharges glissantes, sur des interfaces huile/solide, est constante selon les résultats rapportés par plusieurs auteurs dans une géométrie similaire [17, 41, 42, 44, 71].

Les valeurs de  $v_m$  estimées se situent entre 0.8 et 1.2 km/s, selon la tension appliquée. Ces valeurs sont comparables aux résultats obtenus par d'autres chercheurs [41, 53] pour la même géométrie concernant les vitesses instantanées, et non pas les vitesses moyennes.

Nous constatons une nette augmentation de la vitesse moyenne  $v_m$  en fonction de la tension appliquée, comme le montre la figure II.20.  $v_m$  varie entre 0.8 et 1.2 km/s lorsque la tension varie entre 20 et 50 kV. Une légère tendance à la hausse de la vitesse des décharges en fonction de la tension, a été rapportée par Saker *et al* [17] et Okubo *et al* [53]. D'autre part, la nature et l'épaisseur du solide isolant ne semblent avoir aucune influence significative sur la vitesse moyenne de propagation des décharges. Ceci indiquerait que les décharges se propageraient beaucoup plus dans la phase liquide.

Tableau II-3. Temps de propagation des décharges négatives en ( $\mu$ s), en fonction de l'épaisseur et la nature du solide isolant.

Matériau	e (mm)	Tension appliquée U (kV)						
		20	25	30	35	40	45	50
Bakélite	5	15	22,3	25,7	33,2	34,2	37,7	/
	20	/	15,7	20,3	23,4	26,8	29,1	33,7
Verre	5	14	18,5	25,7	30,0	29,2	36,2	/
	20	/	13,9	18,7	22,7	21,9	26,2	28,7
Polycarbonate	5	/	15,9	18,9	21,2	27,3	23,5	/
	20	/	9,6	12,2	15,2	17,2	20,1	20,3

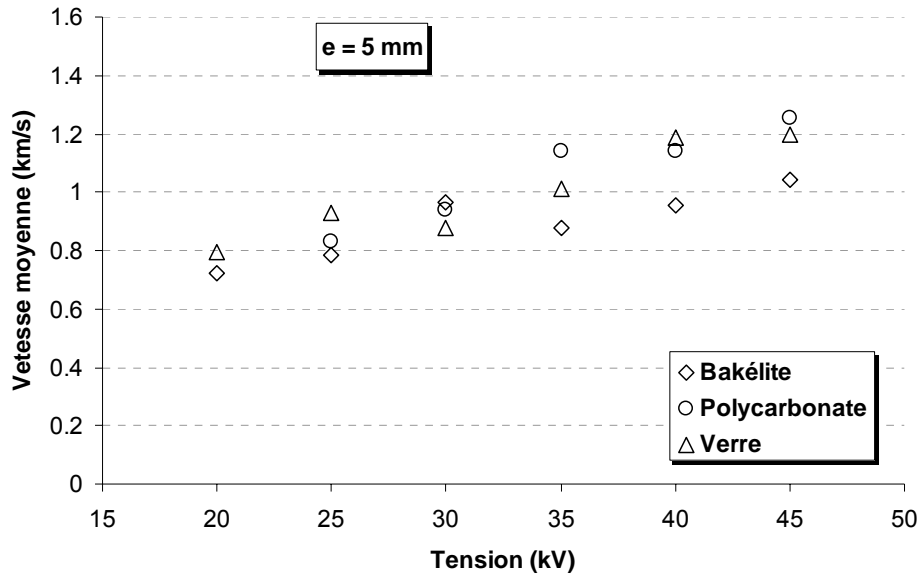


Figure II. 20. Vitesse moyenne des décharges en fonction de la tension pour les trois types de matériau solides utilisés : Bakélite, Verre et Polycarbonate, de 5 mm d'épaisseur.

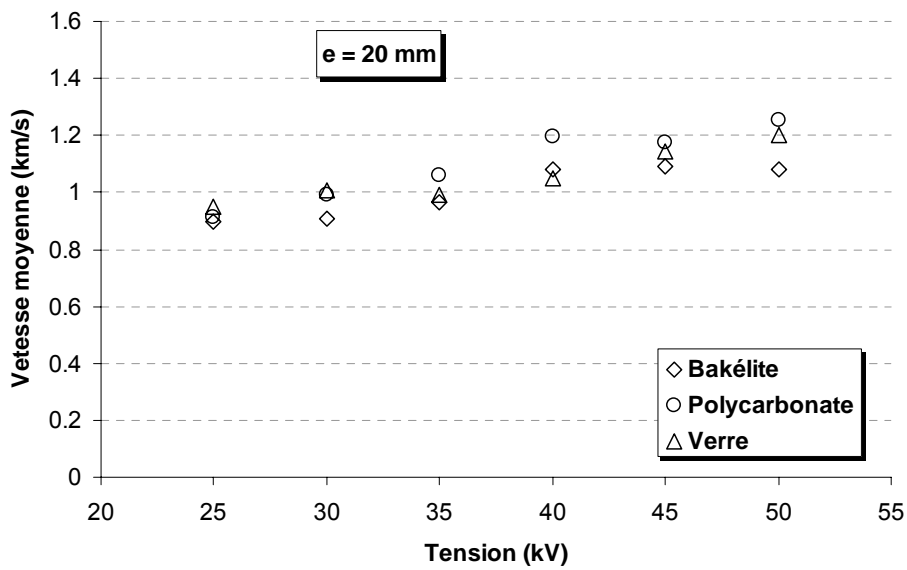


Figure II. 21. Vitesse moyenne des décharges en fonction de la tension pour les trois types de matériau solides utilisés : Bakélite, Verre et Polycarbonate, de 20 mm d'épaisseur.



#### **4.4 Différence entre courants de décharge dans le volume de l'huile et courants de décharge aux interfaces huile/solide.**

Au paragraphe 4.1, nous avons décrit les courants associés aux décharges glissantes négatives. Nous avons vu que ces derniers ont une forme différente de celles des courants de décharges dans le volume de l'huile. Pour illustrer cette différence, nous avons comparé les enregistrements du courant de la décharge, dans deux configurations différentes de l'espace entre les électrodes.

- **Décharge dans le volume du liquide**

Le dispositif expérimental est constitué d'une pointe placée à une distance de 10 mm de l'électrode plane, sans le solide isolant. Dans ce cas, la décharge se propage dans l'intervalle d'huile (voir figure II.22 a).

Le courant de la décharge est constitué d'impulsions brèves ; son amplitude augmente progressivement avec le temps. Le courant entre les impulsions est nul. Le train d'impulsions qui constitue le courant de décharge négative s'arrête quand il atteint son amplitude maximum. Les impulsions de courant sont régulièrement espacées dans le temps : environ 0.1  $\mu$ s entre deux impulsions successives au début de la propagation, (cette valeur augmente avec le temps) pour atteindre environ 1  $\mu$ s à la fin de la propagation. Les courants enregistrés correspondent à ce qui a été rapporté par d'autres auteurs, dans le cas des décharges négatives dans l'huile de transformateur [14, 51, 72, 73].

- **Décharge se propageant sur la surface du solide**

Le dispositif expérimental est disposé comme dans la figure II.23 b; la pointe est à une distance de 10 mm de l'électrode plane. L'isolant solide d'une épaisseur de 5 mm est placé sur l'électrode plane, de manière à ce que la décharge générée au niveau de la pointe traverse le volume du liquide avant de toucher l'isolant solide et de se propager à sa surface si la tension appliquée est suffisante.

L'enregistrement du courant montre un signal que l'on peut diviser en deux parties bien distinctes :

- La première partie correspond à la propagation de la décharge dans l'intervalle entre la pointe et l'échantillon solide, dans le volume de l'huile de transformateur. On constate que

ce courant porte la signature des décharges dans le volume du liquide qu'on a précédemment décrite ; c'est-à-dire un train d'impulsions brèves, d'une amplitude croissante.

- La deuxième partie du signal enregistré est constituée d'une série de pics plus larges et d'une amplitude nettement inférieure à celles de la première partie du courant. Cette partie du signal correspond exactement au courant enregistré dans le cas des décharges glissantes.

Le changement de la forme du courant selon le milieu, c'est-à-dire de la phase liquide jusqu'à l'interface solide/liquide confirme la différence qui existe entre le courant de décharge se propageant sur l'interface solide/huile et le courant de la décharge dans le volume de l'huile. Notons qu'en polarité positive, nous n'avons enregistré aucune différence entre les courants dans le volume et aux interfaces.

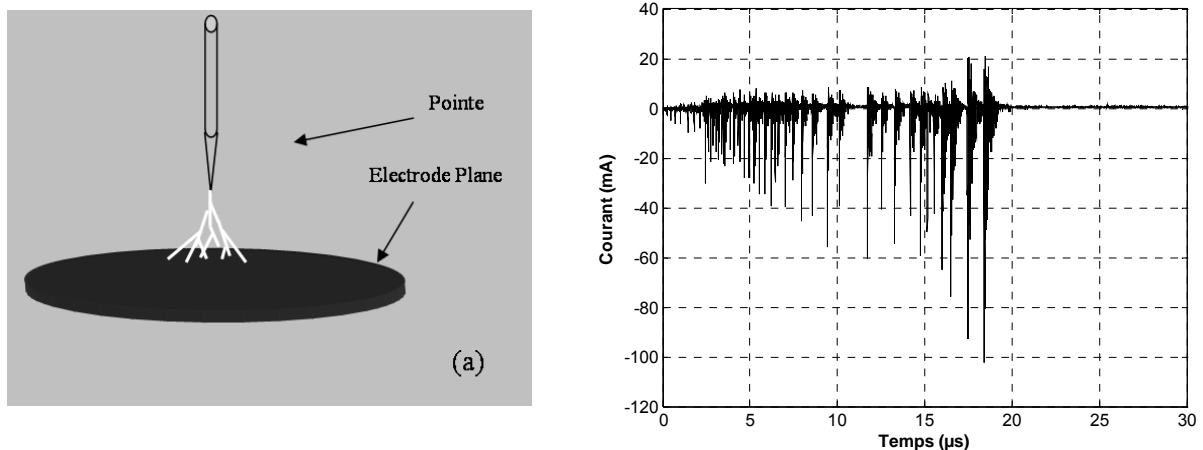


Figure II. 22. Courant électrique dans le volume du liquide sous tension impulsionnelle négative de 30 kV et schéma de la configuration du système d'électrode

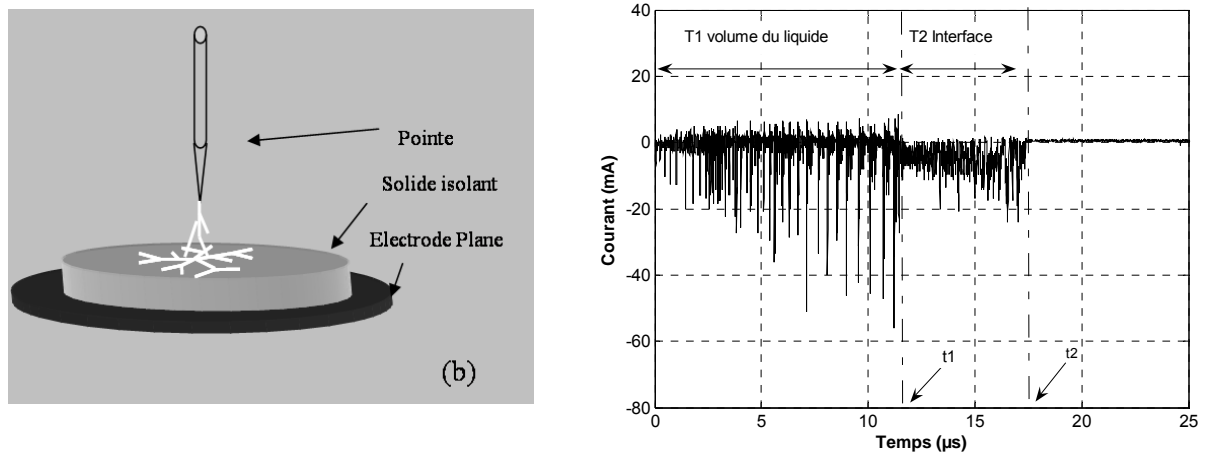


Figure II. 23. Courant électrique dans le volume du liquide et sur l'interface solide liquide. Sous tension impulsionnelle négative de 30 kV. et schéma de la configuration du système d'électrode.

#### 4.5 Décharges secondaires

L'enregistrement du courants associés aux décharges glissantes, sur une large échelle de temps, montre qu'il existe une décharge secondaire qui survient approximativement 100  $\mu\text{s}$  après l'extinction de la décharge principale et ce pour les deux polarités (figure II.24). Le courant correspondant à la décharge secondaire est de signe opposé à la tension appliquée ; il est négatif pour une tension positive et vice versa. Cela est vraisemblablement dû à la charge d'espace accumulée à la surface du solide isolant.

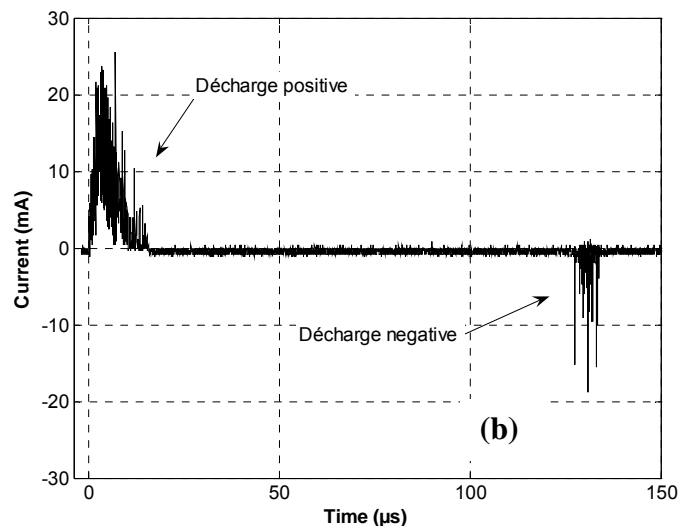
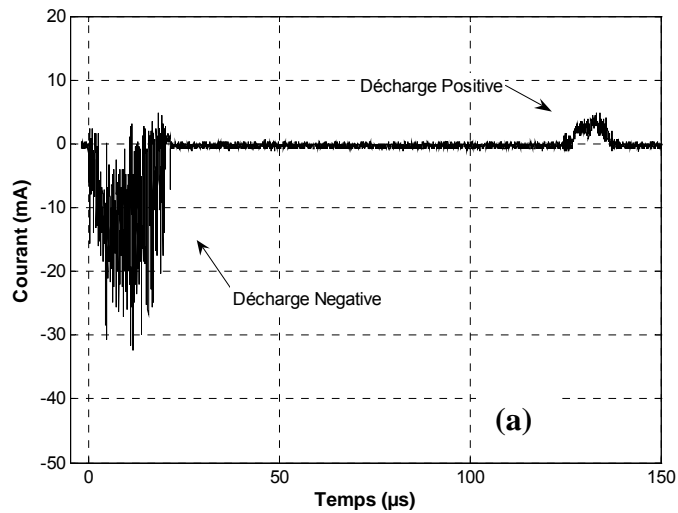


Figure II. 24. Enregistrement du courant électrique d'une décharge glissante négative (a) et positive (b) sur un échantillon en polycarbonate de 3 mm d'épaisseur, sous tension impulsionnelle de 25 kV d'amplitude. Cet enregistrement révèle l'existence d'une décharge secondaire de signe opposé à celui de la décharge principale.

La présence d'une décharge positive, alors que la tension appliquée est négative, paraît à première vue paradoxal. Cependant, cela peut être expliqué par l'effet de la charge déposée à la surface du solide sur l'évolution du champ électrique au voisinage de la pointe. A cet effet, nous avons calculé de champ électrique résultant, en utilisant la méthode des charges équivalentes.

La méthode des charges équivalentes consiste à remplacer un système de conducteurs par une série de charges fictives de caractéristiques géométrique très simple créant la même distribution du champ et de potentiel que les électrodes réelles [74]. A cet effet, nous allons remplacer notre géométrie (système pointe-plan), par un système composé d'une sphère isolée (pointe électrode) et un disque uniformément chargé, représentant la charge d'espace déposée (voire figure II.25 ).

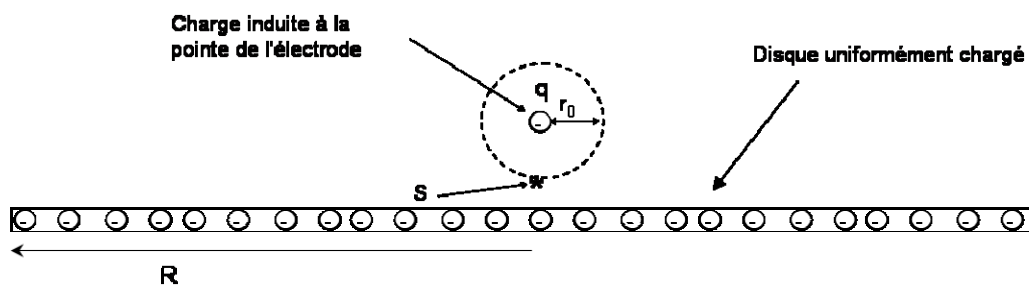


Figure II. 25. Schéma du système simplifié

Le potentiel à la surface de la pointe « S » est égal à :

$$U = V_Q + V_q \quad (\text{II.1})$$

Où  $U$  est la tension appliquée,  $V_Q$  le potentiel créé par un disque uniformément chargé et  $V_q$  est le potentiel créé par la charge induite à la pointe.

Les potentiels peuvent être calculés en utilisant les expressions [75] :

$$V_q = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_0} \quad (\text{II.2})$$

$$V_Q = \frac{Q}{2\epsilon_0\pi R^2} \left[ \sqrt{R^2 + d^2} - d \right] \quad (\text{II.3})$$

$r_0$  est le rayon de courbure de la pointe,  $R$  le rayon du disque chargé et  $d$  la distance entre la tête de la pointe et la surface de l'isolant solide (dans notre cas la tête de l'électrode est au contact de la surface du solide et par conséquent  $d = 0$ ).

En remplaçant les équations (II.2) et (II.3) dans (II.1), on peut déduire la charge induite  $q$  :

$$q = 4\pi\epsilon_0 \cdot \left[ U - \frac{Q}{2\epsilon_0\pi R^2} \left[ \sqrt{R^2 + d^2} - d \right] \right] \quad (\text{II.4})$$

En appliquant le théorème de Gauss, on peut déduire le champ électrique au point « S », qui est régi par la charge induite q :

$$E_s = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (\text{II.5})$$

La figure II.26 montre l'évolution temporelle du champ électrique à la tête de la pointe, calculé par la méthode des charges équivalentes. Le champ est calculé selon l'équation (II. 5) à partir des données expérimentales d'une décharge positive (tension appliquée et charge estimée par intégration du courant), obtenues avec un échantillon en Polycarbonate de 3 mm d'épaisseur sous tension de 26 kV. La longueur finale de cette décharge de 30 mm représente le rayon (R) d'un disque uniformément chargé contenant la charge déposée (voire figure II.25 ).

A la lecture du courant corrélé à la tension appliquée et le champ calculé, on peut distinguer quatre phases distinctes :

1. Phase 1 ( $0\mu\text{s} < t < 2\mu\text{s}$ ) : l'intervalle de temps entre la mise sous tension et la génération de la décharge.
2. Phase 2 (de propagation de la décharge principale) ( $2\mu\text{s} < t < 18\mu\text{s}$ ) : durant cette période le champ électrique E (t) est supérieur au champ critique Ec (champ génération des décharges dans l'huile de transformateur estimé à 1MV/cm). Le courant est constitué d'une composante continue sur laquelle se superposent des impulsions, quant à la charge Q(t), elle augmente avec le temps .
3. Phase 3 ( $18\mu\text{s} < t \leq 129 \mu\text{s}$ ) : à l'instant  $t = 18 \mu\text{s}$  extinction du courant et arrêt de la propagation de la décharge principale. A cet instant, la tension appliquée  $U(t) = 21\text{kV}$  reste largement supérieure à  $U_s$  (tension du seuil de génération estimé à 12 kV). Par contre le champ  $E(t) = 0.8 \text{ MV/cm}$  devient inférieur à Ec. Aucun courant n'est enregistré durant cette phase. La charge Q(t) étant constante, le champs E(t) évolue suivant l'allure de l'onde de tension U(t) qui continue de baisser et à l'instant  $t = 43\mu\text{s}$ , le champs électrique s'annule avant de changer de signe pour devenir négatif.

4. Phase 4 (propagation de la décharge secondaire négative) ( $139\mu\text{s} < t < 136\mu\text{s}$ ) : à cet instant le champ électrique  $E(t) = -1.2 \text{ MV/cm}$  est supérieur au champ de claquage dans l'huile de transformateur ( $-1\text{MV/cm}$ ). Par conséquent une décharge négative est générée, alors que la tension appliquée  $U(t) = 2.4 \text{ kV}$  est positive. La charge déposée par la décharge secondaire fait baisser la valeur absolue du champ électrique et à l'instant  $t = 36\mu\text{s}$ , la décharge secondaire s'arrête. L'amplitude des pics de courant, la durée de propagation ainsi que la charge totale de la décharge secondaire sont relativement faibles comparés à la décharge principale.

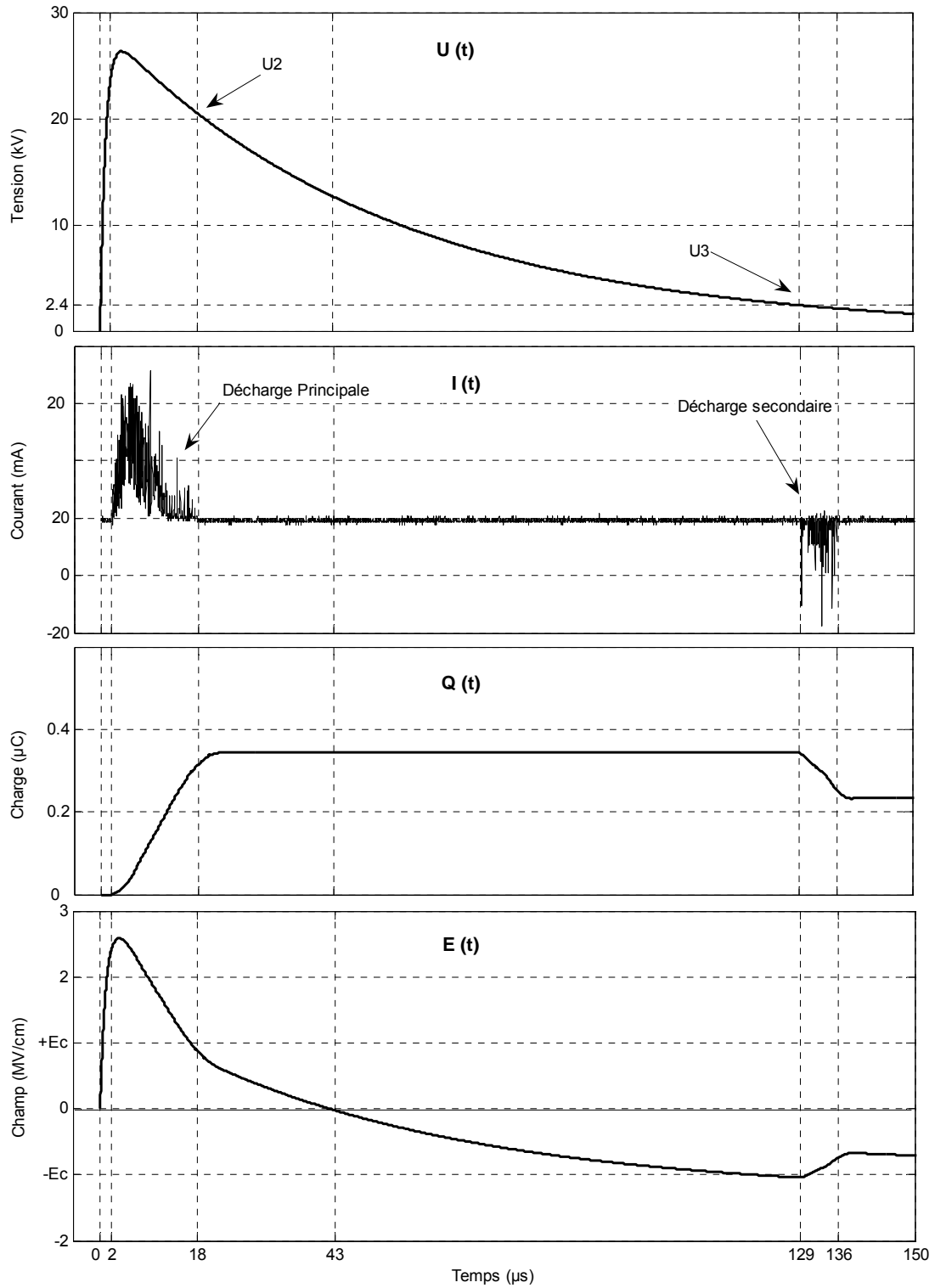


Figure II. 26. Evolution de la tension appliquée  $U(t)$ , le courant  $I(t)$ , la charge déposée  $Q(t)$  et du champ électrique  $E(t)$  à la tête de la pointe. Pour une décharge positive sur un échantillon en Polycarbonate de 3 mm d'épaisseur.



#### 4.6 Influence de l'épaisseur et de la nature du solide isolant sur l'évolution de la charge totale des décharges négatives

Nous avons vu au paragraphe précédent que l'augmentation de la tension appliquée a pour effet d'augmenter l'amplitude des courants de décharge et la durée totale de propagation. Par conséquent, la charge totale  $Q_T$  obtenue par intégration du courant, augmente. Les figures II.27- II.31 montrent les résultats de mesure de la charge totale en fonction de la tension appliquée pour trois matériaux (Bakélite, Verre, Polycarbonate) et pour deux épaisseurs ( $e = 5$  et  $20$  mm). Nous remarquons que pour une tension donnée, la charge totale diminue lorsque  $e$  augmente. Notons aussi qu'elle est plus élevée dans le cas où l'échantillon solide est le Verre ou la Bakélite dont les permittivités relatives  $\epsilon_r=4.8$  et  $5$  respectivement, sont relativement élevés, que dans le cas du Polycarbonate ( $\epsilon_r = 2.9$ ). Cette dépendance vis-à-vis de l'épaisseur et de la nature du solide isolant est similaire à celle de la longueur finale des décharges, discutée au paragraphe 3.4.

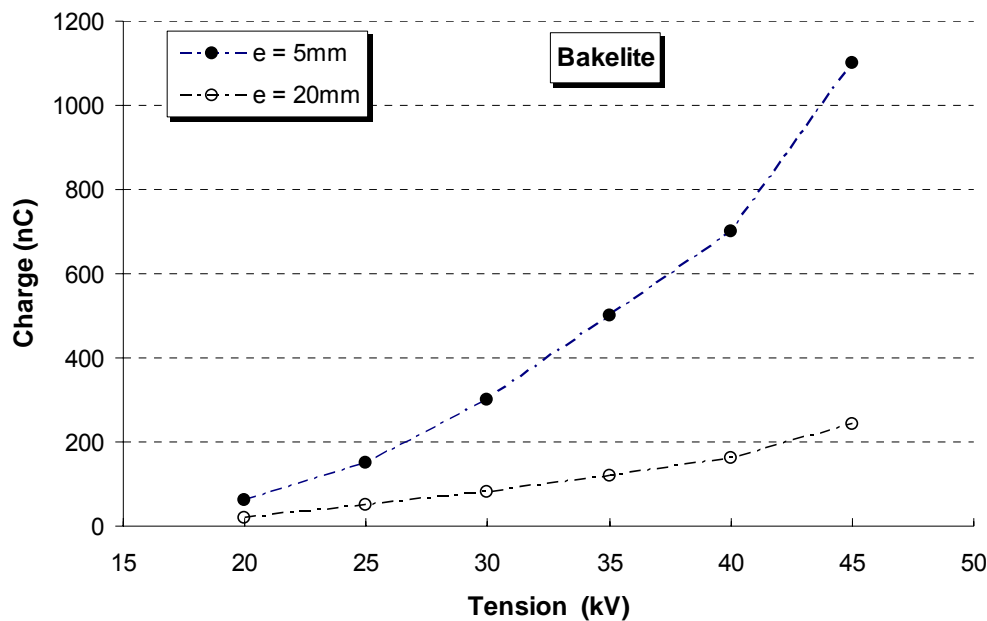


Figure II. 27. Evolution de la charge totale en fonction de la tension appliquée pour des échantillons en Bakélite de 5 et 20 mm d'épaisseur.

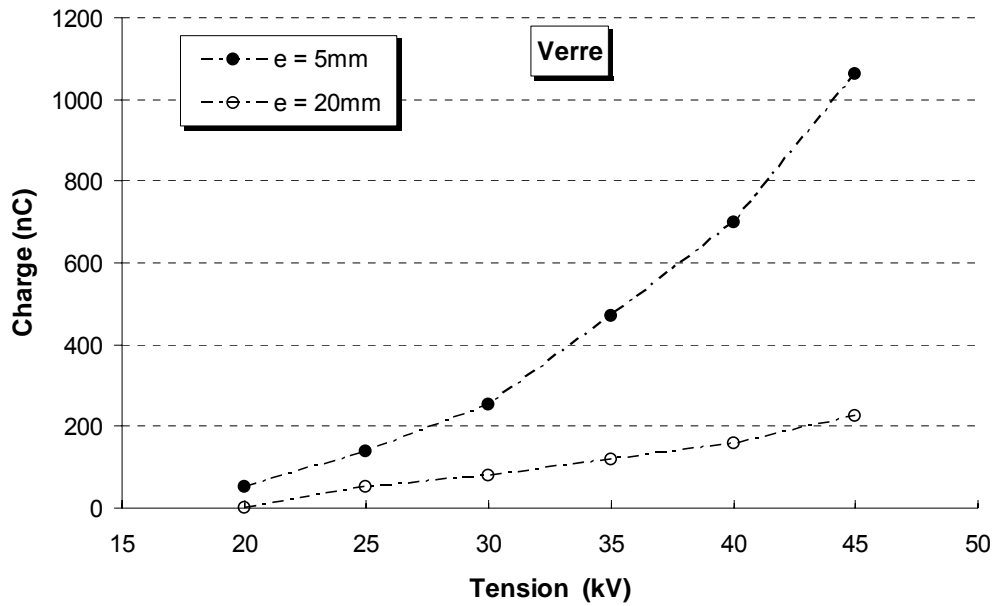


Figure II. 28. Evolution de la charge totale en fonction de la tension appliquée pour des échantillons en Verre de 5 et 20 mm d'épaisseur.

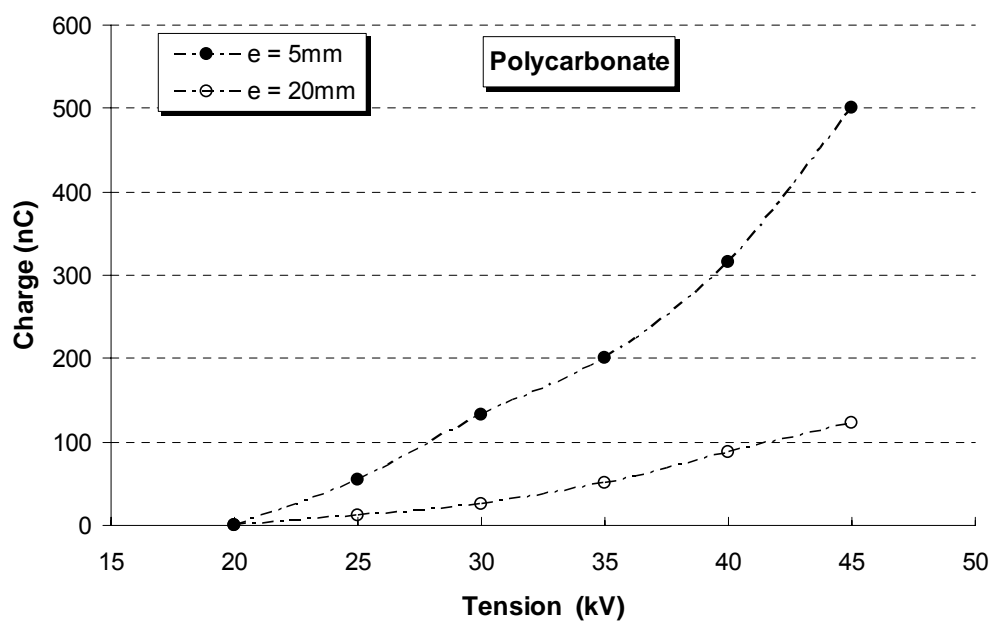


Figure II. 29. Evolution de la charge totale en fonction de la tension appliquée pour des échantillons en Polycarbonate de 5 et 20 mm d'épaisseur.

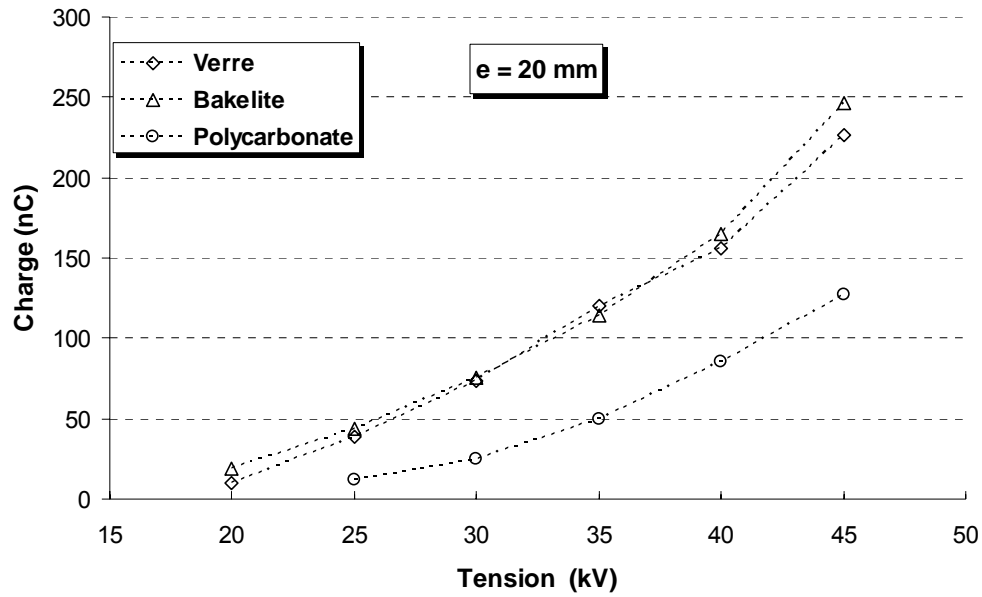


Figure II. 30. Evolution de la charge totale en fonction de la tension appliquée pour des échantillons 20 mm d'épaisseur issus de différents matériaux.

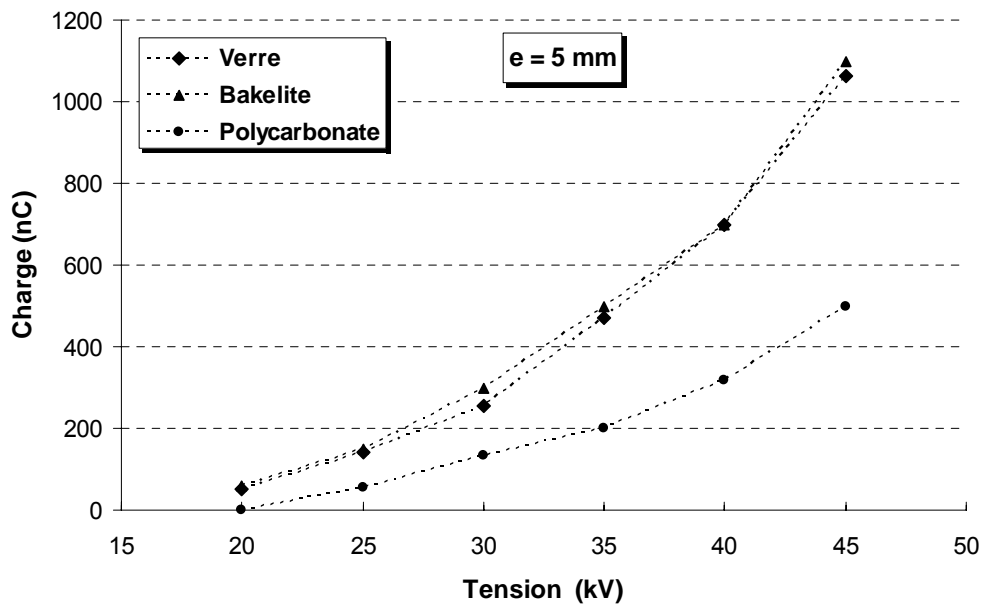


Figure II. 31. Evolution de la charge totale en fonction de la tension appliquée pour des échantillons 20 mm d'épaisseur issus de différents matériaux.

## 4.7 Modèles de comparaison

### - Le modèle de capacité plan-plan

Ce modèle électrique simple est basé sur l'hypothèse selon laquelle la décharge glissante permet de charger le condensateur à faces (armatures) circulaires dont une des faces est constituée par la décharge radiale (voire figure II.32) [19]. Afin de simplifier le calcul de la charge  $Q_c$  dans notre cas, nous considérons la chute de tension dans le canal du streamer comme nulle, c'est à dire que les canaux de décharge sont parfaitement conducteurs. Cela est conforté par la forme du courant de décharge qui est constitué par un train d'impulsions. Des études sur les décharges en surface dans l'huile de transformateur grâce à des sondes capacitatives [23] ont conclu également que le streamer est très conducteur et que le champ interne qui y règne est nul. Dans ces conditions, la charge  $Q_c$  est donnée par :

$$Q_c = CV = \frac{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r L_f^2}{e} U \quad (\text{II.6})$$

$L_f$  représente le rayon de l'armature du condensateur formé par les branches de la décharge.  $U$  étant la tension appliquée (la chute de tension dans le canal du streamer étant nulle), et  $e$  l'épaisseur du solide isolant.  $\varepsilon_r$  est la permittivité diélectrique du solide isolant.

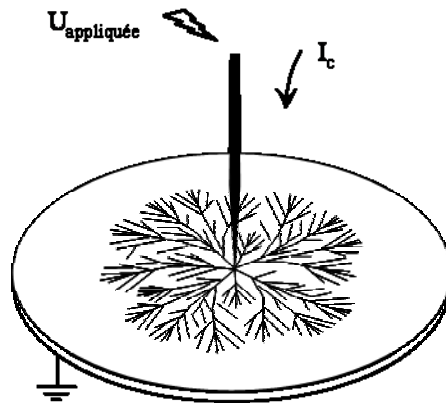


Figure II. 32. Schéma du model condensateur plan-plan [41]

L'handicap de ce modèle est qu'il suppose que la décharge est une électrode continue, alors qu'en réalité elle est constituée d'un nombre fini de branches.

- **Le modèle de capacité cylindre-plan étendu aux décharges radiales**

Il est inspiré du modèle de propagation du streamer filamentaire dans les liquides [18, 19, 50]. Le système streamer-plan est modélisé par une capacité cylindre-plan où le diamètre du cylindre est supposé constant. En considérant  $x_m$  comme la longueur du streamer à un potentiel  $U$ , la charge totale sera donnée par l'expression :

$$Q = CV = g \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\ln(2e/r_c)} x_m U \quad (\text{II.7})$$

où  $r_c$  est le rayon du canal du streamer et  $g$  une constante qui représente l'influence du liquide qui entoure le canal du streamer ( $g < 1$ ).

Pour tenir compte des observations expérimentales et en particulier du fait que la décharge est multi filamentaire, nous avons étendu le modèle du streamer mono filamentaire (une seule branche) aux décharges radiales constituées d'une multitude de branches et de leurs ramifications moyennant quelques hypothèses simplificatrices :

- Nous considérons que le diamètre du canal du streamer comme étant constant pour toutes les branches et ramifications qui compose la décharge  $r_c=10\mu\text{m}$  [41]. Notons que l'apparente différence de diamètre, entre les branches principales et les ramifications secondaires que l'on remarque sur les figures, est due à un effet optique.
- Les canaux de décharge sont considérés comme étant parfaitement conducteurs ; le potentiel de n'importe quel point de la décharge est alors égal au potentiel de la pointe.
- A cause de la forme de l'onde de tension 1.2/50  $\mu\text{s}$ , la tension appliquée  $U$  baisse durant la propagation de la décharge. D'après nos observations expérimentales, cette baisse n'excède pas 25 % de  $U_{\text{crête}}$ . C'est pourquoi, nous considérons la moyenne entre la valeur crête  $U_{\text{crête}}$  et la valeur de  $U(t_p)$  qui correspond à la tension au moment de l'extinction du courant.

Grâce à un programme que nous avons conçu, nous pouvons mesurer la longueur totale de toutes les branches d'une décharge et leurs ramifications ( $L_T$ ) selon le schéma de la figure II.33 avec une grande précision, à partir des images obtenues expérimentalement. Le fonctionnement du programme en question sera détaillé dans le chapitre IV dédié à l'analyse fractale des décharges glissantes. Le système décharge-plan peut donc être modélisé par un

système cylindre-plan, la longueur du cylindre étant la somme des longueurs de tous les streamers constituant la décharge. La charge totale est donnée dans ce cas par l'expression :

$$Q_i = CV = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\ln(2e/r_c)} L_T U \quad (\text{II.8})$$

Où  $L_T = \sum x_i$

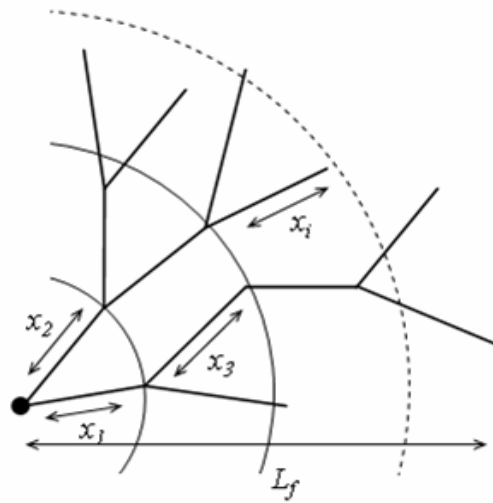


Figure II. 33. Principe de la méthode d'estimation de la longueur totale de toutes les branches d'une décharge radiale  $L_T = \sum x_1, x_2, x_3, \dots, x_i$ .

### - Comparaison

Sur les figures II.34, II.35 et II.36 sont représentées les valeurs de la charge totale mesurée par intégration du courant  $Q_m$ , la charge totale déduite de l'expression (II.1) (modèle plan-plan)  $Q_c$  et la charge totale déduite de l'expression (II.3) (Modèle cylindre-plan étendu aux décharges multibranches)  $Q_i$  pour chacun des matériaux et pour les différentes épaisseurs étudiées.

Les valeurs de  $Q_c$  sont largement supérieures aux valeurs mesurées  $Q_m$  surtout pour les faibles épaisseurs ( $e=5\text{mm}$ ). Cela est tout à fait compréhensible lorsqu'on sait que la décharge radiale n'est pas une électrode continue, mais un nombre fini de branches. Sachant que le

diamètre moyen d'une branche n'excède pas 100  $\mu\text{m}$  et que la distance moyenne entre deux branches voisines est de l'ordre de quelques mm, la surface totale occupée réellement par la décharge paraît dérisoire devant la surface d'une électrode continue. D'autre part, nous avons vu au paragraphe 3.2, que la densité de branches dépend fortement de l'épaisseur du solide isolant. Ce paramètre est pris en compte par le modèle cylindre-plan. Ainsi, les valeurs de  $Q_l$  sont plus proches des valeurs mesurées  $Q_m$ .

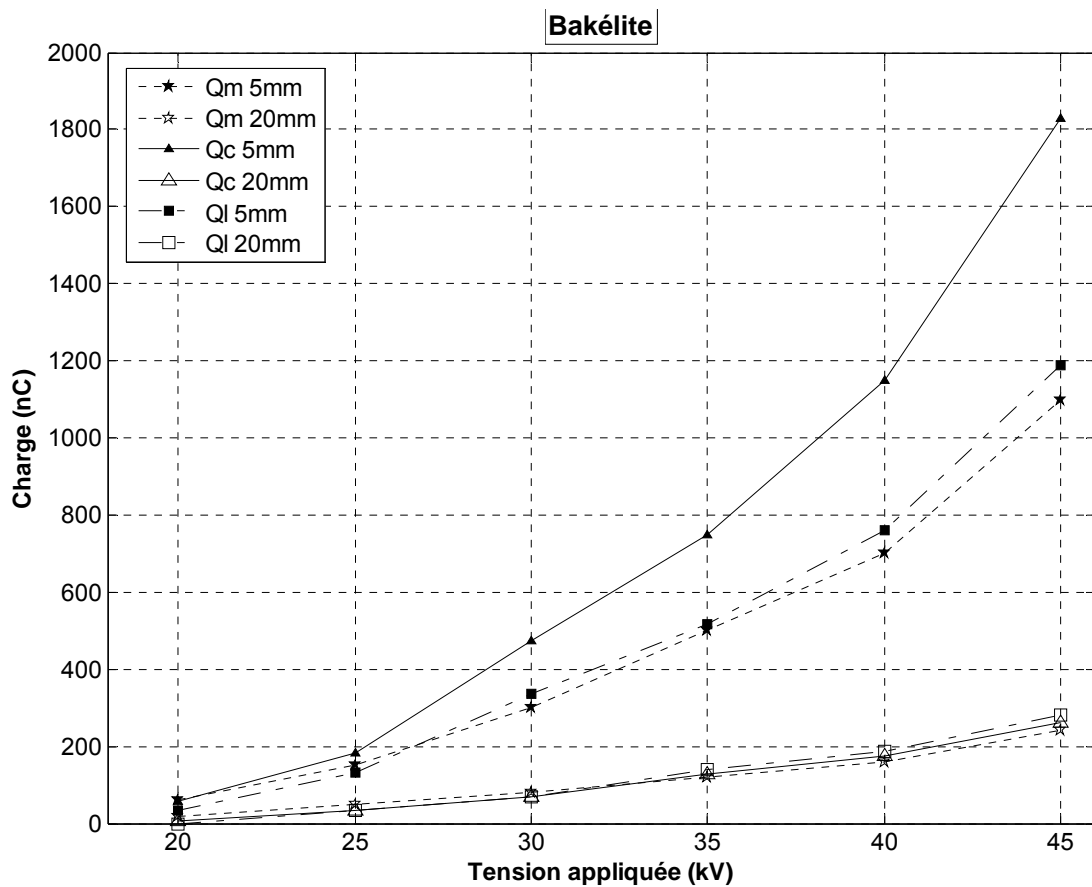


Figure II. 34. Evolution de la charge totale en fonction de la tension appliquée pour des échantillons en bakélite de 5 et 20 mm d'épaisseur.  $Q_m$  : charge mesurée,  $Q_c$  : charge déduite de l'équation (6) et  $Q_l$  : déduite de l'équation (8).

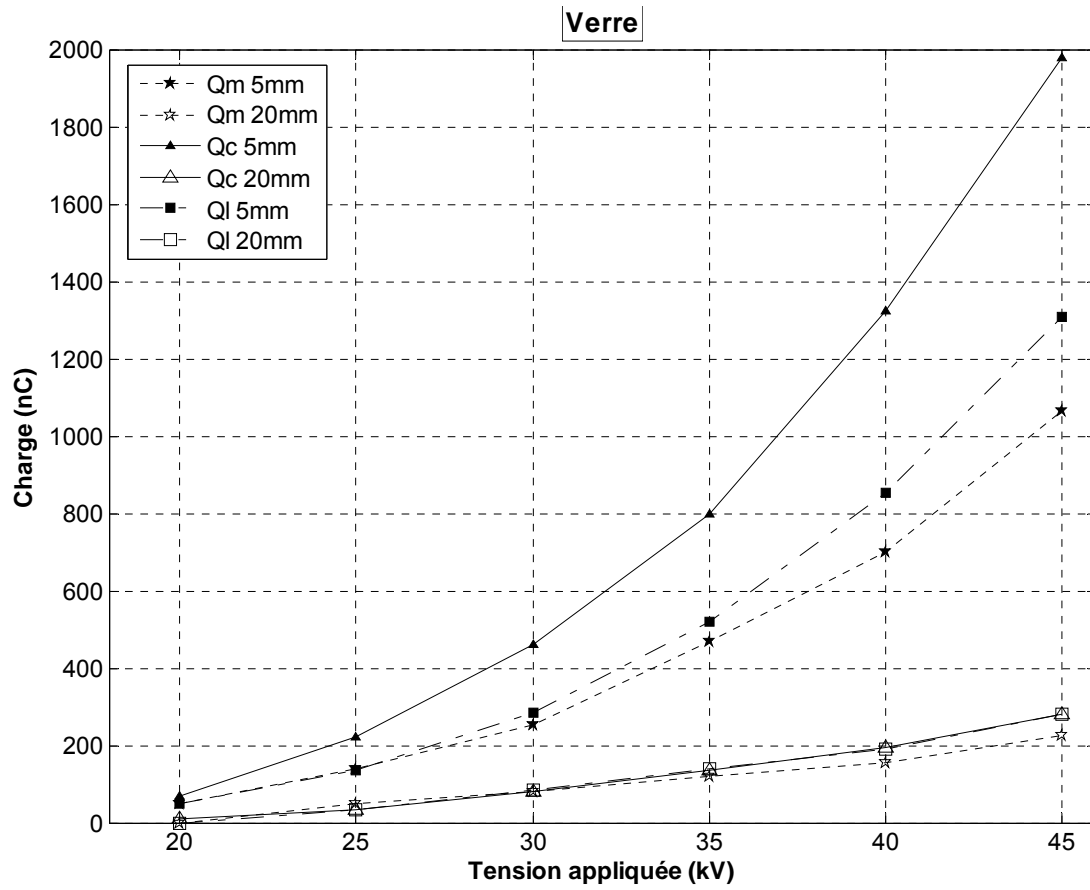


Figure II. 35. Evolution de la charge totale en fonction de la tension appliquée pour des échantillons en Verre de 5 et 20 mm d'épaisseur.  $Q_m$  : charge mesurée,  $Q_c$  : charge déduite de l'équation (6) et  $Q_l$  : déduite de l'équation (8).



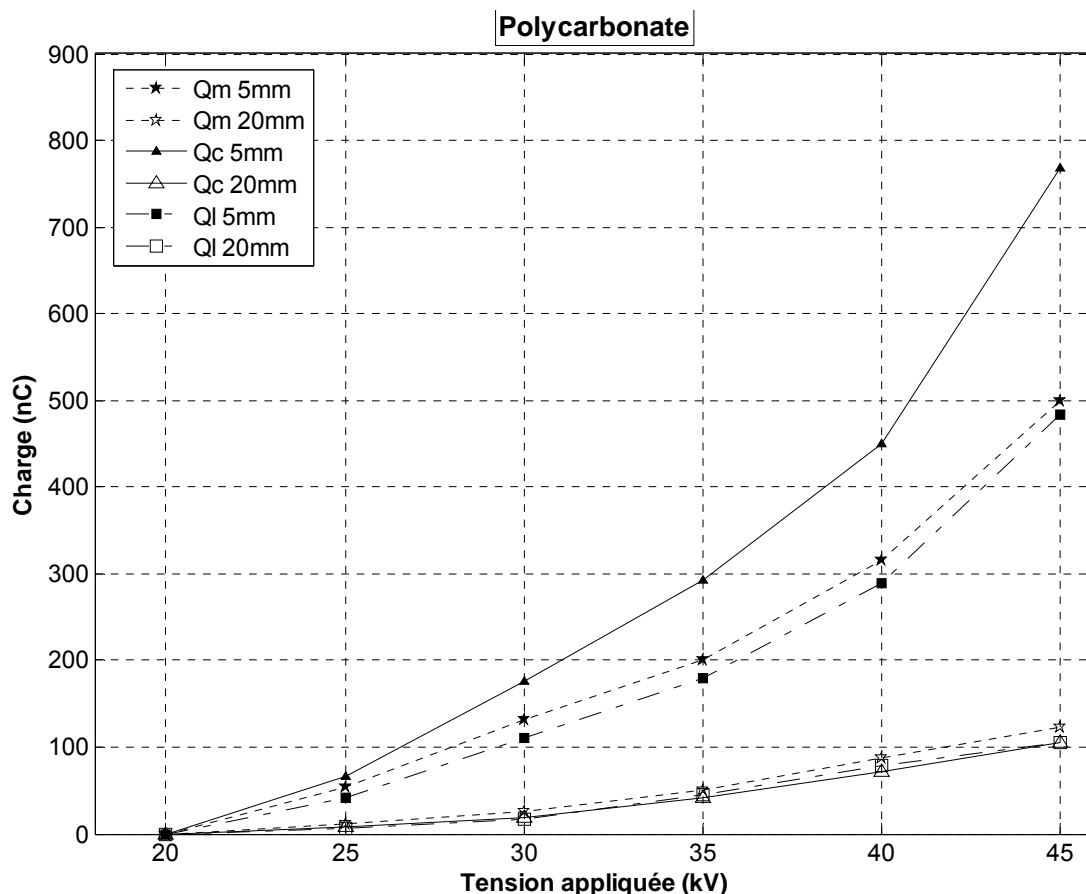
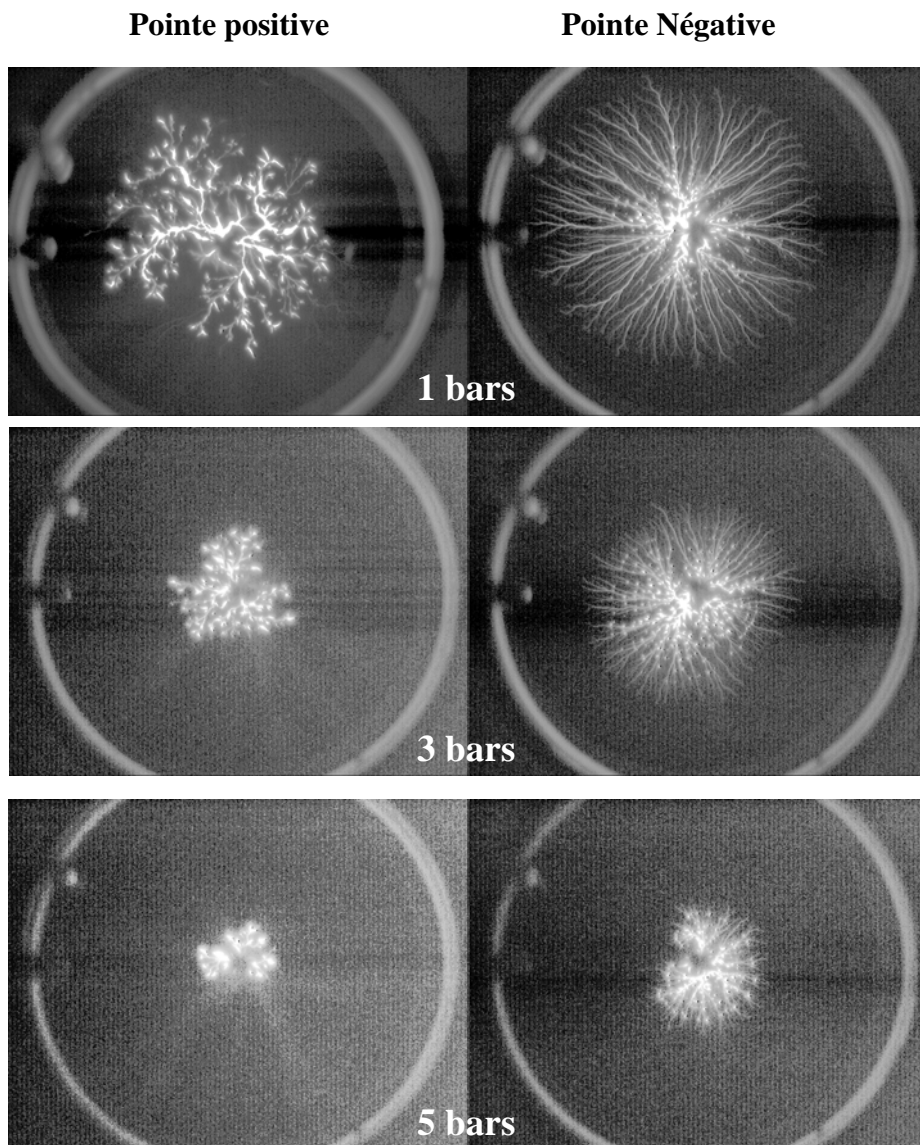


Figure II. 36. Evolution de la charge totale en fonction de la tension appliquée pour des échantillons en polycarbonate de 5 et 20 mm d'épaisseur.  $Q_m$  : charge mesurée,  $Q_c$  : charge déduite de l'équation (6) et  $Q_l$  : déduite de l'équation (8).

## 5 Influence de la pression hydrostatique

Les décharges glissantes sont très affectées par l'application d'une pression hydrostatique. En appliquant une pression hydrostatique de quelques bars, la décharge disparaît. À chaque tension seuil d'apparition, il existe une pression de disparition des décharges. Ceci prouve bien que la décharge générée est de nature gazeuse comme dans les liquides [22]. L'effet de la pression se traduit par la réduction de la longueur finale des décharges et des courants associés.



*Figure II. 37. Photographe de décharges obtenue sous tension impulsionnelle de 50 kV d'amplitude, en polarité positive (gauche) et négative (droite), pour différentes valeurs de pression.*

## **5.1 Influence de la pression hydrostatique sur la morphologie des décharges**

Lorsque la structure isolante est mise sous pression, la figure de décharge se retrouve diminuée pour une tension donnée, voire figure II.37. Cela est une conséquence directe de la diminution de la longueur finale des décharges sous l'effet de la pression. Par contre la densité radiale de branches n'est pas réduite pour autant; elle semble dépendre uniquement de la nature et de l'épaisseur du solide isolant.

## **5.2 Influence de la pression hydrostatique sur la longueur finale des décharges**

Il est bien connu que l'augmentation de la pression hydrostatique améliore considérablement la rigidité diélectrique d'un liquide quelles que soient la polarité de la tension et la configuration des électrodes [15, 22, 73]. Dans le cas des décharges glissantes se propageant sur des interfaces huile/solide diélectrique, le développement de la structure formée par la multitude de branches de la décharge, se trouve réduit lorsque on applique une pression de quelques bars. Ainsi l'extension maximale des branches est atténuée. Les résultats illustrés par les figures II.38 et II.39 montrent que pour une pression donnée, la caractéristique  $L_f = f(U)$  est une droite dont la pente dépend de la pression. Plus la pression augmente et plus la pente est faible.

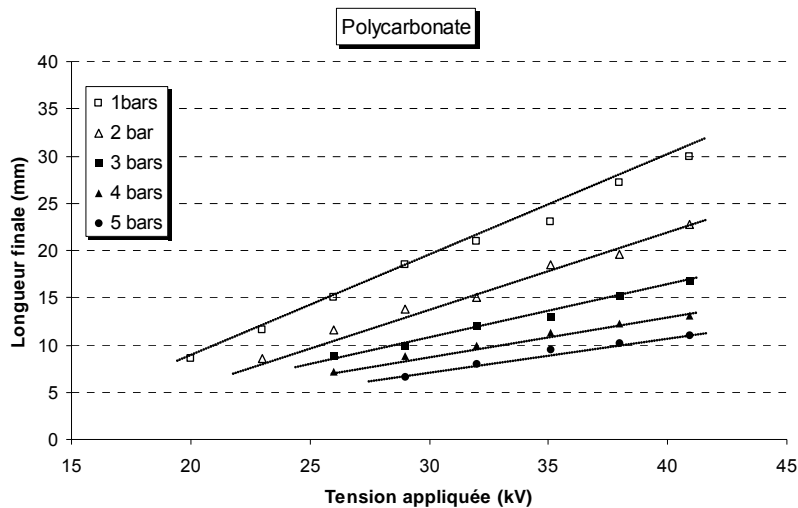
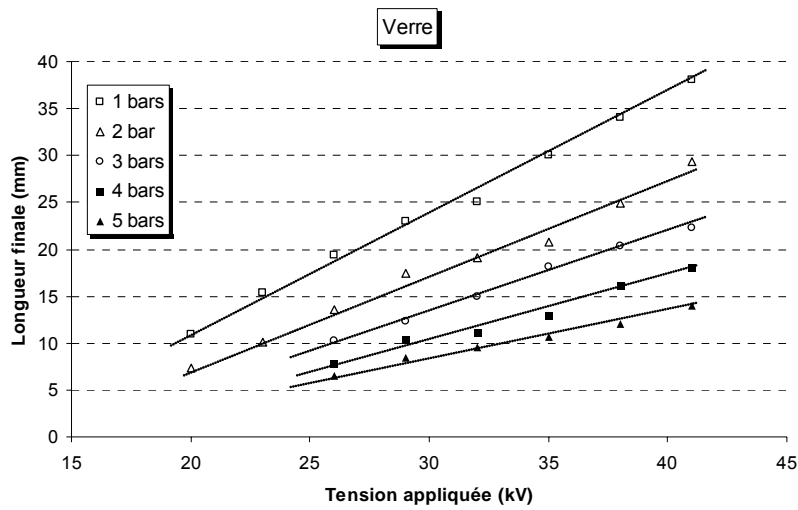
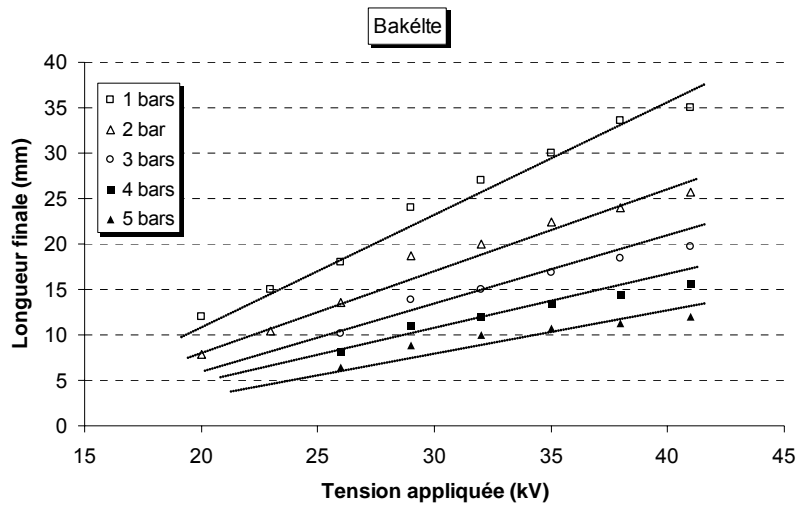


Figure II. 38. Variation de la longueur finale des décharges en fonction de la tension appliquée, pour différentes valeurs de la pression hydrostatique sous tension impulsionnelle négative.

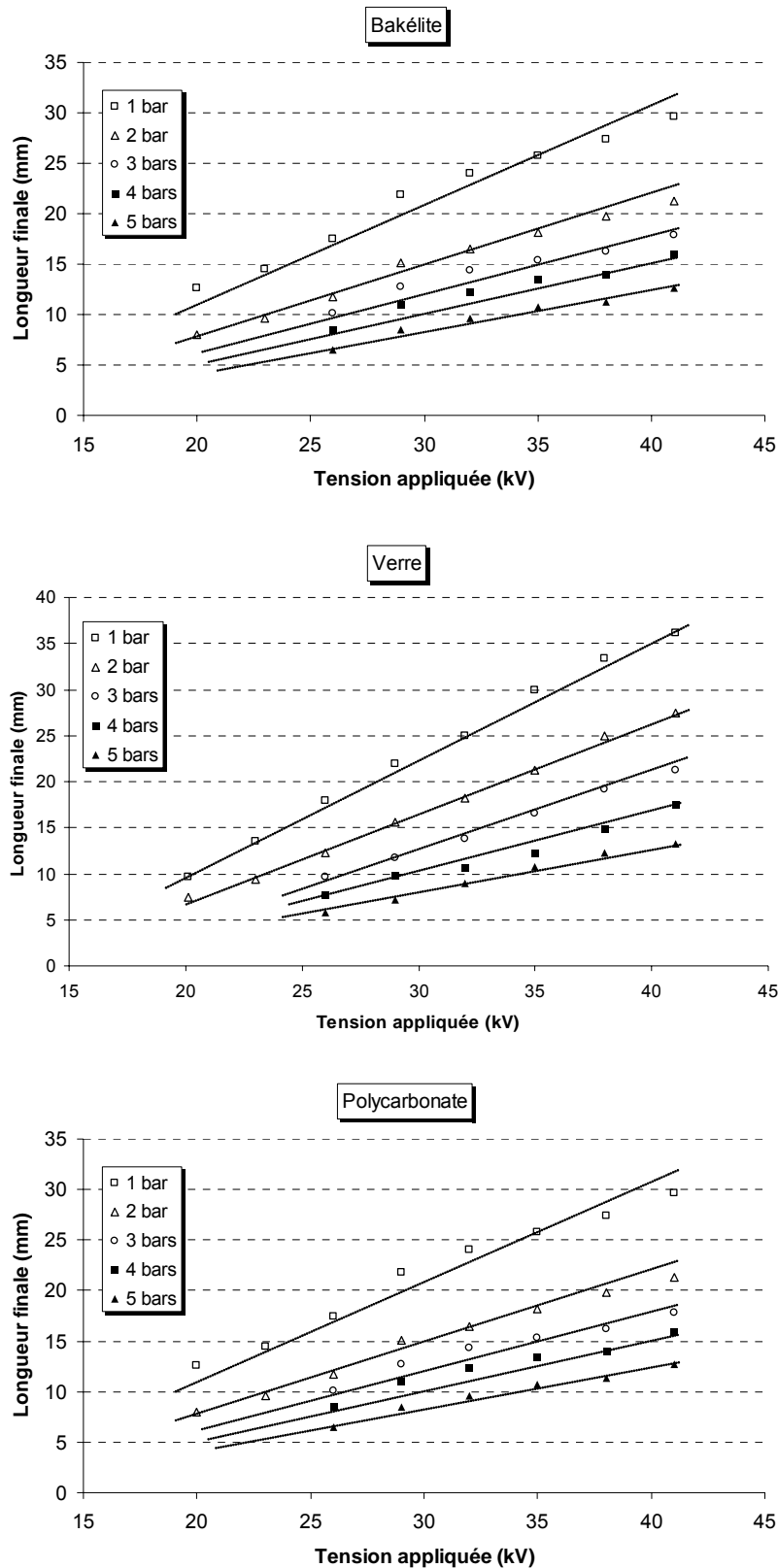


Figure II. 39. Variation de la longueur finale des décharges en fonction de la tension appliquée pour différentes valeurs de la pression hydrostatique sous tension impulsionnelle Positive.

## 6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que l'épaisseur et la nature de l'isolant solide ont une grande influence sur la propagation des décharges radiales obtenues sous tension impulsionnelle. La morphologie de ces décharges a été décrite selon la nature et l'épaisseur du solide isolant, de l'amplitude et la polarité de la tension. La longueur finale des décharges radiale  $L_f$  augmente linéairement avec la tension appliquée et que  $L_f$  diminue lorsque l'épaisseur augmente. Par ailleurs, pour une tension donnée, plus la permittivité de l'isolant solide est élevée, plus les décharges qui se développent sur sa surface sont longues. La mesure des courants de décharges glissantes, montre que ces derniers sont globalement similaires à ceux observés dans le volume du liquide. Cependant, la présence du solide isolant donne une signature particulière au courant de décharge négative et n'a pratiquement aucune influence sur ce dernier en polarité positive. Cela montre bien que les mécanismes de propagation ne sont pas les mêmes pour les deux polarités. Par ailleurs, nous avons mis en évidence l'existence d'une décharge secondaire de signe opposé à la tension appliquée, résultat de l'accumulation de charges d'espace à la surface de l'isolant solide. La charge totale mesurée en fonction des différents paramètres (épaisseur et nature de l'isolant, amplitude et polarité de la tension appliquée) est comparée avec un modèle de calcul de charge que nous avons établis moyennant certaines hypothèses. Dans ce modèle, la charge totale est liée directement à la longueur totale de toutes les branches constituant la décharge. L'influence de la nature des isolants solides et leurs épaisseurs sur les caractéristiques des décharges glissantes et la bonne concordance entre la charge mesurée et les résultats du modèle révèlent l'implication des effets capacitifs sur le mode de propagation des décharges glissantes.

# Chapitre III

Décharges glissantes sous tension continue  
et alternative





# 1 Introduction

Dans ce chapitre nous aborderons le cas des décharges glissantes générées sous tensions alternative et continue, caractérisées par une morphologie non radiale. Nous présentons d'abord les modifications apportées au dispositif expérimental par rapport à celui utilisé en tension impulsionnelle. Nous décrirons l'influence de l'amplitude de la tension appliquée et de la nature du solide isolant sur le nombre cumulatif d'évènements de décharge et de leur localisation dans le cycle de la tension. Par la suite, nous présentons les différentes figures de décharges qui peuvent être observées ainsi que les paramètres qui peuvent influencer leurs formes et leurs longueurs finales telles que l'amplitude de la tension appliquée, la nature et l'épaisseur des solides isolants. Les courants associés aux décharges glissantes sont décrits en fonction de l'amplitude et la polarité de la tension appliquée, et comparés avec les formes des courants enregistrés sous tension impulsionnelle.

## 1.1 Dispositif et procédure expérimentale

Le dispositif expérimental est en grande partie similaire à celui utilisé pour la caractérisation des décharges sous tension impulsionnelle, décrit au chapitre II. Il comporte la cellule d'essais contenant le système d'électrodes, la chaîne d'acquisition vidéo et le système de mesure électriques. Pour les essais effectués sous tension alternative nous utilisons un transformateur d'essais à fréquence industrielle de 50 Hz réglable de 0 à 50 kV. Quand à la tension continue, deux types de générateurs à courant continu ont été utilisés : (1) un générateur de type SPELLMAN (High Voltage supply, input : 220V AC ; output : 0 – 200 kV/2mA) délivrant une tension de polarité positive, réglable de 0 à 200 kV et (2) une génératrice de type SAMES délivrant une tension de polarité négative, réglable de 0 à 150 kV. Le comptage des décharges est effectué grâce à un détecteur de décharges partielles de type (DPXpert), connecté en parallèle avec la cellule d'essais à travers un condensateur de couplage de type CK-150, d'une valeur de 1092 pF. Le schéma de l'ensemble du dispositif expérimental est donné dans la figure III.1.

La tension est appliquée progressivement par paliers de 2 à 5 kV et maintenue à sa nouvelle valeur pendant la durée de l'enregistrement. La détection des décharges est effectuée grâce au détecteur (DPXpert). Un calibrage préalable est nécessaire avant chaque utilisation de cet appareil. Cela est effectué en employant une technique standard qui consiste à injecter

des impulsions dont la charge est connue et de mesurer le signal de sortie enregistré sur le détecteur de décharges partielles.

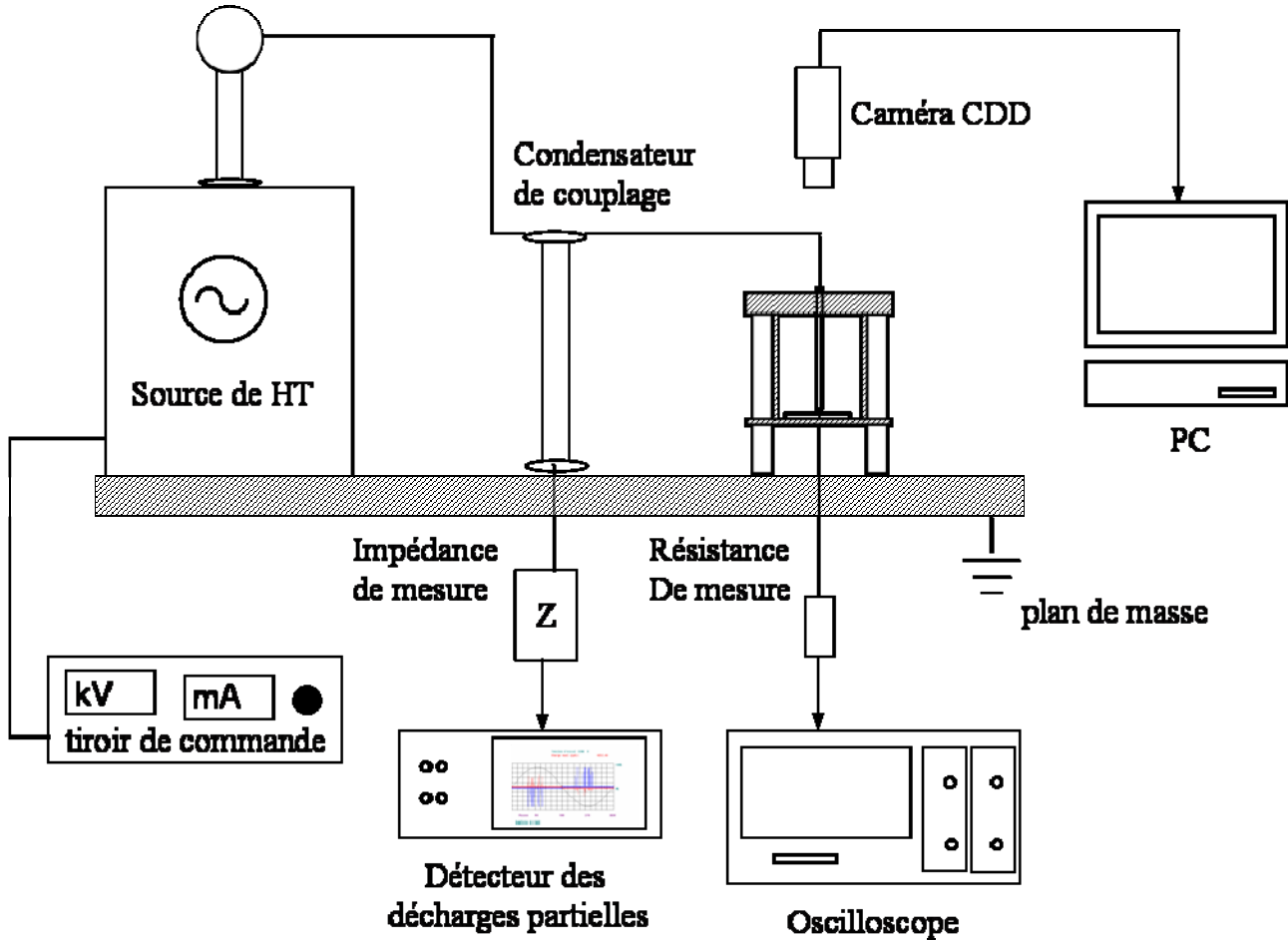


Figure III.1. Schéma de l'ensemble du dispositif expérimental sous tension alternative

## 2 Décharges glissantes sous tension alternative

### 2.1 Influence de l'amplitude de la tension sur l'activité et la localisation des décharges

Les résultats sont analysés en utilisant la matrice ( $\varphi$  q n) (phase, charge, nombre) qui donne une représentation visuelle du nombre de décharges et de l'amplitude de leur charge apparente en fonction de la phase. Les décharges sont enregistrées suivant leurs amplitudes et localisations, permettant ainsi la comparaison de l'activité des décharges sous différentes conditions d'essais.

Les figures III.2, III.4 et III.6, montrent l'activité des décharges correspondant à 500 cycles de tension, soit 10 secondes d'enregistrement. Elles concernent des essais sous tension alternative d'une amplitude de 13, 15 et 17 kV respectivement, obtenues avec un échantillon en Bakélite de 5 mm d'épaisseur. La comparaison des trois diagrammes montre l'accroissement de l'activité de décharges et la charge apparente de celles-ci en fonction de la tension appliquée. Autrement dit, le nombre total des décharges enregistrées durant 500 cycles de tensions, passe d'environ 20 à 200 décharges lorsque la tension varie de 13 à 15 kV. D'autre part, la figure III.3 montre qu'à 13 kV, la majorité des décharges sont groupées et centrées à 80° et 260° dans une bande allant de 20° à 120° et 220° à 290° respectivement. Lorsque la tension augmente à 17 kV, le maximum de l'activité de décharge se décale de 40° vers l'arrière; elle est centrée à 40° et 220°. Notons l'absence de décharge dans la bande allant de 120° à 110° et 300° à 10° sur la figure III.7. Quand à la charge apparente maximale, elle est de 0.3, 0.7 et 1.8 nC, respectivement pour 13, 15 et 17 kV.

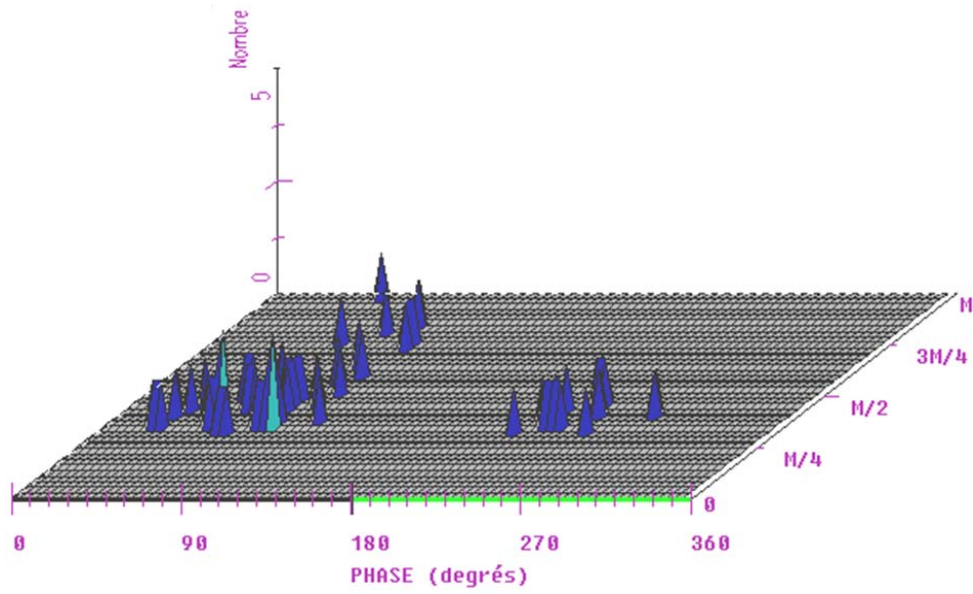


Figure III.2. Représentation de la matrice  $\phi q n$  pour un enregistrement de 500 cycles de tension obtenue avec un échantillon solide en Bakélite de 5 mm d'épaisseur sous tension alternative de 13 kV. la charge apparente maximale  $M= 0.3 \text{ nC}$ .

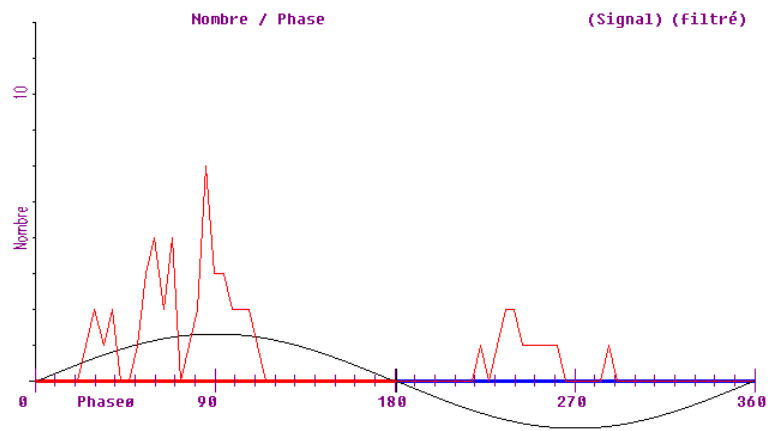


Figure III.3. Répartition du nombre de décharges par phase obtenue avec un échantillon solide en Bakélite de 5 mm d'épaisseur sous tension alternative de 13 kV.

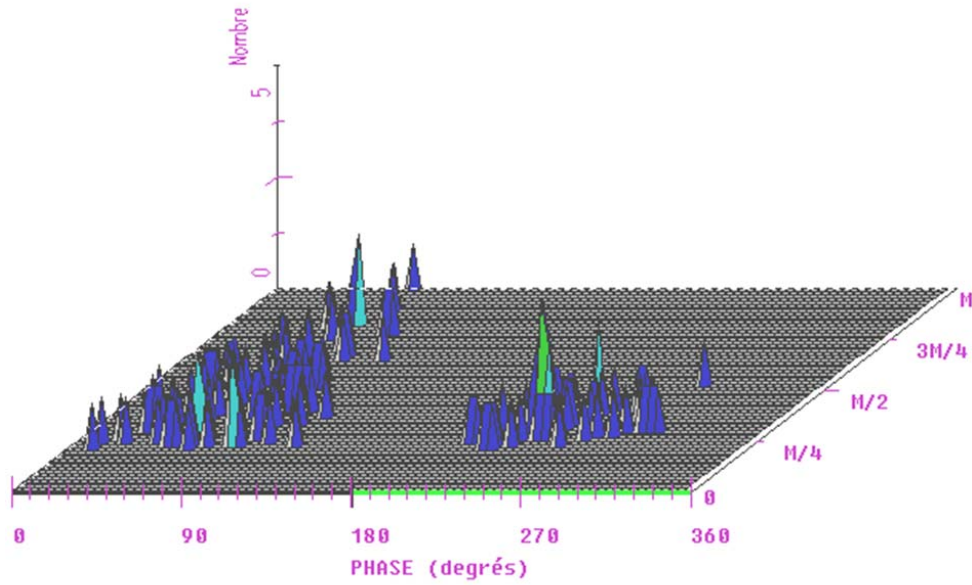


Figure III.4. Représentation de la matrice  $\phi$   $q$   $n$  pour un enregistrement de 500 cycles de tension obtenue avec un échantillon solide en Bakélite de 5 mm d'épaisseur sous tension alternative de 15 kV. la charge apparente maximale  $M= 0.7$  nC.

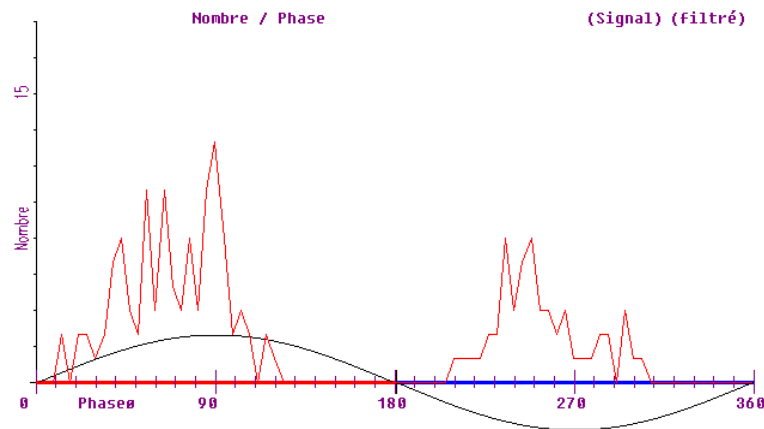


Figure III.5. Répartition du nombre de décharges par phase obtenue avec un échantillon solide en Bakélite de 5 mm d'épaisseur sous tension alternative de 15 kV.

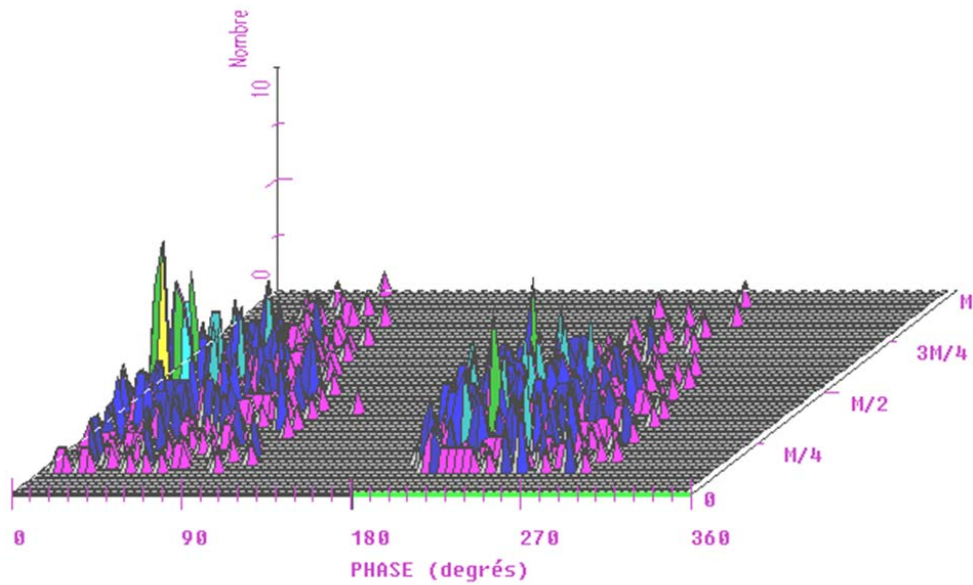


Figure III.6. Représentation de la matrice  $\phi q n$  pour un enregistrement de 500 cycles de tension obtenue avec un échantillon solide en Bakélite de 5 mm d'épaisseur sous tension alternative de 17 kV. la charge apparente maximale  $M= 1.8 \text{ nC}$ .

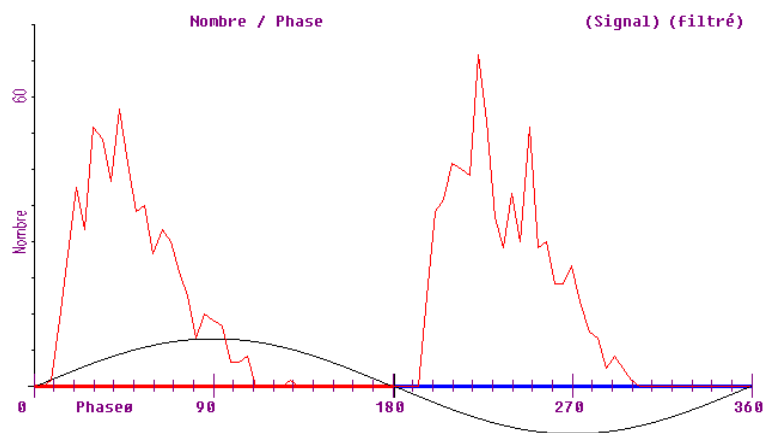


Figure III.7. Répartition du nombre de décharges par phase obtenue avec un échantillon solide en Bakélite de 5 mm d'épaisseur sous tension alternative de 17 kV.

## 2.2 Influence de la nature de l'isolant solide sur le nombre cumulatif des décharges

Les essais effectués avec des échantillons solides de 5 mm d'épaisseur issus de trois types de matériaux ; Bakélite, Verre et Polycarbonate montrent que le seuil d'apparition des décharges dépend de la nature du matériau. Pour les échantillons en Bakélite et en Verre, caractérisés par des constantes diélectriques relativement élevées ( $\epsilon_r = 4.8$  et  $5$  respectivement), le seuil d'apparition est de l'ordre de 10 à 11 kV alors qu'il est de 14 kV pour le Polycarbonate ( $\epsilon_r = 2.9$ ). Des résultats similaires ont été obtenus sous tension impulsionnelle (voir chapitre II).

Les figures III.8 à III.11 montrent l'évolution du nombre moyen de décharges en fonction de la tension appliquée pour les trois matériaux utilisés. Ces résultats représentent la valeur moyenne d'une dizaine d'essais. Comme on peut le voir, le nombre moyen de décharges augmente rapidement avec l'augmentation de la tension. D'autre part, pour une tension donnée, le nombre de décharges ( $n_{moy}$ ) obtenu avec des échantillons en Bakélite est le plus élevé des trois matériaux étudiés. A titre d'exemple, pour une tension de 21 kV d'amplitude,  $n_{moy} = 1350, 780$  et  $103$  pour la Bakélite, le Verre et le Polycarbonate respectivement. Le nombre moyen de décharges obtenues avec des échantillons en Polycarbonate est nettement inférieur aux autres matériaux étudiés. Par ailleurs, ces résultats montrent que le nombre moyen des décharges négatives semble légèrement supérieur aux décharges positives, quels que soient le matériau étudié et l'amplitude de la tension appliquée.

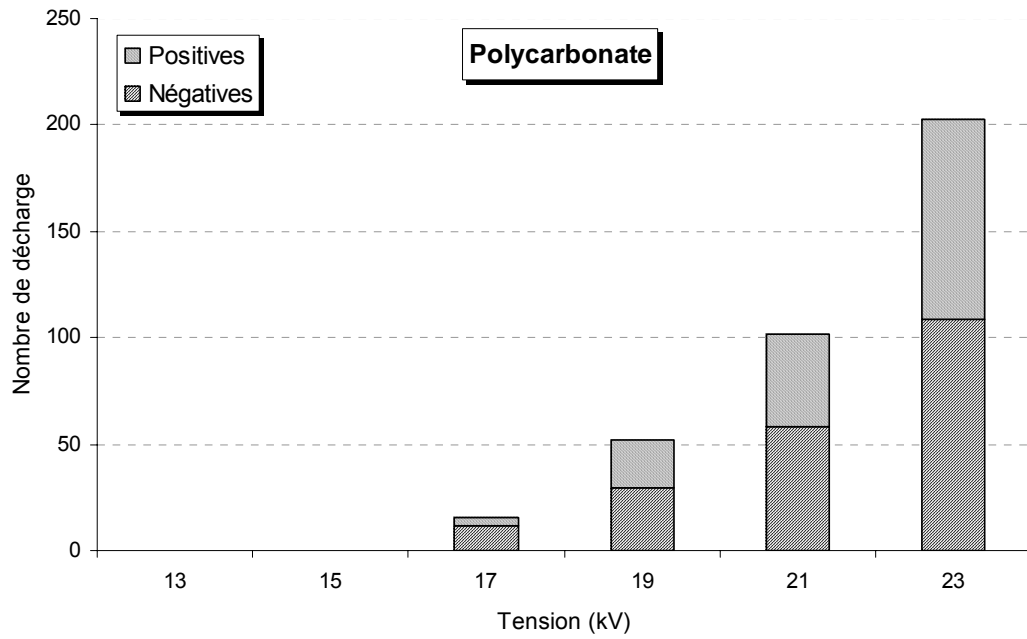


Figure III.8. Évolution du nombre moyen de décharges pour 500 cycles de tension en fonction de l'amplitude de tension appliquée obtenus avec des échantillons en Polycarbonate de 5mm épaisseur

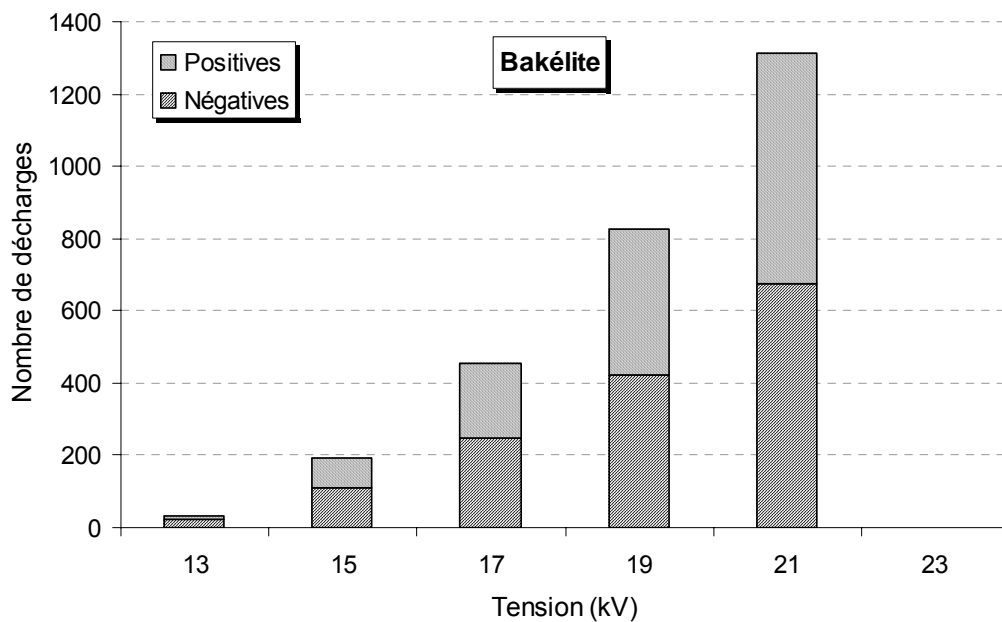


Figure III.9. Évolution du nombre moyen de décharges pour 500 cycles de tension en fonction de l'amplitude de tension appliquée obtenus avec des échantillons en Bakélite de 5mm épaisseur



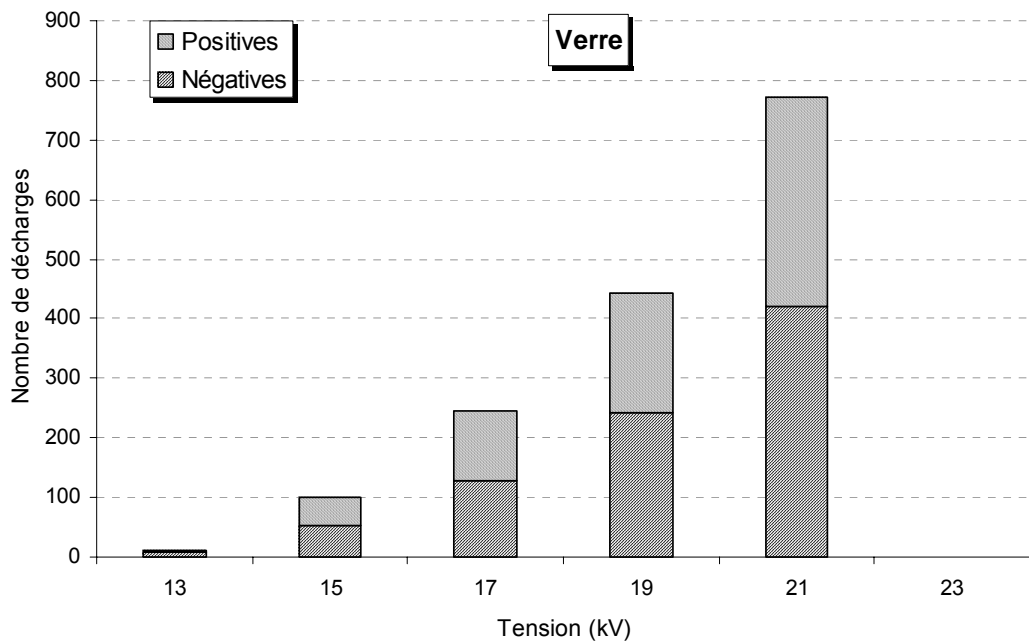


Figure III.10. Évolution du nombre moyen de décharges pour 500 cycles de tension en fonction de l'amplitude de tension appliquée obtenus avec des échantillons en Verre de 5mm épaisseur

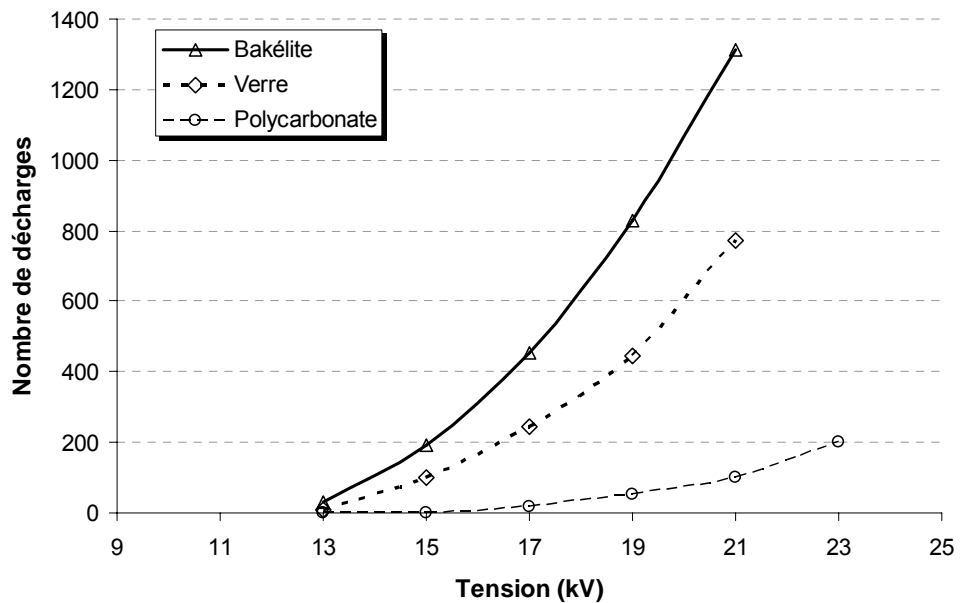


Figure III.11. Comparaison du nombre moyen de décharges pour des échantillons solides de 5 mm d'épaisseur issus des trois matériaux étudiés ; Bakélite, Verre et Polycarbonate

### **2.3 Morphologie des décharges sous tension alternative**

Les décharges glissantes sous tension alternative ne sont pas radiales; elles sont similaires à celles observées sous tension continue. Quelques exemples représentatifs sont illustrés par les figures III.12, III.13 et III.14 pour des échantillons en Polycarbonate, Verre et Bakélite respectivement. Ces décharges se composent d'un nombre aléatoire de branches principales ou pieds de décharges dont le nombre varie d'une décharge à l'autre. Toutefois, la forme de ces décharges semble dépendre de la nature du solide isolant; le nombre de ramifications est plus élevé dans le cas des échantillons en Bakélite et en verre que dans le cas des échantillons en Polycarbonate.

Il est à noter que les branches des décharges décrivent des trajectoires circulaires qui semblent tourner autour de la pointe et plus particulièrement dans le cas des décharges sur des interfaces huile/Polycarbonate (figure III.12). Cela est probablement dû aux mouvements électrohydrodynamiques observés autour de la pointe.

Le nombre plus ou moins important des décharges, conduit à la dégradation rapide des propriétés diélectriques du solide. Ceci est la conséquence directe de l'érosion de l'échantillon solide causée par des décharges partielles qui prennent naissance au voisinage de la pointe et se propagent progressivement à la surface et à l'intérieur du solide. Ceux-ci sont des traces lumineuses persistantes que l'on peut aisément distinguer des branches de la décharge, voir figure III.15. L'examen au microscope de la zone autour de la pointe des échantillons transparents révèle l'existence de fêlures (sillons) carbonisées. Une fois formées, ces traces lumineuses influent sur l'orientation des branches de la décharge.

Le claquage total intervient alors suite au développement de ces décharges partielles si la tension appliquée est maintenue pendant une durée allant de quelques secondes à quelques minutes. Cette durée dépend des conditions expérimentales à savoir l'amplitude de la tension appliquée, l'épaisseur et la nature de l'échantillon solide.

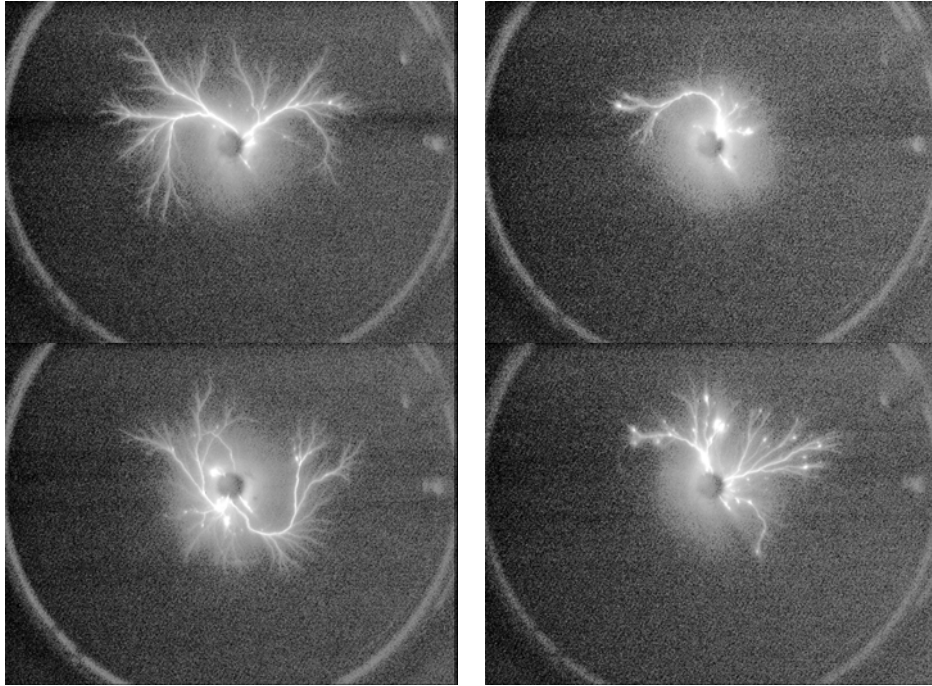


Figure III.12. Exemples typiques des décharges glissantes sous tension alternative obtenues avec des échantillons en Polycarbonate de 5 mm d'épaisseur, sous tension alternative  $U = 40 \text{ kV}$

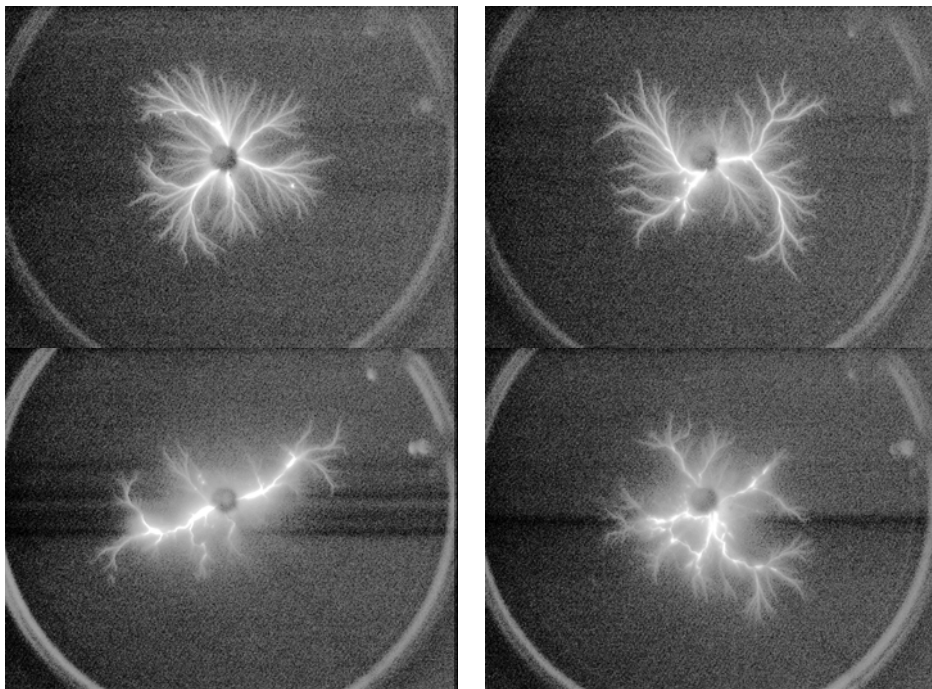


Figure III.13. Exemples typiques des décharges glissantes sous tension alternative obtenues avec des échantillons en Verre de 5 mm d'épaisseur, sous tension alternative  $U = 35 \text{ kV}$

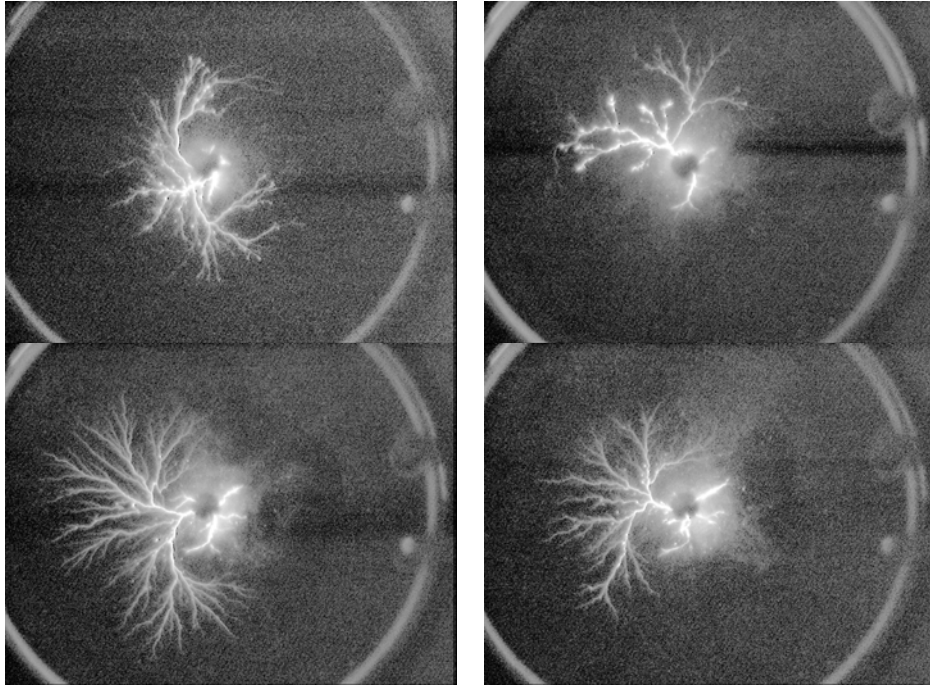


Figure III.14. Exemples typiques des décharges glissantes sous tension alternative obtenues avec des échantillons en Bakélite de 5 mm d'épaisseur, sous tension alternative  $U = 40 \text{ kV}$

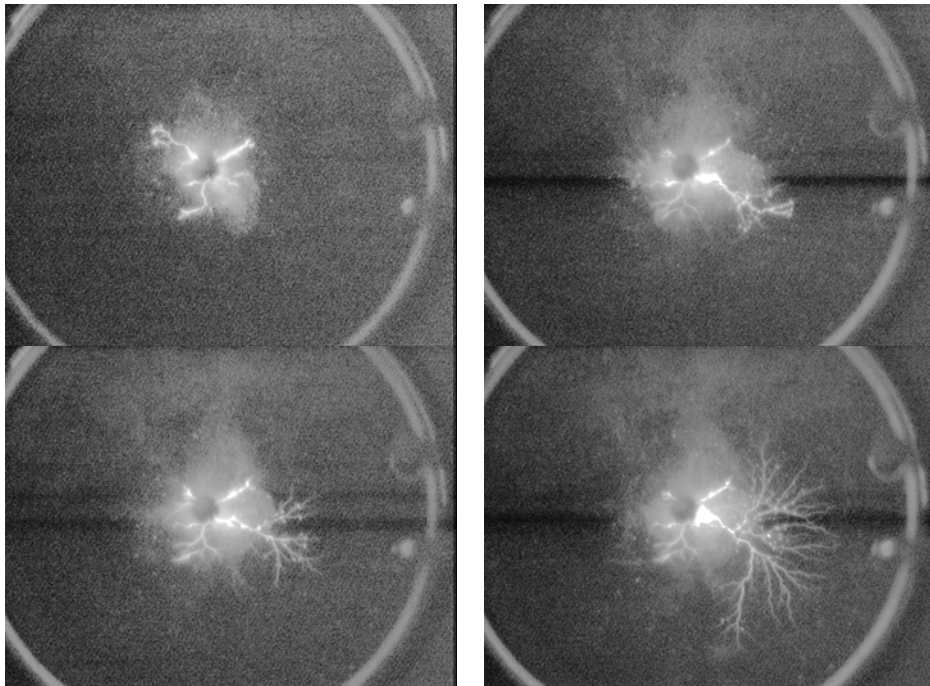


Figure III.15. Exemples de la dégradation de la surface du solide isolant et leurs influence sur l'orientation des branches de la décharge, sous tension alternative  $U = 40 \text{ kV}$

## 2.4 Longueur finale

La mesure des longueurs finales ( $L_f$ ) sous tension alternative est basée sur les enregistrements obtenus grâce à la chaîne d'acquisition optique. La procédure expérimentale consiste à appliquer progressivement la tension et à la maintenir à la valeur désirée pour une durée de 500 cycles de tension, soit 10 secondes. La caméra est préalablement programmée pour effectuer la capture d'image d'une durée de 10 secondes, à une vitesse de 50 images/s. Le début d'enregistrement de la caméra est contrôlé par le PC de contrôle et coïncide avec le moment où la tension atteint la valeur désirée. Nous obtenons ainsi une succession d'images de décharges. Grâce au logiciel « Matrox Inspector 4 » fournie avec la carte d'acquisition vidéo, nous pouvons mesurer l'extension maximale des branches constituant la décharge directement sur l'écran de l'ordinateur. Pour chaque essai, nous retenons la valeur maximale de  $L_f$ . Pour une tension donnée, la valeur considérée de  $L_f$  représente la moyenne d'une dizaine d'essais. Notons que l'échantillon solide est remplacé après chaque essai.

Les figures III.16 et III.17 montrent l'évolution de la longueur finale  $L_f$  en fonction de l'amplitude de la tension appliquée, pour les trois types de matériaux étudiés. On remarque que  $L_f$  augmente linéairement avec  $U$  quelles que soit l'épaisseur et la nature de l'échantillon solide. Les caractéristiques  $L_f=f(U)$  sont des droites dont la pente  $A$ , estimée à partir des figures III.16 et III.17, varie entre 11.8 et 14.8 kV/cm selon l'épaisseur du solide. Notons que plus  $e$  est élevé, plus faible est la pente  $A$ . D'autre part, les caractéristiques  $L_f(U)$  obtenues avec des échantillons en Bakélite et en Verre, des matériaux dont les permittivités diélectriques sont relativement élevées ( $\epsilon_r=4.8$ ,  $\epsilon_r=5$  respectivement), sont quasiment identiques. Comparées avec celles obtenues avec le Polycarbonate ( $\epsilon_r=2.9$ ), elles sont décalées d'environ 5 kV. Autrement dit, pour une tension donnée,  $L_f$  est nettement plus élevée avec des échantillons en Bakélite et en Verre, qu'avec des échantillons en Polycarbonate. Nous avons obtenu des résultats similaires avec les décharges radiales sous tension impulsionnelle. Cependant, au vu des résultats obtenus, les décharges sous tension alternative sont nettement plus longues que celles obtenus sous tension impulsionnelle (à  $U_{\text{crête}}^{\text{impul}} = U_{\text{crête}}^{\text{altern}}$ ).

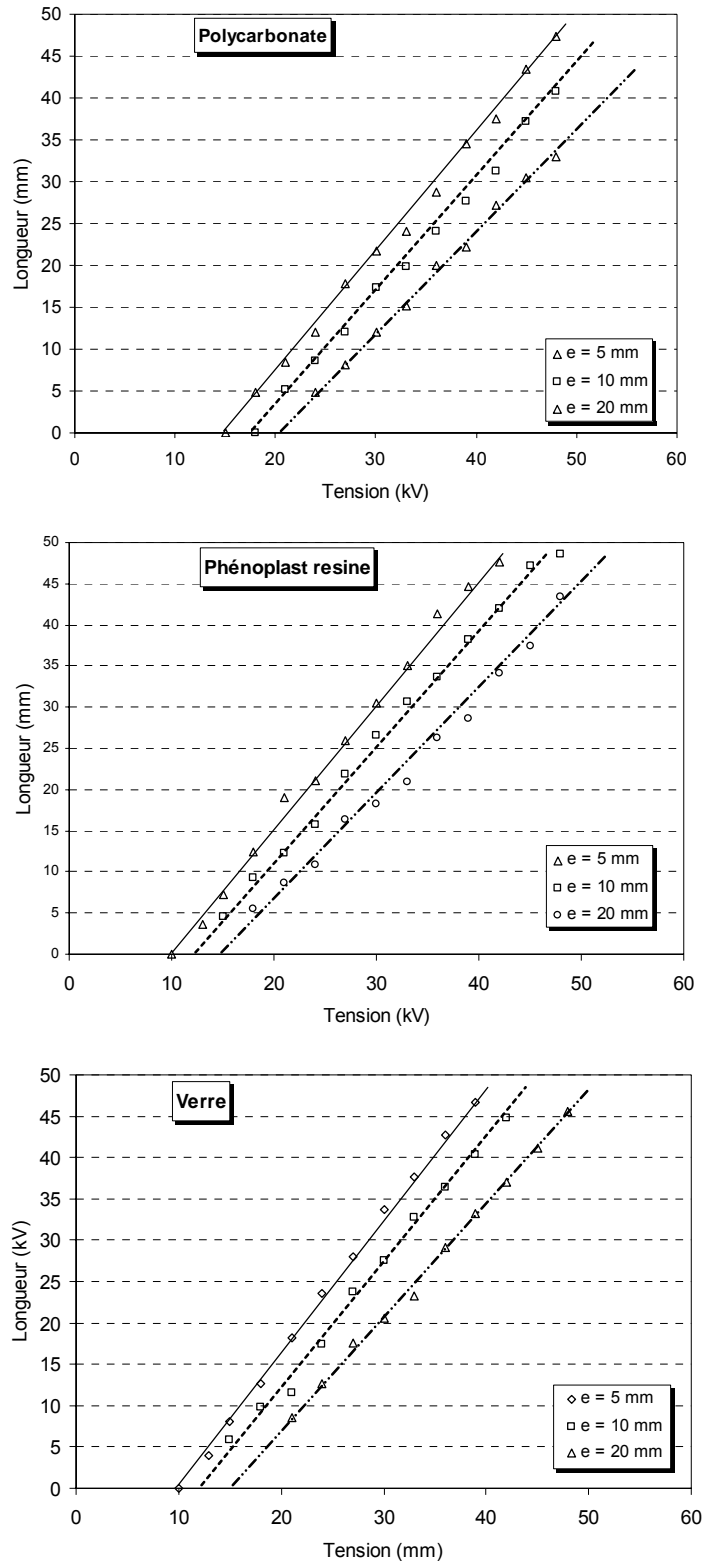


Figure III.16. Comparaison des Longueurs finales des décharges glissantes en fonction de leurs épaisseurs ( $e$ ) pour trois matériaux ; Bakélite  $\epsilon_r=4.8$ , Verre  $\epsilon_r=5$ , Polycarbonate  $\epsilon_r=2.9$ , sous tension alternative.

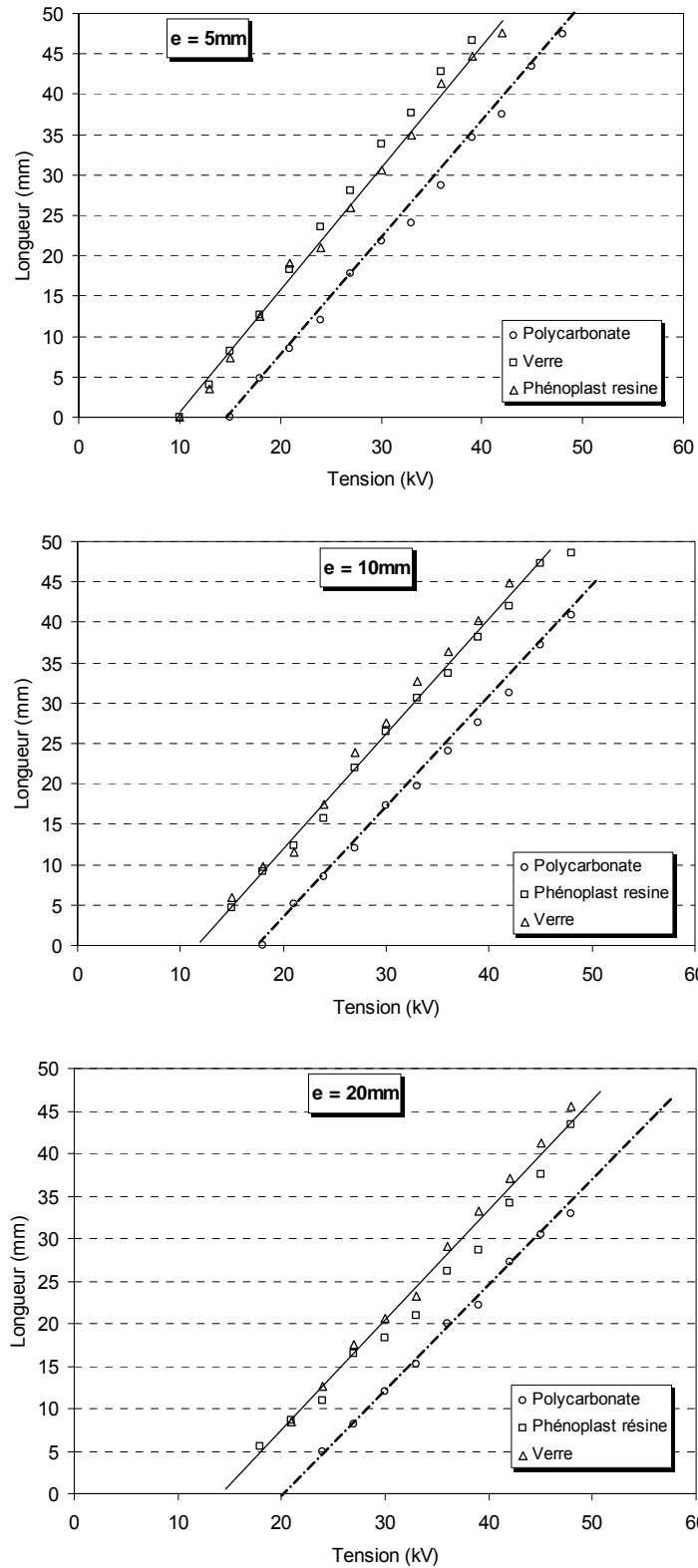


Figure III.17. Comparaison des longueurs finales des décharges glissantes pour trois matériaux : Bakélite  $\epsilon_r=4.8$ , Verre  $\epsilon_r=5$ , Polycarbonate  $\epsilon_r=2.9$ , pour chacune des épaisseurs étudiés ( $e = 5, 10$  et  $20\text{ mm}$ ), sous tension alternative.

## 2.5 Courants et charges

De manière générale, les courants associés aux décharges glissantes sous tension alternative sont similaires à ceux observés sous tension impulsionnelle, et ce pour les deux polarités. La figure III.18 montre des oscillogrammes de courant en polarité positive et la charge totale correspondante. Le courant est constitué d'une composante continue sur laquelle se superposent des impulsions. Ces impulsions sont des pics brefs de faible amplitude au début de la propagation et qui deviennent progressivement de plus en plus larges.

Les courants associés aux décharges négatives, dont quelques exemples typiques sont illustrés par la figure III.19, sont composés d'un train d'impulsions d'amplitude croissante. Ces pics de courant sont plus espacés à la fin de la propagation qu'à son début.

La charge totale associée aux décharges glissantes sous tension alternative, obtenue par intégration du courant, varie de quelques dizaines à quelques centaines de nano Coulombs, pour une tension donnée. Cependant, la valeur maximale  $Q_{\max}$  augmente avec l'amplitude de la tension appliquée comme le montre les figures III.20, III.21 et III.22. Ces figures, représentent l'évolution de la charge maximale en fonction de la tension. Ces valeurs représentent le résultat d'une dizaine de mesures dans les mêmes conditions expérimentales obtenues avec des échantillons en Bakélite, Verre et Polycarbonate de 5, 10 et 20 mm d'épaisseur. Ces résultats rappellent ceux obtenus sous tension impulsionnelle; plus  $e$  est élevée, plus faible est  $Q_{\max}$ . D'autre part, pour une épaisseur et une tension donnée, les valeurs de  $Q_{\max}$  obtenus avec des échantillons en Verre et en Bakélite sont du même ordre de grandeur; elles sont nettement supérieures à celles obtenus avec des échantillons en Polycarbonate.



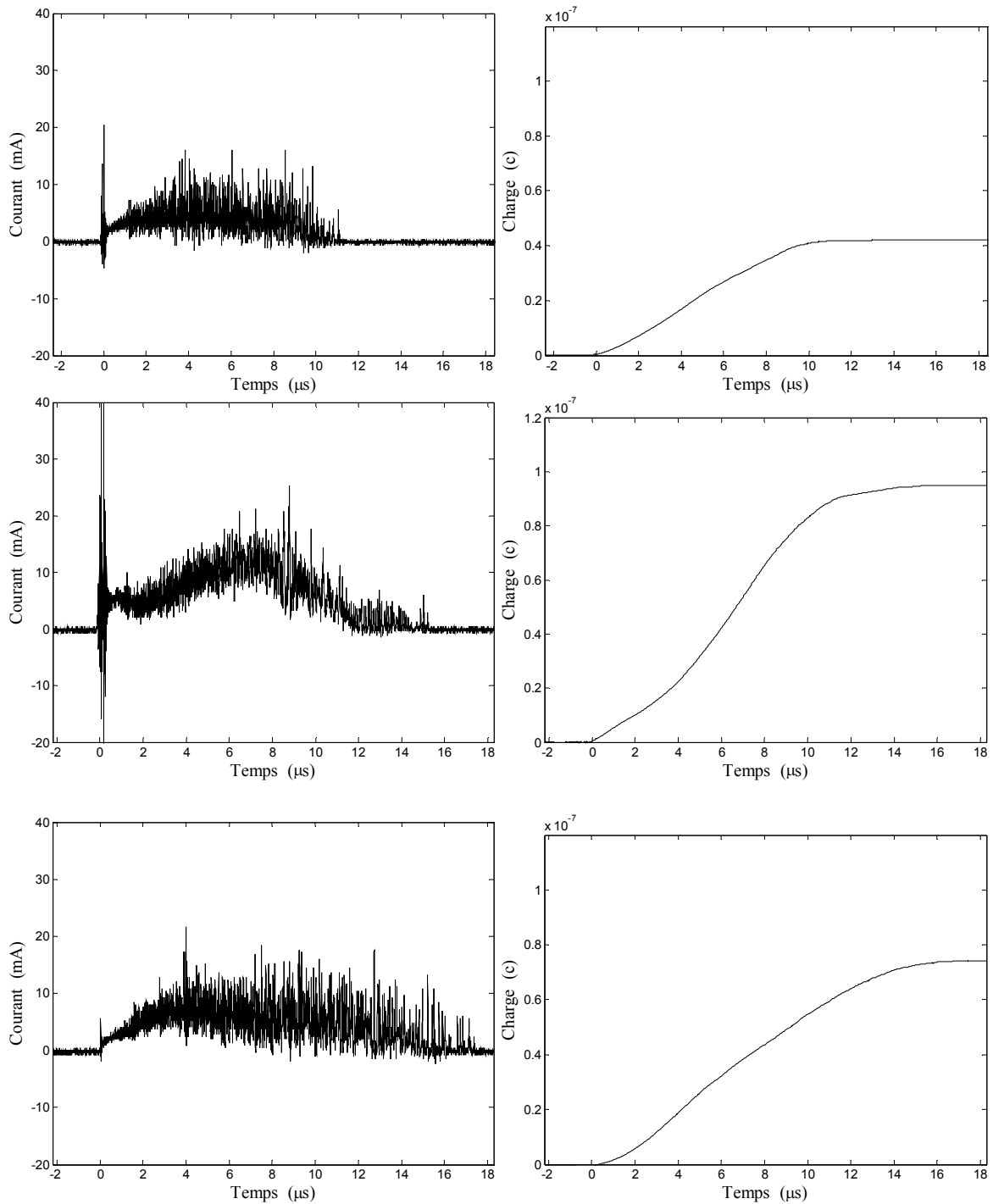


Figure III.18. Formes typiques des courants associés aux décharges négatives sous tension alternative et la charge totale correspondante. Les oscillogrammes sont obtenus avec des échantillons en Verre de 5mm d'épaisseur sous tension alternative  $U = 25 \text{ kV}$ .

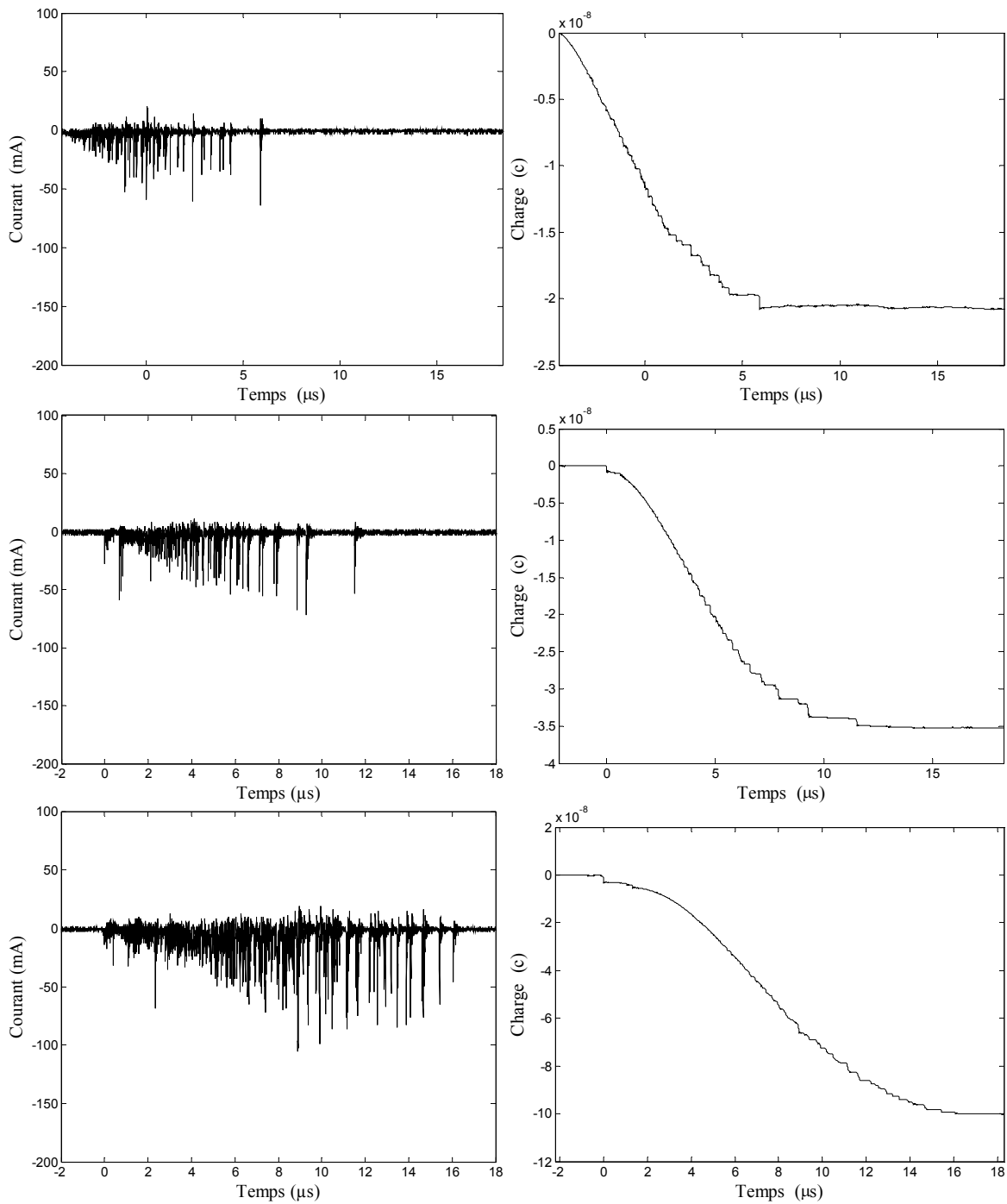


Figure III.19. Formes typiques des courants associés aux décharges positives sous tension alternative et la charge totale correspondante. Les oscillogrammes sont obtenus avec des échantillons en Verre de 5mm d'épaisseur sous tension alternative  $U = 25$  kV.

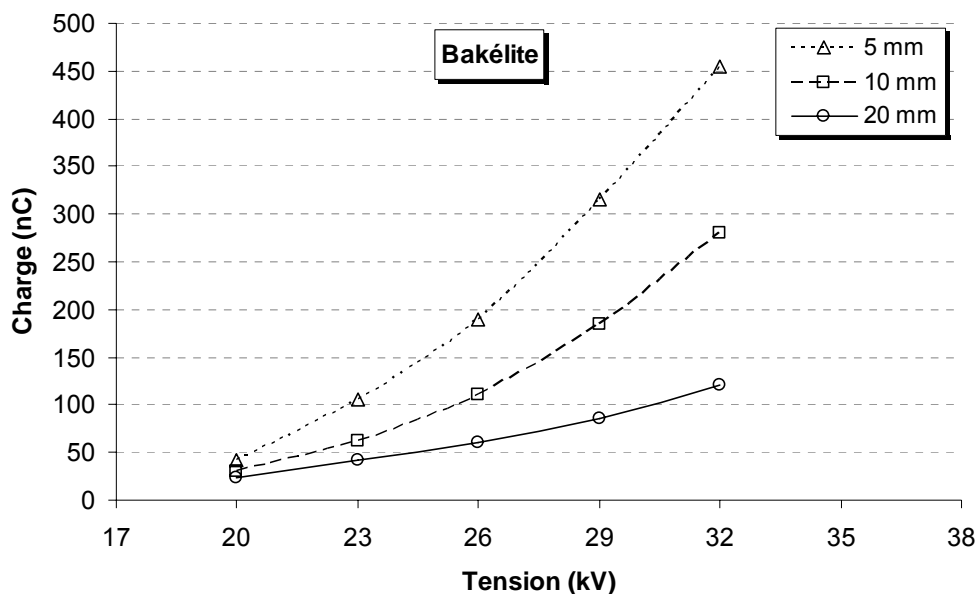


Figure III.20. Evolution de la charge maximale associée aux décharges glissantes sous tension alternative en fonction de la tension appliquée obtenues avec des échantillons en Bakélite de 5 10 et 20 mm d'épaisseur.

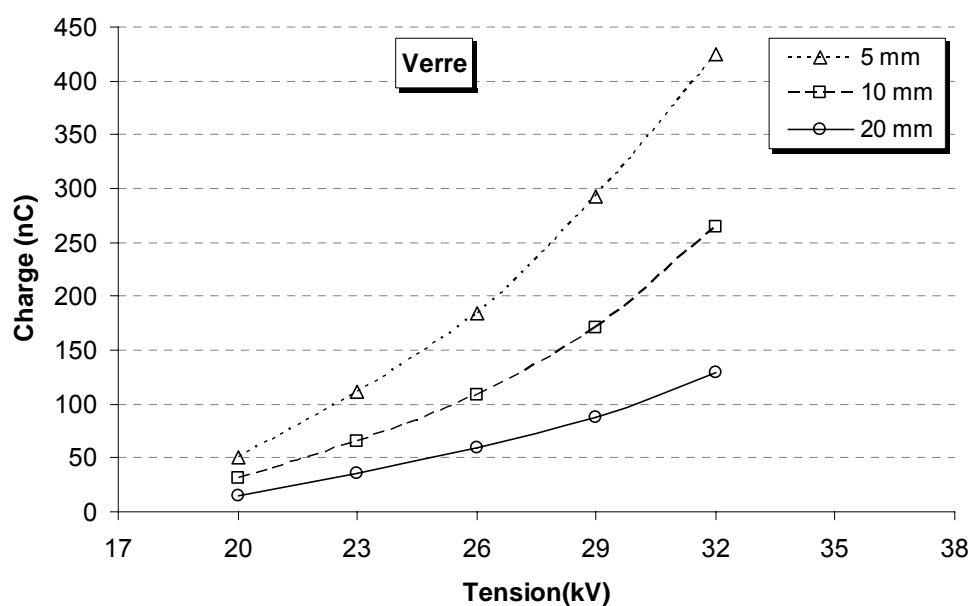


Figure III.21. Evolution de la charge maximale associée aux décharges glissantes sous tension alternative en fonction de la tension appliquée obtenues avec des échantillons en Verre de 5 10 et 20 mm d'épaisseur.

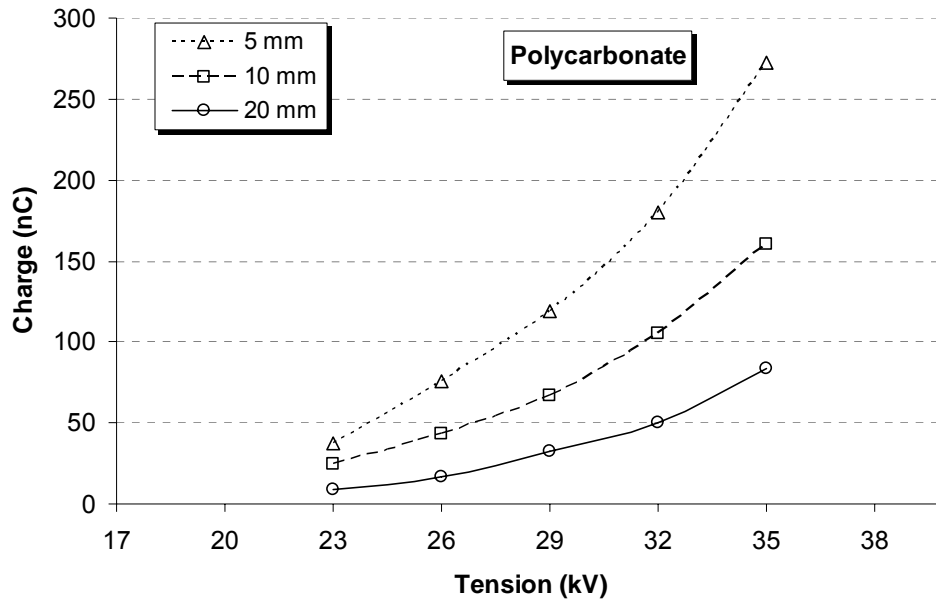


Figure III.22. Evolution de la charge maximale associée aux décharges glissantes sous tension alternative en fonction de la tension appliquée obtenues avec des échantillons en Polycarbonate de 5 10 et 20 mm d'épaisseur.

### 3 Décharges glissantes sous tension continue

Dans le cas des essais effectués sous tension de impulsionnelle, la tension est préalablement réglée à la valeur désirée, avant qu'elle ne soit appliquée à la structure isolante. Une seule décharge apparaît dès que la tension appliquée est supérieure au seuil de génération (voire chapitre II). Sous tension continue, la démarche est différente ; la tension est appliquée progressivement et maintenue à sa nouvelle valeur pendant une durée d'une minute. Lorsque la tension dépasse un certain seuil, on commence à enregistrer les décharges se propageant à la surface du solide. Le nombre d'événements par unité de temps (fréquence), la longueur finale et la morphologie de ces décharges dépendent principalement de la nature du solide isolant et de la polarité de la pointe.

Les figures III.23 et III.34 représentent le nombre moyen de décharges par unité de temps ( $n_{moy}$ ) en fonction de l'amplitude de la tension appliquée et de la nature de l'échantillon solide.

La mesure de la fréquence d'apparition des décharges consiste à compter le nombre de cumulatif de décharges pour une durée d'une minute. Les valeurs affichées représentent la moyenne d'une dizaine d'essais effectués dans les mêmes conditions expérimentales.

Les résultats obtenus montrent que  $n_{moy}$  augmente avec la tension appliquée dans tous les cas étudiés et que la fréquence des décharges positives est nettement supérieure à celle des décharges négatives, quelle que soit la nature du matériau. Cependant ces résultats concernent exclusivement les décharges obtenues avec des échantillons de Bakélite et de Papier imprégné. Le cas des autres matériaux isolants, à savoir le polycarbonate, le Polyéthylène, le Polypropylène et le verre sera abordé au paragraphe 5.

La figure III.25 représente une comparaison des  $n_{moy}$  obtenus avec des échantillons de Bakélite et de papier imprégné. Dans le cas des échantillons en papier imprégné  $n_{moy}$  est environ 20 fois supérieur à celui obtenu avec des échantillons en Bakélite. Cela montre l'importance de la nature du matériau isolant sur la génération des décharges glissantes sous tension continue.

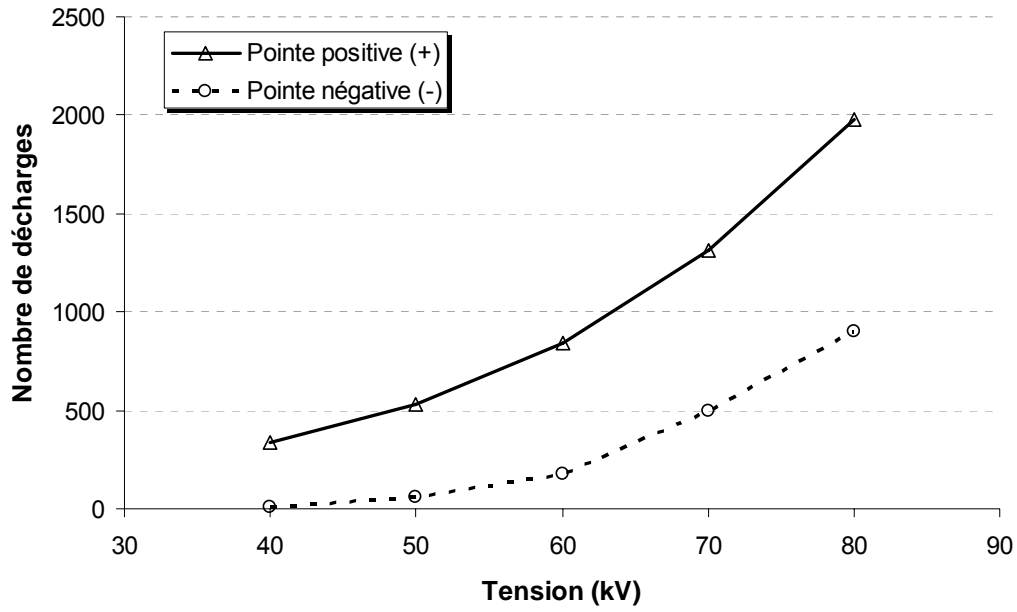


Figure III.23. Évolution du nombre moyen de décharges  $n_{moy}$  en fonction de la tension appliquée et de la polarité de la pointe, obtenus avec des échantillons en papier imprégné de 2 mm épaisseur

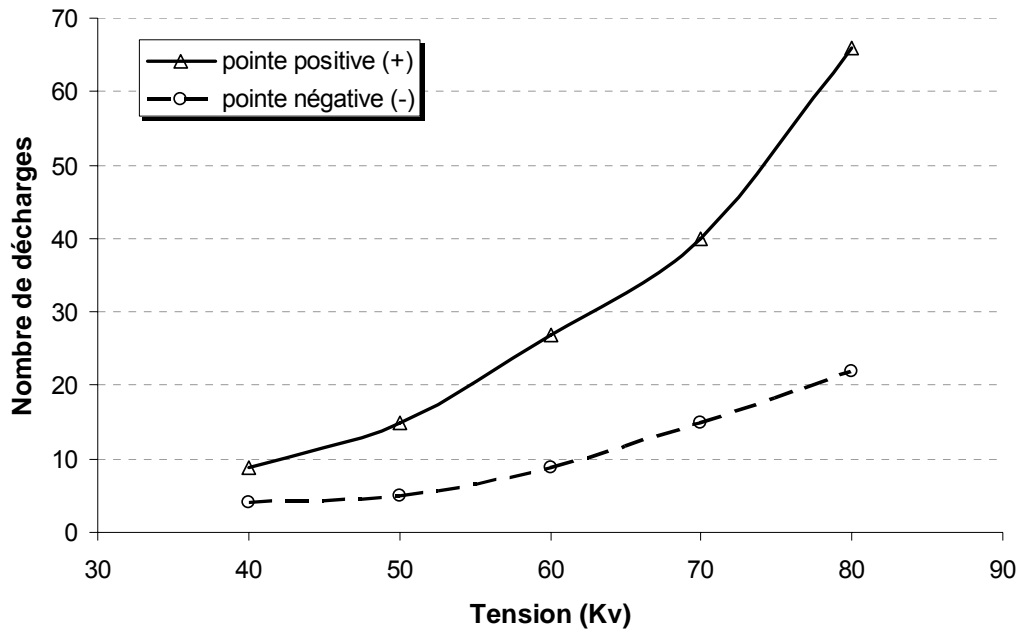


Figure III.24. Évolution du nombre moyen de décharges  $n_{moy}$  en fonction de la tension appliquée et de la polarité de la pointe, obtenus avec des échantillons en Bakélite de 2 mm épaisseur

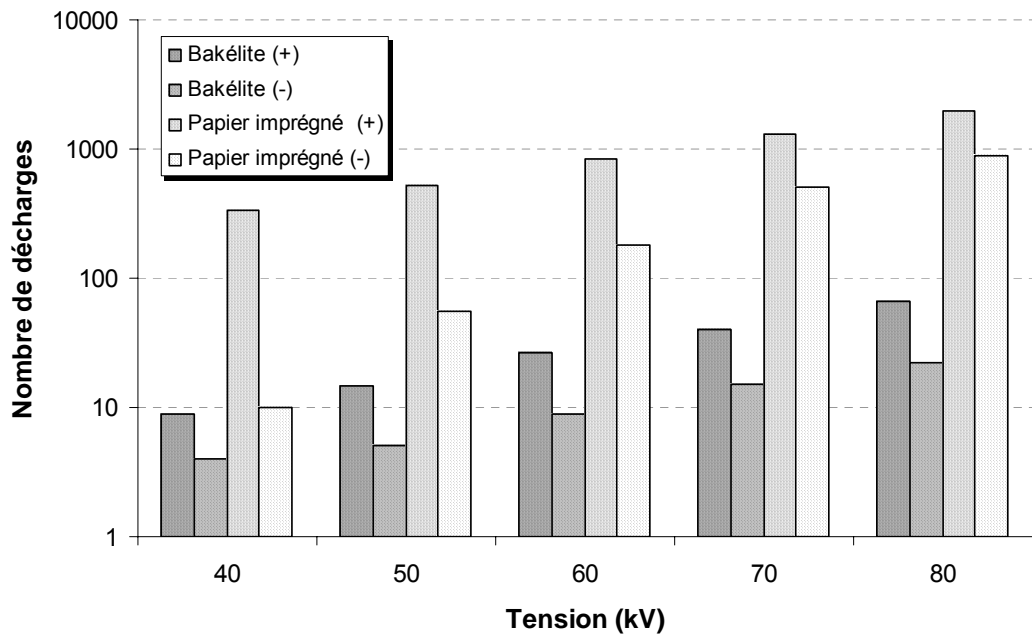


Figure III.25. Comparaison des fréquences des décharges entre la Bakélite et le papier imprégné

### 3.1 Description de la morphologie

D'une manière générale, les décharges glissantes sous tension continue sont similaires à celles observées sous tension alternative et impulsionnelle. Cependant, certains traits sont propres aux décharges glissantes sous tension continue dont quelques exemples représentatifs sont illustrés par les figures III.26 et III.27.

Les décharges se composent d'un certain nombre de branches principales ou pieds de décharges; ce nombre varie d'une décharge à l'autre. Quand à la densité de branches, elle ne dépend pas de l'épaisseur du solide isolant ou de sa nature, comme c'est le cas des décharges radiales observées sous tension impulsionnelle. D'autre part, les branches de la même décharge peuvent avoir des longueurs différentes. Et les extrémités des branches ne forment pas un contour circulaire comme celui caractérisant les décharges radiales.

La répartition des branches d'une décharge, sur la surface du solide, semble à première vue désordonnée voire aléatoire. Toutefois, nous pouvons constater qu'il existe une certaine symétrie des branches par rapport à un axe virtuel qui passe par la pointe. La forme symétrique des branches est plus ou moins visible d'une décharge à l'autre. Cette observation n'est pas le fruit du hasard, puisque le phénomène est récurrent ; il est visible sur toutes les décharges enregistrées sous tension continue, quelle que soit la polarité.

Dans le cas des décharges sous tension impulsionnelle avec des échantillons vierges (en l'absence de charge d'espace à la surface), les conditions du champ local à la tête des streamers sont quasiment identiques; les streamers se propagent dans toutes les directions à la même vitesse. Les branches sont alors réparties d'une manière homogène sur toute la surface du solide, d'où la forme radiale des décharges. Sous tension continue, la présence de la charge d'espace (résidu des décharges précédentes) sur la surface du solide isolant, crée un renforcement du champ dans une direction et son affaiblissement dans une autre. Ce déséquilibre crée des trajectoires privilégiées pour les streamers en direction des zones où le champ est le plus élevé. L'orientation des branches et leur répartition sur la surface de l'échantillon solide sont donc influencées par la charge d'espace. Ce qui explique la forme particulière des décharges glissantes sous tension continue.



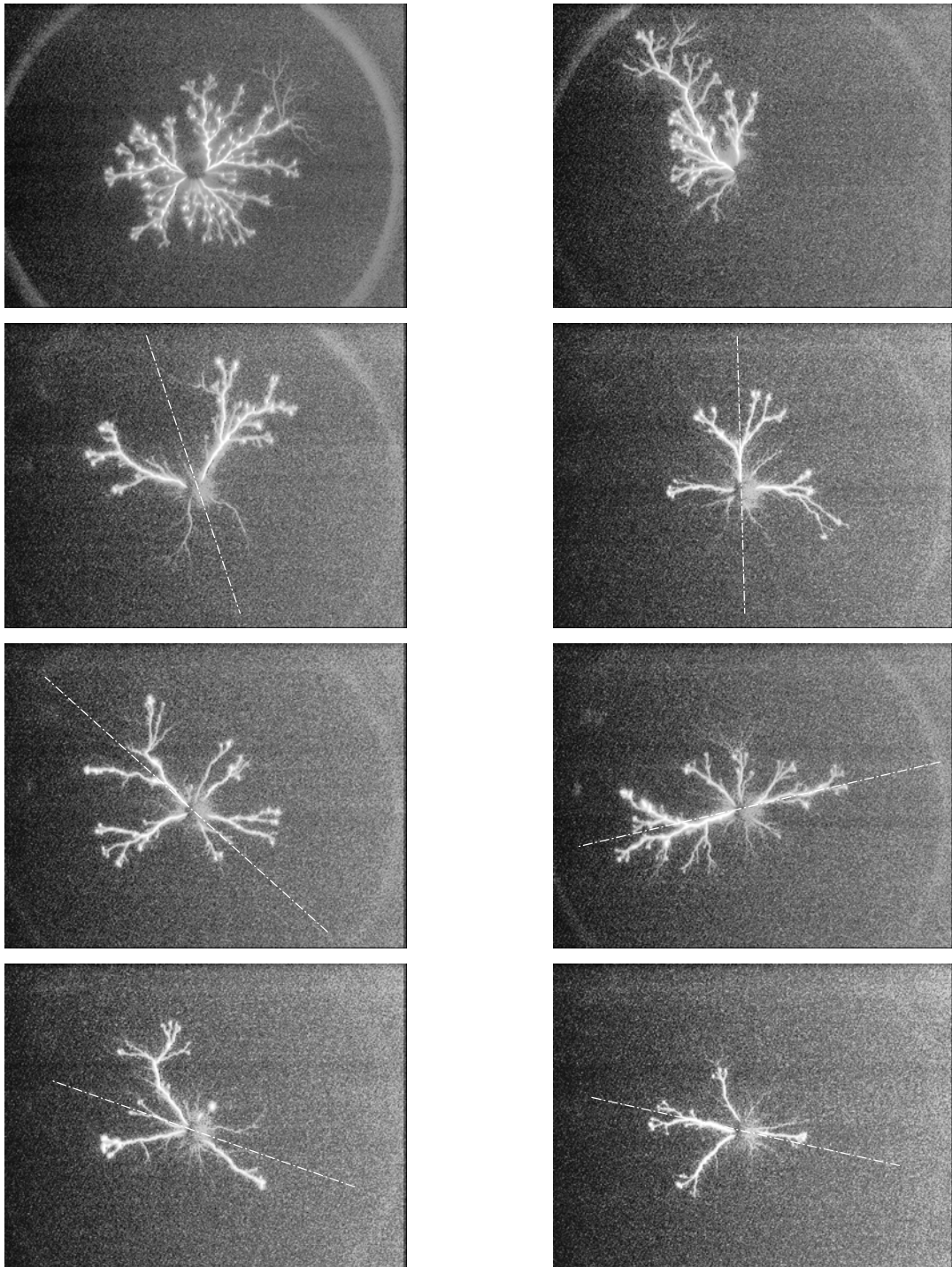


Figure III.26. Exemples typiques des décharges glissantes sous tension continue positive de 70 kV, ces figures sont obtenues avec des échantillons en Bakélite de 2 mm d'épaisseur

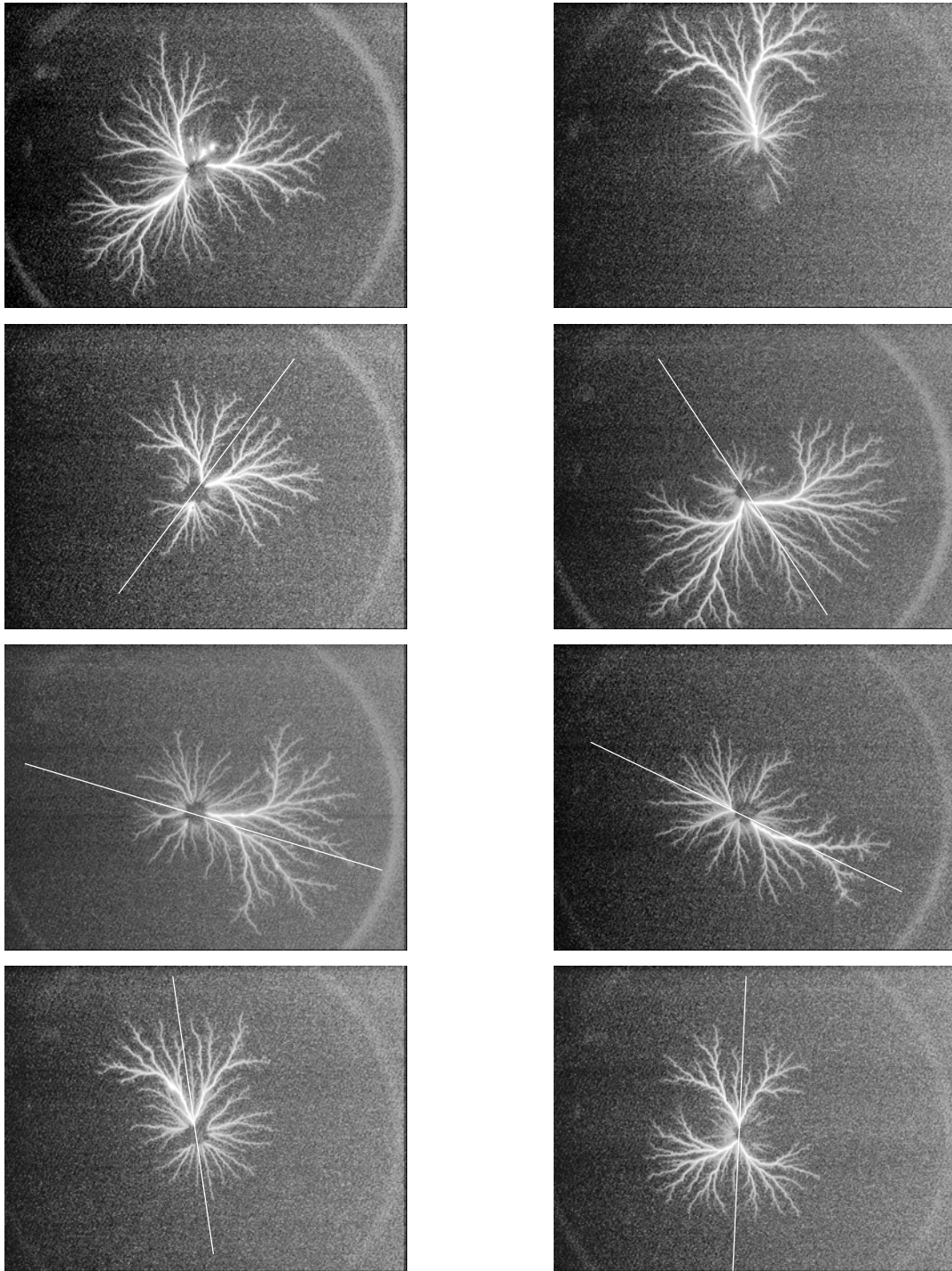


Figure III.27. Exemples typiques des décharges glissantes sous tension continue négative de 70 kV, ces figures sont obtenues avec des échantillons en Bakélite de 2 mm d'épaisseur

### 3.2 Longueur finale des décharges

Au chapitre II, nous avons montré qu'une seule décharge apparaît à chaque fois que l'on applique une impulsion de tension (si son amplitude est supérieure au seuil de génération) alors que sous tension continue, nous obtenons une succession de décharges à chaque fois que la structure isolante est mise sous tension. Ceci est dû à la durée relativement longue du créneau de tension ( $t=60$  s). Pour une tension donnée, les décharges successives n'ont pas la même longueur finale; celle-ci peut varier de quelques millimètres à quelques dizaines de millimètres. Sur les figures III.28, III.29 et III.30 sont montrés des exemples typiques d'enregistrements obtenus sous tension continue. Ces figures illustrent la distribution dans le temps des événements de décharges et de leurs longueurs finales pour différentes valeurs de tension, obtenues avec des échantillons en Bakélite de 5 mm d'épaisseur en polarité négative. Il apparaît de ces enregistrements que :

- la succession des événements de décharges n'est pas périodique. Elle paraît totalement aléatoire dans le temps. Par contre, le nombre total des décharges augmente en fonction de l'amplitude de la tension appliquée comme nous l'avons montré au paragraphe III.1.
- À la différence des décharges sous tension impulsionnelle, la longueur finale des décharges générées sous tension continue varie aléatoirement à un niveau de tension donnée. Mais les valeurs maximales de  $L_f$  augmentent avec l'amplitude de la tension appliquée de manière régulière et reproductible.

Ainsi, lors des mesures des longueurs finales, seules les valeurs maximales de  $L_f$  sont prises en compte. Les résultats obtenus avec des échantillons en Bakélite de différentes épaisseurs sont illustrés par les figures III.31 et III.32. Nous remarquons que la longueur  $L_f$  augmente linéairement en fonction de la tension appliquée et diminue lorsque l'on augmente l'épaisseur du solide isolant. Les pentes des caractéristiques  $L_f=f(U)$  sont similaires à ceux obtenues sous tension impulsionnelle. Par contre, la tension de génération des décharges sous tension continue est nettement supérieure à celle des décharges sous tension impulsionnelle. Ainsi, pour une tension donnée, la longueur finale des décharges sous tension impulsionnelle est largement supérieure à celle enregistrée sous tension continue, quelle que soit la polarité de la pointe.

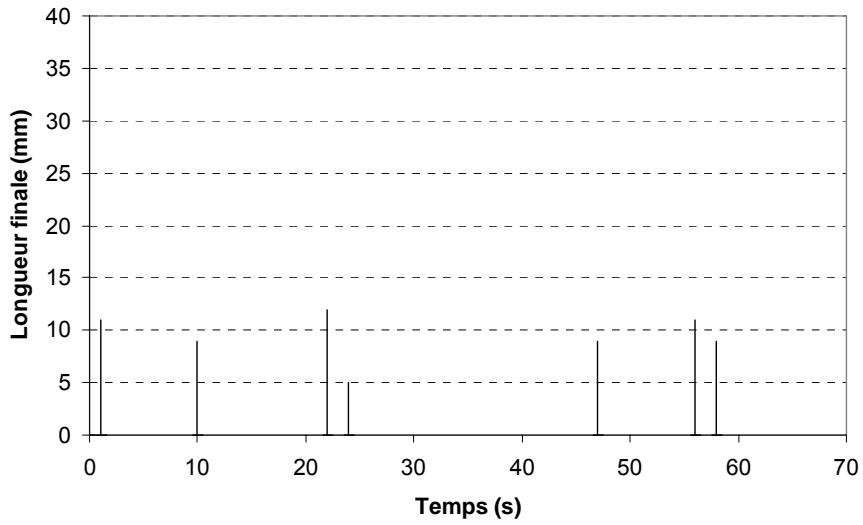


Figure III.28. Exemple typique de la distribution temporelle des décharges et de leurs longueurs. L'enregistrement est effectué avec un échantillon en Bakélite de 5 mm d'épaisseur sous tension continue négative de 50 kV.

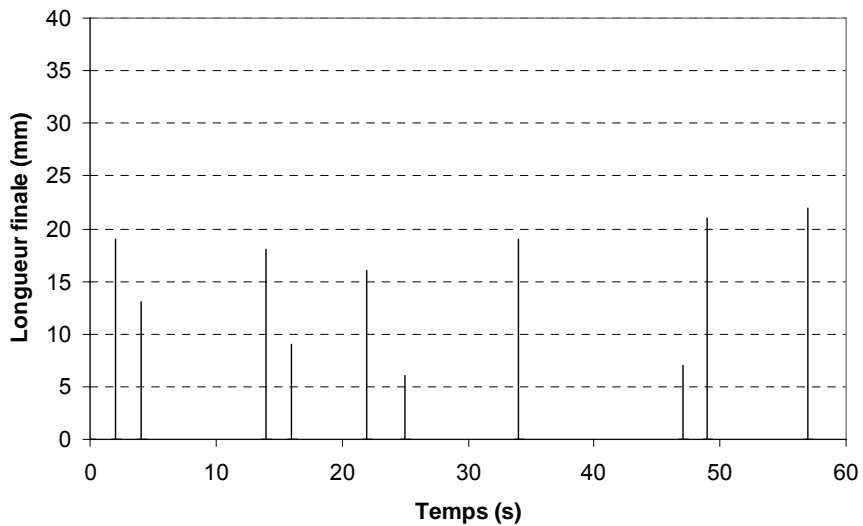


Figure III.29. Exemple typique de la distribution temporelle des décharges et de leurs longueurs. L'enregistrement est effectué avec un échantillon en Bakélite de 5 mm d'épaisseur sous tension continue négative de 60 kV.

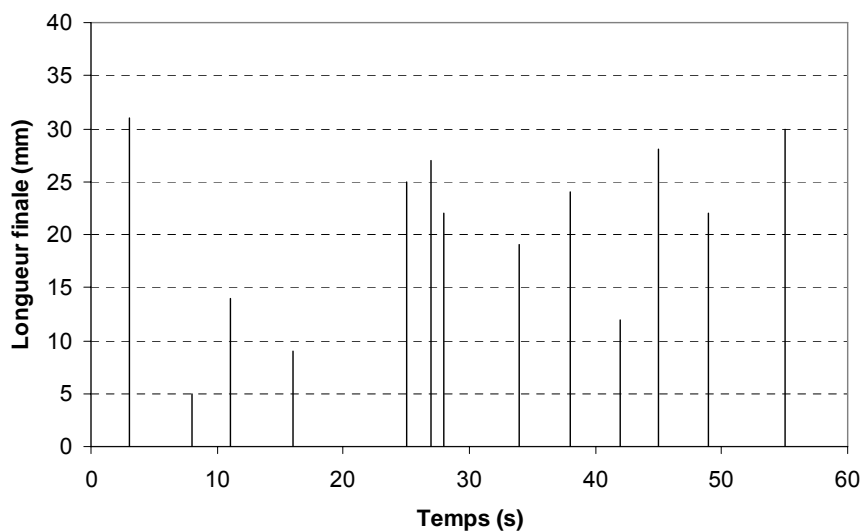


Figure III.30. Exemple typique de la distribution temporelle des décharges et de leurs longueurs. L'enregistrement est effectué avec un échantillon en Bakélite de 5 mm d'épaisseur sous tension continue négative de 70 kV.

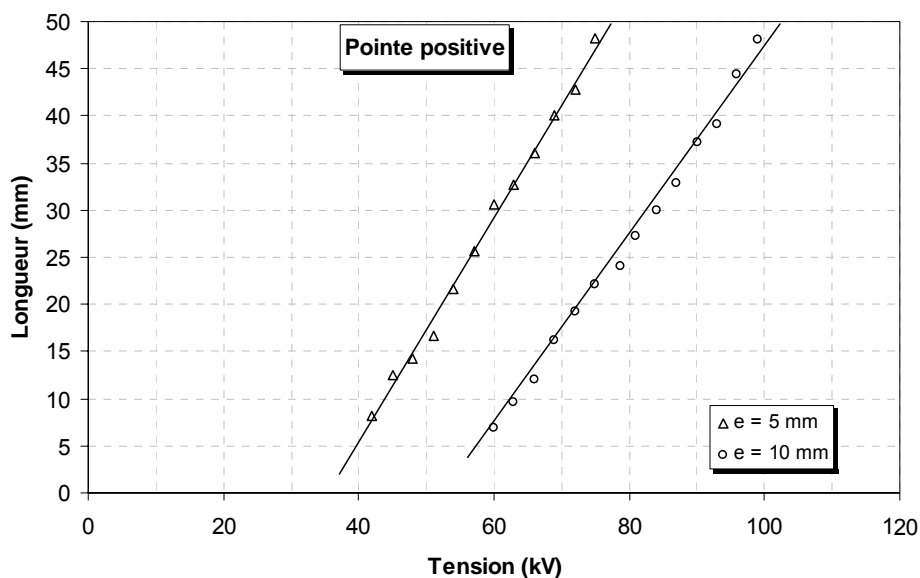


Figure III.31. Evolution de la Longueur finale des décharges glissantes en fonction de la tension appliquée pour des échantillons en Bakélite de 5 et 10 mm d'épaisseur sous tension continue positive.

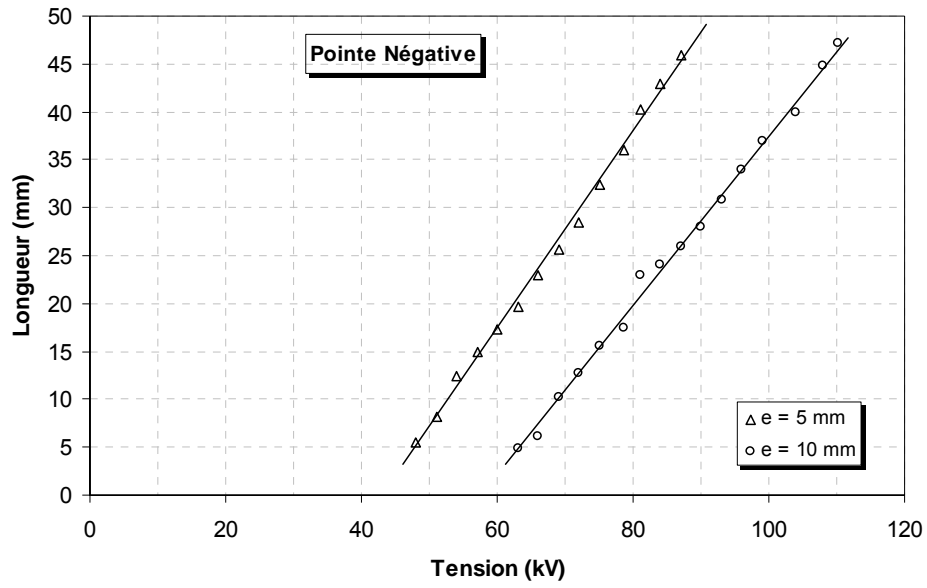


Figure III.32. Evolution de la Longueur finale des décharges glissantes en fonction de la tension appliquée pour des échantillons en Bakélite de 5 et 10 mm d'épaisseur sous tension continue négative.

### 3.3 Courants et charges associés aux décharges glissantes sous tension continue

Quelle que soit la polarité de la pointe, les courants associés aux décharges glissantes sous tension continue rappellent ceux observés sous tension alternative et impulsionnelle. Des oscillogrammes typiques de courant associé aux décharges en polarité positive et la charge totale correspondante sont illustrés par la figure III.33. Le courant est constitué d'une composante continue sur laquelle se superposent des pics brefs de faible amplitude au début de la propagation et qui deviennent progressivement de plus en plus larges et espacés.

Les courants associés aux décharges négatives, dont quelques exemples sont illustrés par la figure III.34, sont composés d'un train d'impulsions d'amplitude croissante. Il existe une faible composante continue au début de la propagation, comparable à celle enregistrée en polarité positive. Les pics de courant sont plus espacés à la fin de la propagation qu'à son début.

De la même manière que les décharges sous tension alternative, pour une tension donnée, seules les valeurs maximales de la charge totale  $Q_T$  sont pris en compte. Sur la figure III.35 est représentée l'évolution de la charge totale  $Q_T$  en fonction de la tension appliquée pour les deux polarités de la pointe, pour des échantillons en Bakélite de 5 et 10 mm. Ces résultats montrent que la charge totale augmente avec la tension appliquée pour tous les échantillons utilisés quelle que soit la polarité. Par ailleurs, pour une tension donnée,  $Q_T$  est plus élevée lorsque l'épaisseur de l'échantillon solide diminue indiquant aussi l'intervention d'effets capacitifs. Ces résultats rappellent ceux obtenus sous tension alternative et impulsionnelle.

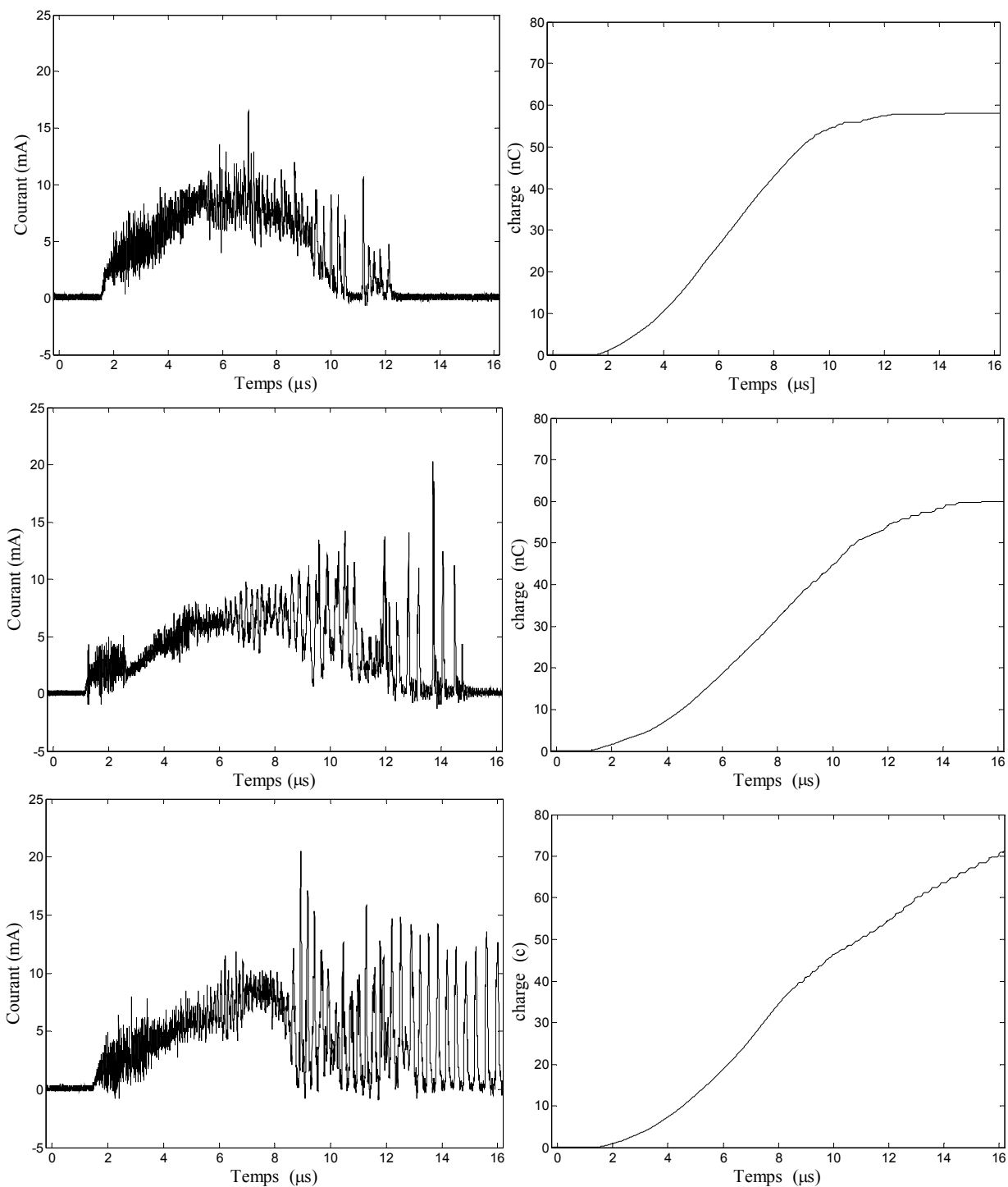


Figure III.33. *Formes typiques des courants associés aux décharges glissantes sous tension continue positive  $U=50$  kV et la charge totale correspondante, ces oscillogrammes sont obtenus avec des échantillons en Bakélite de 2mm d'épaisseur sous tension.*



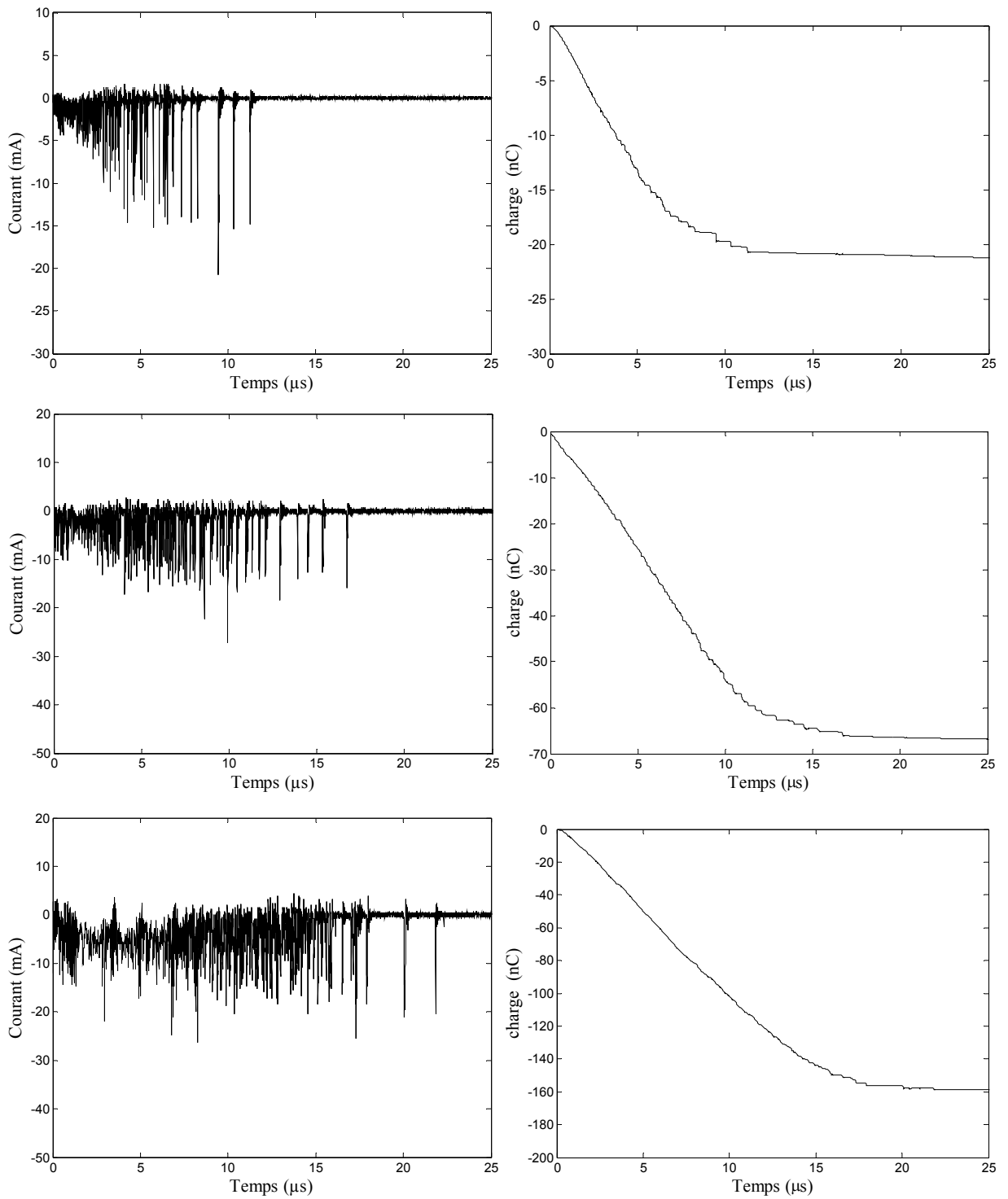


Figure III.34. Formes typiques des courants associés aux décharges glissantes sous tension continue négative  $U = 50 \text{ kV}$  et la charge totale correspondante, ces oscillogrammes sont obtenus avec des échantillons en Bakélite de 2mm d'épaisseur.

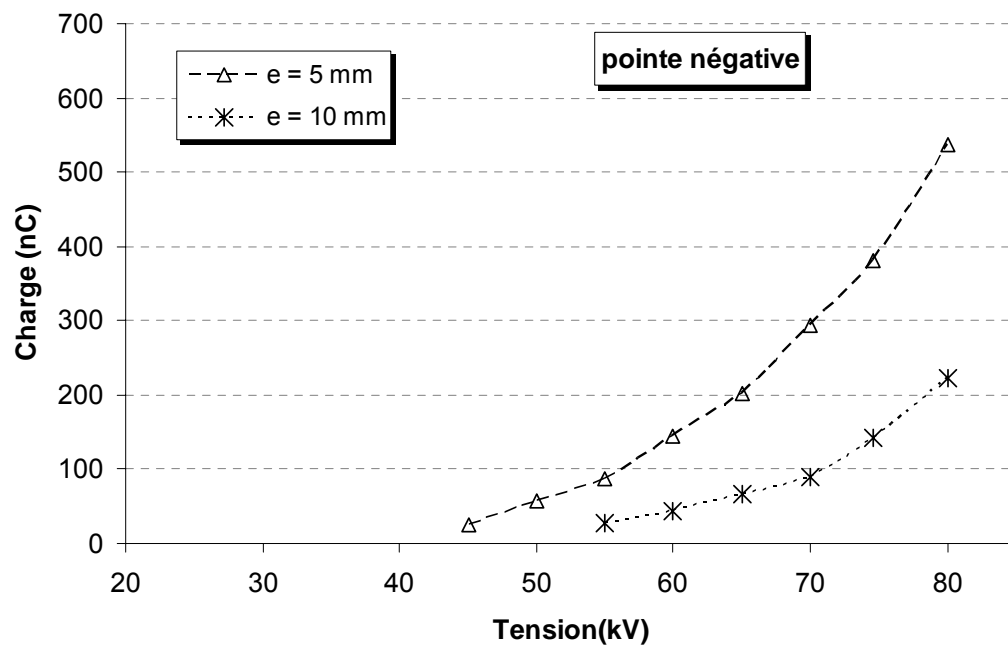
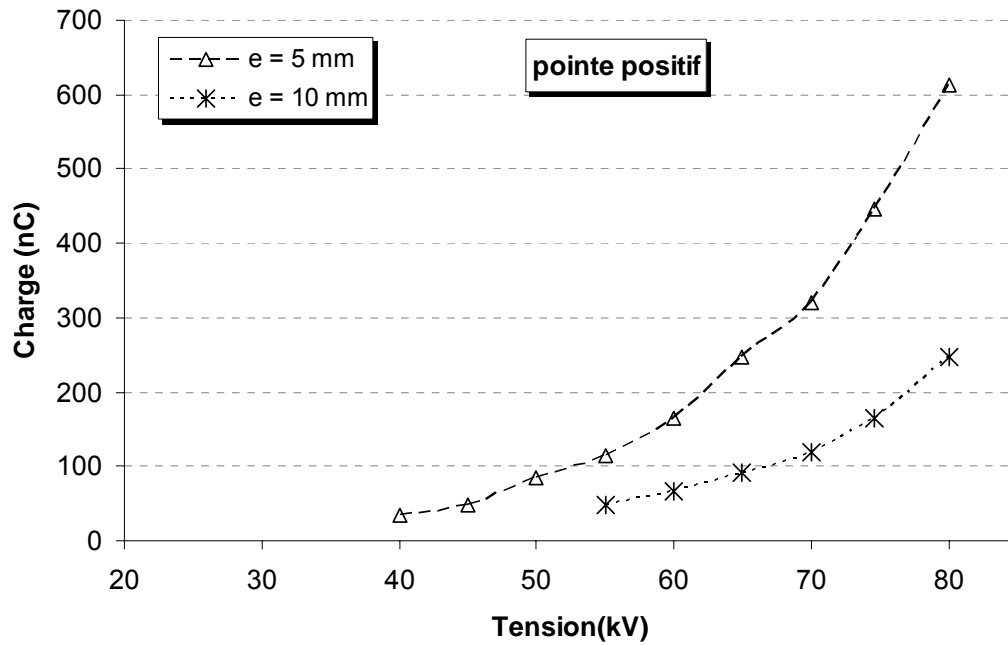


Figure III.35. Evolution de la charge maximale associée aux décharges glissantes sous tension continue en fonction de la tension appliquée, obtenues avec des échantillons en Bakélite de 5 et 10 mm d'épaisseur pour les deux polarités de la pointe.

### 3.4 Cas des autres matériaux

Les résultats exposés aux paragraphes précédents concernent exclusivement des décharges glissantes obtenues avec des échantillons de Bakélite et de papier imprégné. Ce sont les seuls matériaux avec lesquels on a pu obtenir des décharges glissantes sous tension continue. Avec des échantillons solides issus du verre et de Polymères tels que le polycarbonate, le Polyéthylène et le Polypropylène, il n'a pas été possible d'observer des décharges glissantes sous tension continue, à l'exception de quelques rares décharges intempestives observées uniquement en polarité positive. Lorsque on augmente l'amplitude de la tension  $U$  au delà de 120 kV, on observe soit un claquage du solide isolant et sa destruction définitive, soit un contournement complet de l'échantillon solide. Ce Phénomène a été observé par Lesaint [76] lors de l'étude de l'influence de la fréquence de la tension sur la génération des streamers dans les liquides. Ceci est dû au fait que les charges injectées à la pointe se déposent sur le plan isolant et conduisent à une élévation rapide du potentiel. Toute la tension appliquée est pratiquement reportée sur l'isolant solide et aucun phénomène n'est observé dans le liquide.

## 4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que les décharges générées sous tension alternative et continue, se distinguent par un aspect non-radial, contrairement à celles observées sous tension impulsionnelle. L'orientation des branches, lors de la propagation, serait influencée par la présence de charge d'espace sur la surface de l'isolant solide, dont la distribution est non-uniforme. D'un autre côté, les longueurs finales des décharges sont nettement plus élevées sous tensions alternatives, comparées à celles obtenues sous tension impulsionnelle et continue, et par conséquent les tensions de contournement sont plus faibles. Par ailleurs, nous avons vu que le nombre d'événement de décharges en continue et en alternatif, dépend à la fois de l'amplitude de la tension et de la nature du solide isolant. Par conséquent, un claquage total intervient à des tensions relativement faibles, si la tension appliquée est maintenue pendant une durée allant de quelques secondes à quelques minutes (selon la nature et l'épaisseur du solide). Ce claquage se produit, par le contournement ou par

la perforation de l'isolant solide, suite à des décharges partielles qui prennent naissance au voisinage de la pointe et se propagent progressivement à la surface et à l'intérieur du solide.

Sous tension continue, les tensions de génération des décharges dépendent fortement de la nature du solide isolant, elles sont généralement largement supérieures à celles enregistrées sous tension impulsionnelle et alternative. Avec certains matériaux solides, comme le verre, le Polycarbonate, Polyéthylène et le Polypropylène nous n'avons pu observer des décharges glissantes.

Les formes de courants enregistrés sont globalement similaires, que ce soit en continue, en alternative ou en impulsionnel. Cependant, la forme de l'onde de tension, se révèle être un facteur déterminant dans la génération et la propagation des décharges.

# Chapitre IV

## Analyse fractale des décharges radiales



## 1 Introduction

La morphologie des décharges électriques a fait l'objet de nombreux travaux [58, 59, 61-65]. Et c'est avec l'avènement de la géométrie fractale au début des années 70 que la classification des décharges est devenue possible. Des travaux de pionniers menés par Sawada *et al* [58] ont montré que les branches apparemment désordonnées qui constituent les décharges, forment des arborescences du type fractal. Cependant, la majorité des travaux publiés sur la morphologie des décharges portent sur la simulation numérique d'arborescences générées par ordinateur et non sur l'analyse directe de décharges observées expérimentalement. Le but de ce chapitre est l'analyse fractale des décharges glissantes obtenues expérimentalement. Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'étude l'influence des propriétés des matériaux sur la morphologie de ces décharges afin d'établir une relation éventuelle entre la dimension fractale de ces décharges et ces propriétés.

Dans leurs travaux, Niemeyer *et al* [59] ont effectué un comptage visuel des branches des décharges  $n(r)$  en fonction des rayons  $r$ . Dans notre travail l'analyse et le comptage des branches des décharges sont effectués à l'aide d'un programme informatique conçu spécialement, dans le but d'obtenir des résultats aussi précis que possible.

## 2 Procédure expérimentale

Au chapitre II, nous avons montré que la longueur finale des décharges glissantes sous tension impulsionnelle est très influencée par l'épaisseur du diélectrique solide. Plus l'échantillon solide est mince plus les décharges qui se développent sur sa surface sont longues. D'autre part, indépendamment de la tension à laquelle les décharges sont générées, plus les échantillons solides sont minces, plus les décharges glissantes sont ramifiées comme le montre les exemples illustrés par les figures IV.1a, IV.2a et IV.3a. Afin d'analyser le comportement fractal des décharges radiales, nous avons choisi d'étudier des décharges de 45 mm de longueur finale, que nous avons appelé « longueur standard »  $S$  pour tous les échantillons solides utilisés. Ainsi, pour chaque matériau étudié d'épaisseur  $e$ , la tension appliquée est augmentée progressivement, jusqu'à l'obtention d'une décharge de longueur finale  $L_f = S$ . Le tableau IV.1 donne la tension nécessaire pour obtenir une décharge de longueur  $S$  pour les différents matériaux et épaisseurs.

Tableau IV.1 Tension moyenne requise pour obtenir une décharge glissante de  $S=45$  mm de longueur finale pour les différents matériaux et épaisseurs.

	<i>2 mm</i>	<i>10mm</i>	<i>20mm</i>	<i>30mm</i>
<i>Bakélite</i>	<i>43 kV</i>	<i>53 kV</i>	<i>58 kV</i>	<i>65 kV</i>
<i>Verre</i>	<i>45 kV</i>	<i>52 kV</i>	<i>59 kV</i>	<i>68 kV</i>
<i>Polycarbonate</i>	<i>52 kV</i>	<i>60 kV</i>	<i>68 kV</i>	<i>75 kV</i>



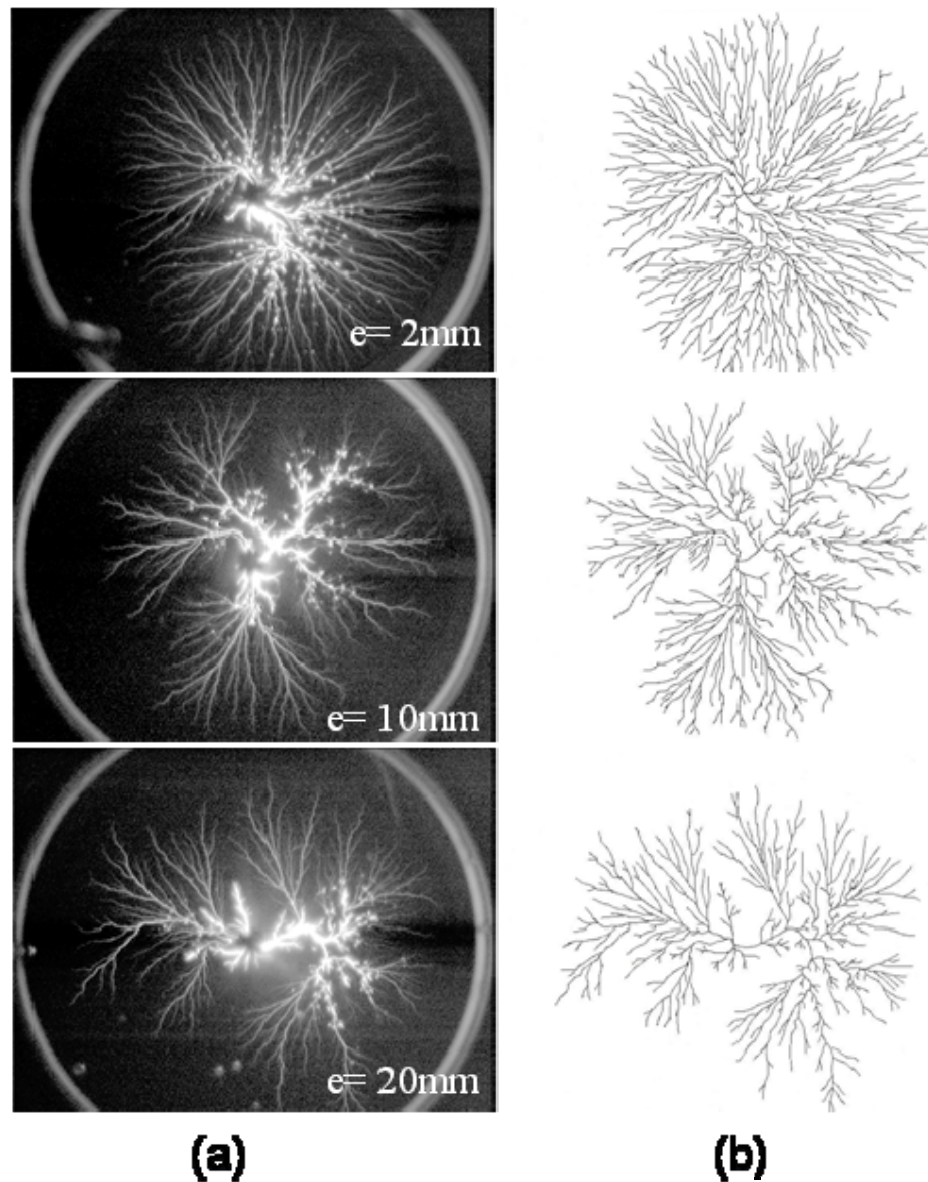


Figure.IV. 1. Images de décharges glissantes se propageant sur des échantillons en Bakélite de différentes épaisseurs  $e$ , sous tension impulsionnelle : (2mm,  $U_{\text{crête}} = 44 \text{ kV}$ ), (10mm  $U_{\text{crête}} = 53 \text{ kV}$ ) et (20 mm,  $U_{\text{crête}} = 58 \text{ kV}$ ) : (a) image originale et (b) image en binaire correspondante.

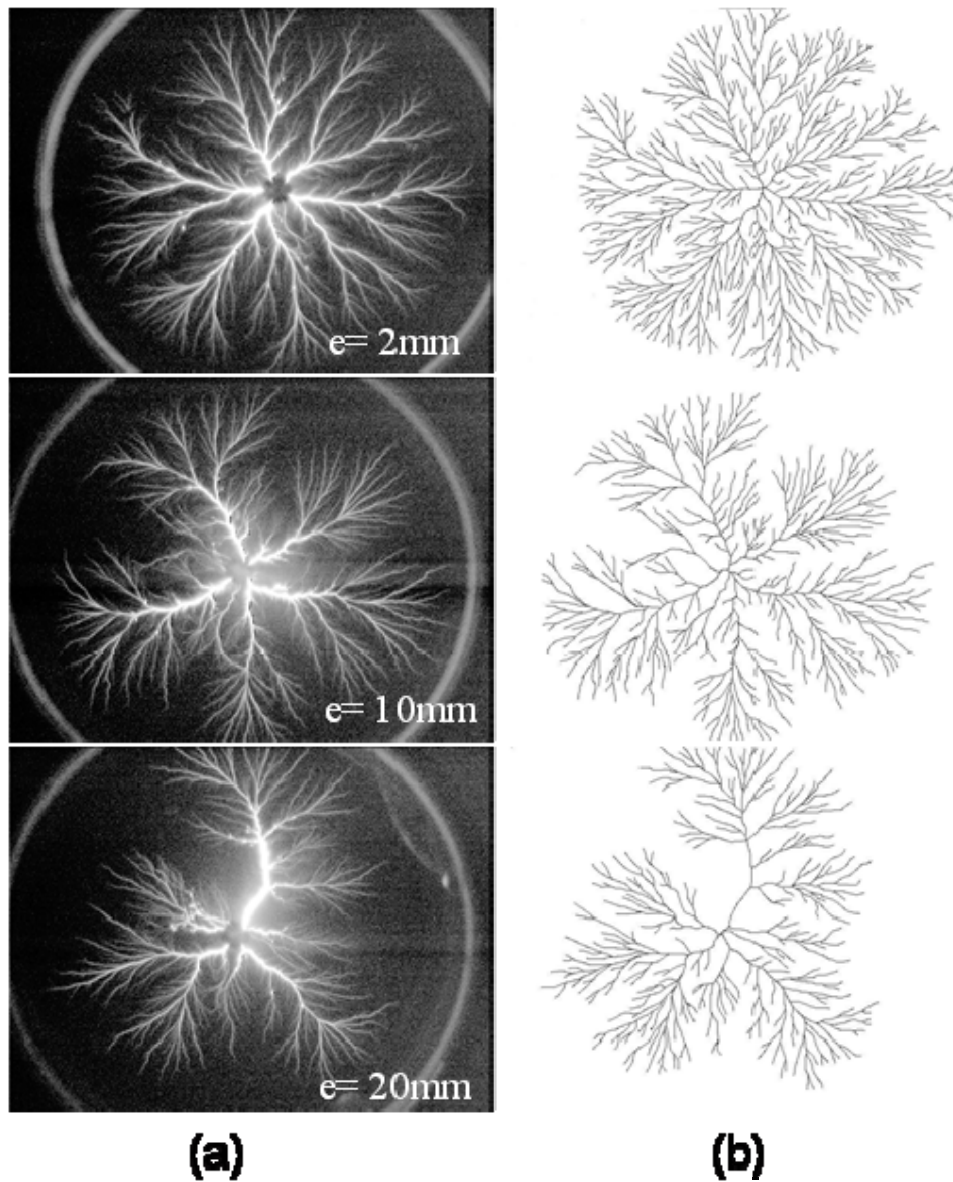


Figure.IV. 2. Images de décharges glissantes se propageant sur des échantillons en Verre de différentes épaisseurs  $e$ , sous tension impulsionnelle : (2mm,  $U_{\text{crête}} = 46 \text{ kV}$ ), (10mm  $U_{\text{crête}} = 54 \text{ kV}$ ) et (20 mm,  $U_{\text{crête}} = 60 \text{ kV}$ ): (a) image originale et (b) image en binaire correspondante.

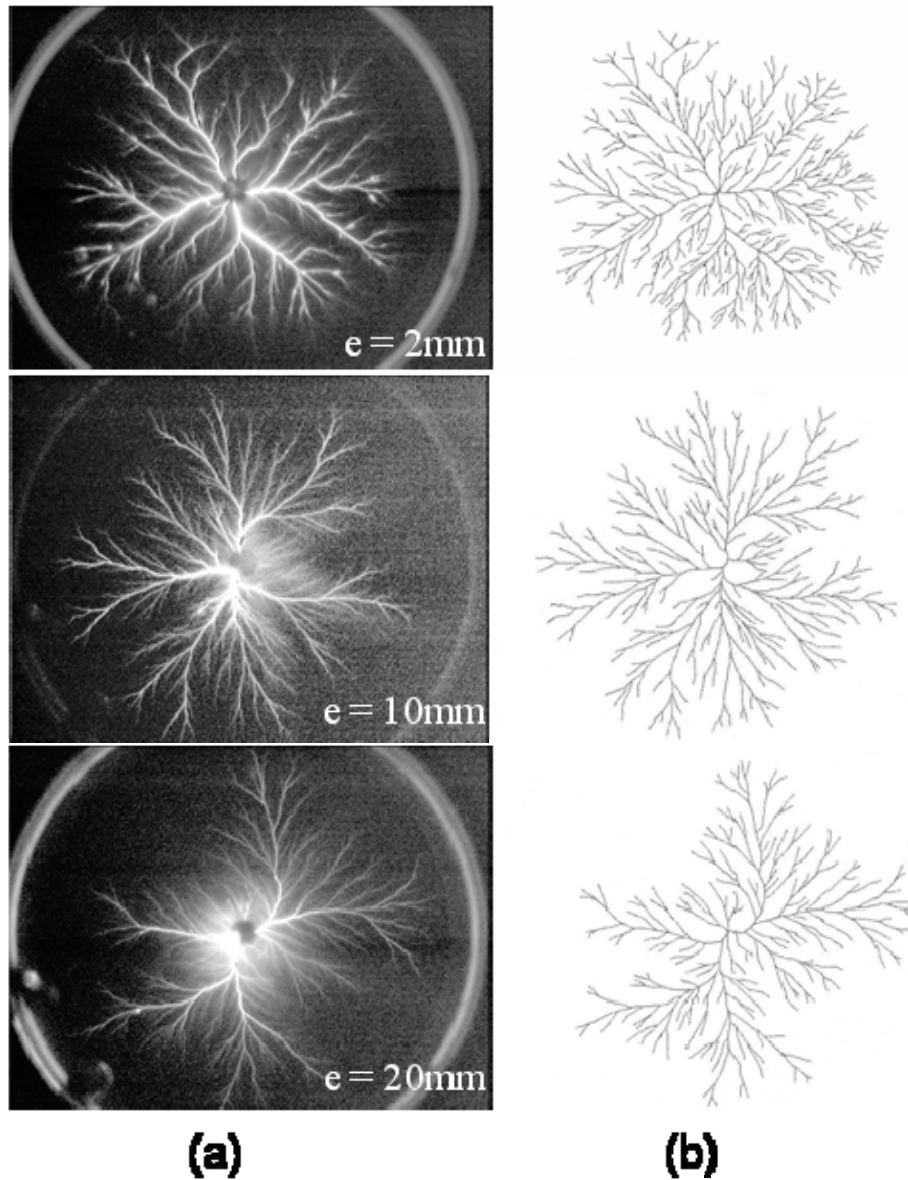


Figure.IV. 3. Images de décharges glissantes se propageant sur des échantillons en Polycarbonate de différentes épaisseurs  $e$ , sous tension impulsionnelle : ( $2\text{mm}$ ,  $U_{\text{crête}} = 51\text{ kV}$ ), ( $10\text{mm}$   $U_{\text{crête}} = 59\text{ kV}$ ) et ( $20\text{ mm}$ ,  $U_{\text{crête}} = 67\text{ kV}$ ): (a) image originale et (b) image en binaire correspondante.

### 3 Analyse fractale des décharges

La dimension fractale peut être calculée par plusieurs méthodes [62]. Dans notre étude nous avons utilisé les relations de mesure fractale et la méthode de quadrillage. Ces deux méthodes sont les plus adaptées pour les décharge radiales surfaciques. Dans les paragraphes suivants nous allons résumer le principe de chacune de ces deux méthodes.

#### 3.1 Méthode de la relation de mesure fractale

##### 3.1.1 Principe de la méthode

La dimension fractale  $D$  est mesurée par rapport à la longueur totale de toutes les branches constituant la décharge  $L(R)$ , contenues dans un cercle de rayon  $R$  pour diverses valeurs de  $R$ . L'épaisseur des branches est supposée constante. La dimension fractale  $D$  est alors l'exposant liant  $L$  à  $R$  selon la relation [61]

$$L(R) = \int_0^R \rho(r) r^{(d_e-1)} dr = R^D \quad (\text{IV.1})$$

$D$  est alors

$$D = \frac{d \log(L(R))}{d \log(R)} \quad (\text{IV.2})$$

$d_e$  est la dimension Euclidienne ( $d_e = 2$  dans le cas des décharges surfaciques)

$\rho(r)$  est la densité radiale de branches sur un cercle de rayon  $r$ .  $\rho(r)$  est donnée par

$$\rho(r) \sim r^{-(d_e-D)} = r^{D-2} \quad (\text{IV.3})$$

$$-(d_e - D) = \frac{d \log(\rho(r))}{d \log(r)} \quad (\text{IV.4})$$

Il résulte de ce qui précède, qu'en effectuant un comptage rigoureux du nombre de branches  $n(r)$  pour différentes valeurs de  $r$  et en traçant les données sur une échelle bi-logarithmique, on peut déterminer la dimension fractale  $D$ .

### 3.1.2 Programme de calcul

Le simple comptage visuel du nombre de branches de la décharge, qui s'effectue directement sur la photographie, est laborieux et la marge d'erreurs dans ce cas est très élevée. Pour cette raison, nous avons conçu un programme informatique, capable d'effectuer le comptage des branches à partir des photographies numériques. Le principal but de cette démarche est de minimiser l'erreur de comptage et de pouvoir analyser un grand nombre d'images en un minimum de temps.

Les données contenues dans la photographie numérique de la décharge sont transformées en une matrice de  $580 \times 780$  éléments. Les éléments de la matrice sont des entiers, dont la valeur est comprise entre 1 (qui représente le noir) et 255 (qui représente le blanc) représentant les données relatives à la couleur de chaque pixel de l'image. Les valeurs intermédiaires entre 1 et 255 représentent les nuances de gris. L'étape suivante consiste à calculer les coordonnées du point central de la décharge ; ce point correspond à la pointe où le point de départ de toutes les branches. A partir de ce point, le programme trace des cercles virtuels concentriques, centrés autour du point de référence. Le rayon des cercles est d'une valeur croissante, qui varie de 1 jusqu'à la valeur de la longueur finale des branches, afin de couvrir toute la figure de la décharge, (figure IV.4). La figure IV.5 montre le tracé du niveau de gris sur le contour de l'un des cercles virtuels de rayon  $r_j$ . Les pics observés sur cette figure correspondent au nombre de branches  $n_j(r_j)$  correspondant au rayon  $r_j$ .

Cette opération est répétée pour toutes les valeurs de  $r$ . Nous obtenons alors le nombre de branches pour les valeurs ascendantes de  $r$ . A partir de la valeur  $n(r)$ , on obtient la densité radiale de branches  $\rho(r)$ , la distance moyenne entre deux branches voisines  $\langle \lambda(r) \rangle$ , et la longueur totale de toutes les branches qui constituent la décharge  $L(R)$ , contenues dans un cercle de rayon  $r$ . Le tracé de  $L(R) = f(R)$  en coordonnées bi-logarithmiques donne une estimation de la dimension fractale  $D$  qui représente la pente de la partie linéaire de la courbe. Notons que cette méthode ne nécessite aucune transformation de l'image originale qui peut provoquer une perte d'information.

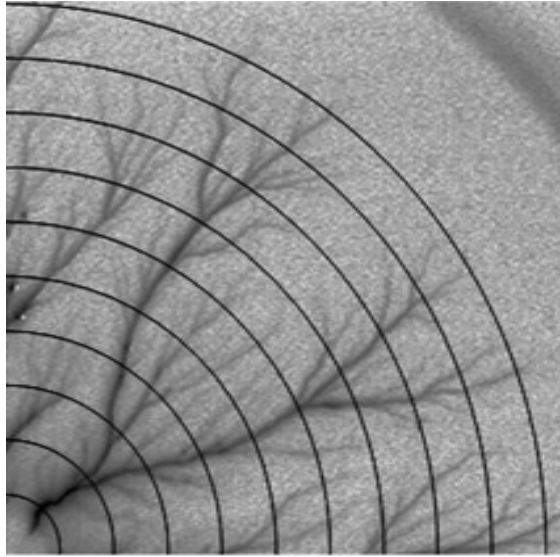


Figure.IV. 4. Diagramme représentant la variation du nombre de branches en fonction du rayon de propagation de la décharge

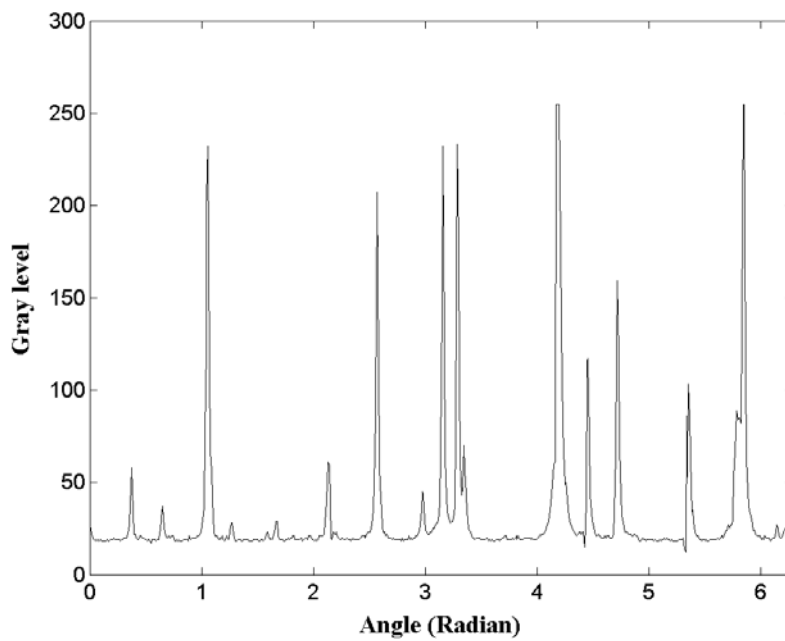


Figure.IV. 5. Niveau du gris en fonction de l'angle  $\theta$  (radian). Le diagramme représente l'intensité lumineuse le long d'un contour circulaire de rayon  $R$  ; les pics sur la courbe correspondent au nombre de branches de la décharge pour ce rayon

### 3.1.3 Résultats

Les résultats de l'analyse fractale des figures IV.1a, IV.2a et IV.3a montrent que quelles que soient la nature et l'épaisseur de l'échantillon solide étudié, la densité radiale de branches  $\rho(r)$  reste quasiment constante en fonction du rayon  $r$ , jusqu'au point  $R=200$  pixels qui correspond à la longueur d'arrêt de la propagation de la décharge (figure IV.6, IV.7 et IV.8). Par conséquent, la pente ( $\alpha=D-2$ ) de la partie linéaire de  $\rho(r)=f(R)$  est égale à zéro. La dimension fractale estimée à partir des caractéristiques  $\rho(r)=f(R)$  est alors  $D \sim 2$  dans tous les cas étudiés.

Les figures IV.9 à IV.12 montrent la relation entre la longueur totale de toutes les branches de la décharge  $L(R)$  contenue dans un cercle de rayon  $R$  et le rayon lui-même. Les caractéristiques obtenues sont des droites ayant la même pente,  $D \sim 2$ . Selon l'équation IV.1, la dimension fractale  $D$  de l'objet représente la pente de ces droites.

Avec cette méthode, nous avons abouti dans tous les cas étudiés à une dimension fractale égale à la dimension euclidienne  $D \sim 2$ . Cela est dû à l'invariance de la densité radiale de branches  $\rho(r)$  en fonction du rayon  $R$ . Toutefois, nous avons constaté que  $\rho(r)$  dépend de l'épaisseur et de la nature du solide isolant. Le Tableau IV.2 résume les résultats obtenus. Ces résultats montrent que densité radiale est plus élevée lorsque l'épaisseur du solide diminue. Pour une épaisseur donnée,  $\rho(r)$  est plus faible avec des échantillons en Polycarbonate qu'avec des échantillons en Verre et en Bakélite.

Tableau IV.2 Densité radiale moyenne

Épaisseur des échantillons solide	Densité radiale de branches (nombre de branches /cm)		
	Bakélite	Verre	Polycarbonate
2mm	$3,5 \pm 0,3$	$3,3 \pm 0,3$	$2,6 \pm 0,3$
10mm	$2,5 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,3$	$1,8 \pm 0,3$
20mm	$1,8 \pm 0,3$	$1,6 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,3$
30mm	$1,5 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,3$

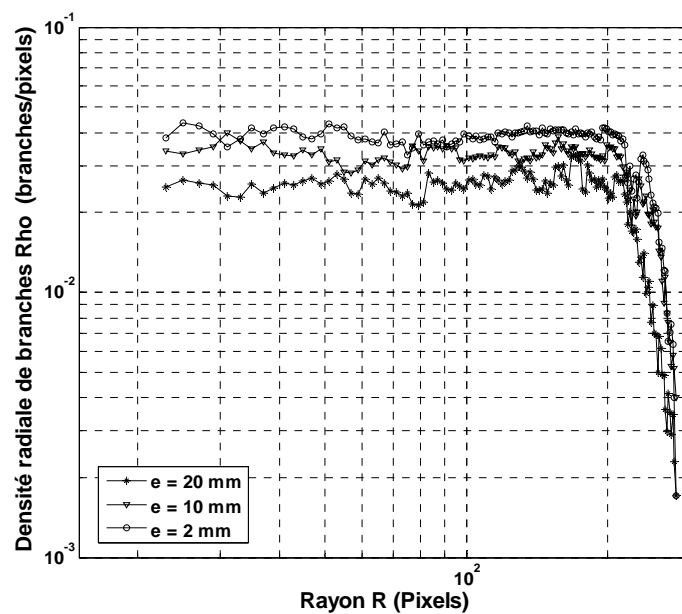
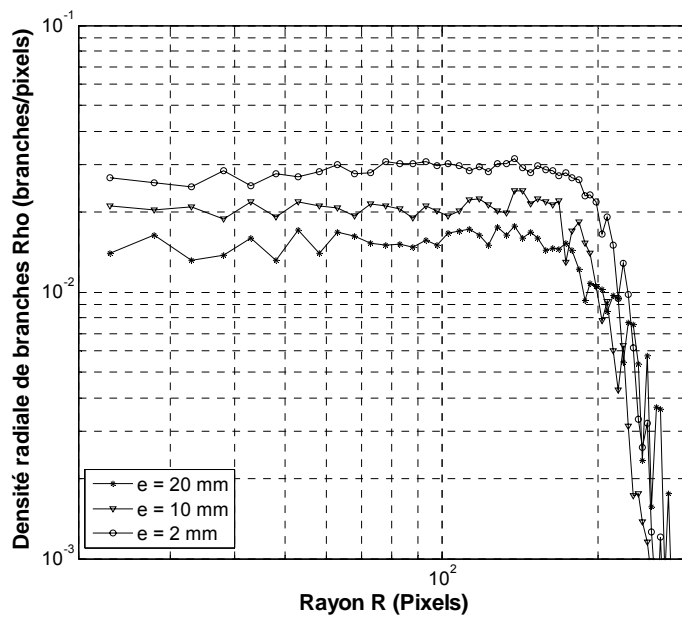


Figure.IV. 6. Densité radiale de branches  $\rho(r)$  (Branches/pixel) en fonction du rayon  $r$  (distance du centre de la décharge) obtenue à partir de l'analyse des figures 1a représentant des figures de décharge observées sur des échantillons en Polycarbonate et bakélite de différentes épaisseurs ;  $e = 2\text{mm}$ ,  $10\text{mm}$  et  $20\text{mm}$



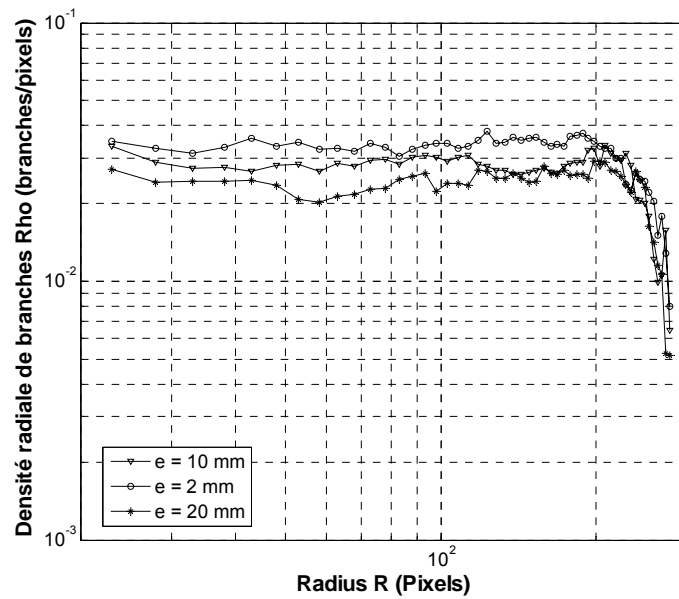


Figure.IV. 7. Densité radiale de branches  $\rho(r)$  (Branches/pixel) en fonction du rayon  $r$  (distance du centre de la décharge) obtenue à partir de l'analyse des figures 1a, 2a et 3a représentant des exemples de décharges se propageant sur des échantillons de 2 mm d'épaisseur, issues des trois matériaux étudiés.

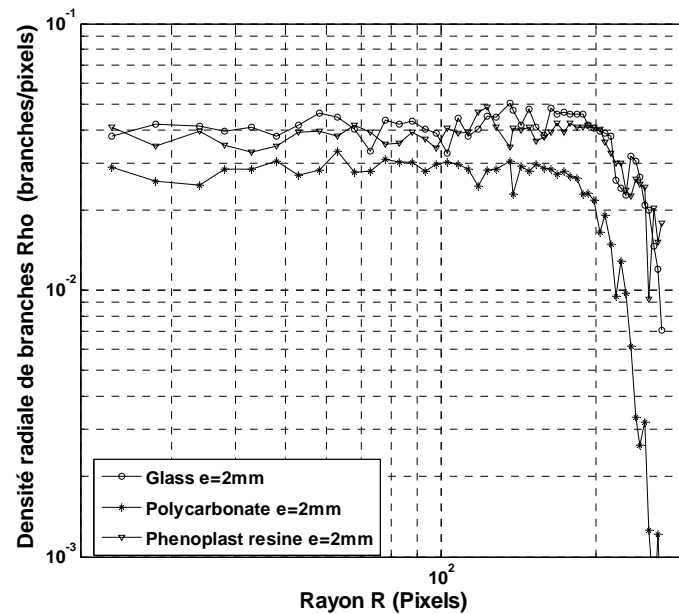


Figure.IV. 8. Densité radiale de branches  $\rho(r)$  (Branches/pixel) en fonction du rayon  $r$  (distance du centre de la décharge) obtenue à partir de l'analyse des figures 1a représentant des figures de décharge observées sur des échantillons en Verre de différentes épaisseurs ;  $e = 2\text{mm}$ ,  $10\text{mm}$  et  $20\text{mm}$

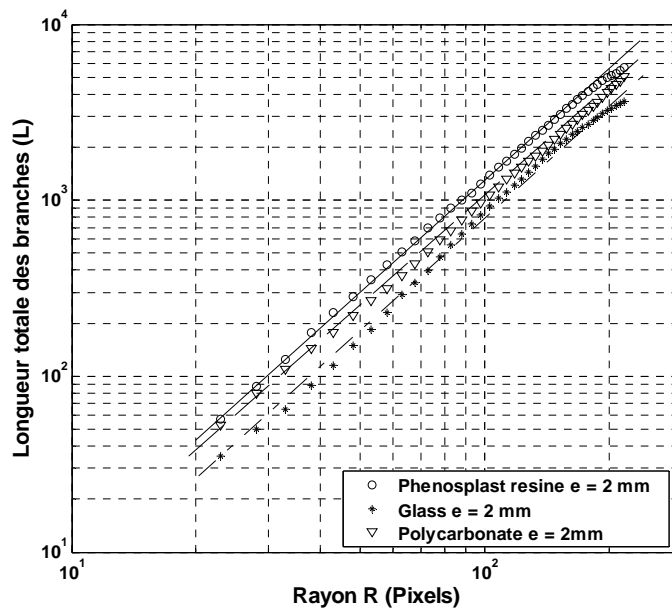


Figure.IV. 9. Longueur totale de toutes les branches  $L$  contenue dans un cercle de rayon  $R$  en fonction du rayon  $R$ , résultat de l'analyse des figures 1a, 2a, et 3a représentant des exemples de décharges se propageant sur des échantillons en Bakélite, en Verre et en Polycarbonate de 2 mm d'épaisseur.  $D$  est approximativement similaire pour les trois matériaux étudiés:  $D \approx 2$

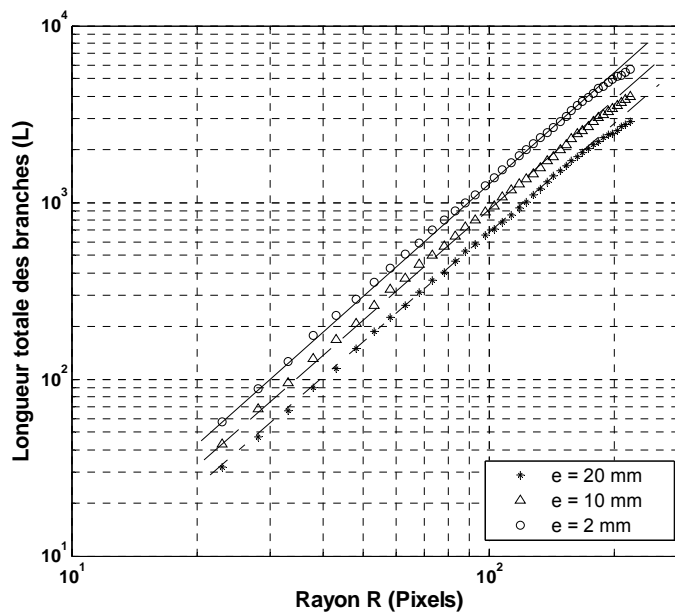


Figure.IV. 10. Longueur totale de toutes les branches  $L$  contenue dans un cercle de rayon  $R$  en fonction du rayon  $R$ , résultat de l'analyse de la figure 1a représentant des exemples de décharges se propageant sur des échantillons en Bakélite. Ces résultats sont obtenus en utilisant la méthode de mesure fractale.  $D$  est approximativement similaire pour  $e = 2$  mm, 10 mm et 20 mm:  $D \approx 2$

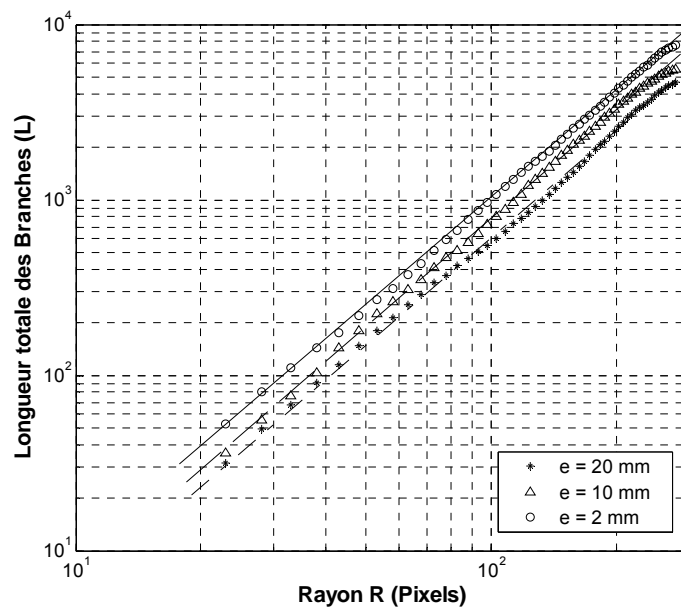


Figure.IV. 11. Longueur totale de toutes les branches  $L$  contenue dans un cercle de rayon  $R$  en fonction du rayon  $R$ , résultat de l'analyse de la figure 1a représentant des exemples de décharges se propageant sur des échantillons en Verre. Ces résultats sont obtenus en utilisant la méthode de mesure fractale.  $D$  est approximativement similaire pour  $e = 2\text{mm}$ ,  $10\text{mm}$  et  $20\text{mm}$ :  $D \approx 2$

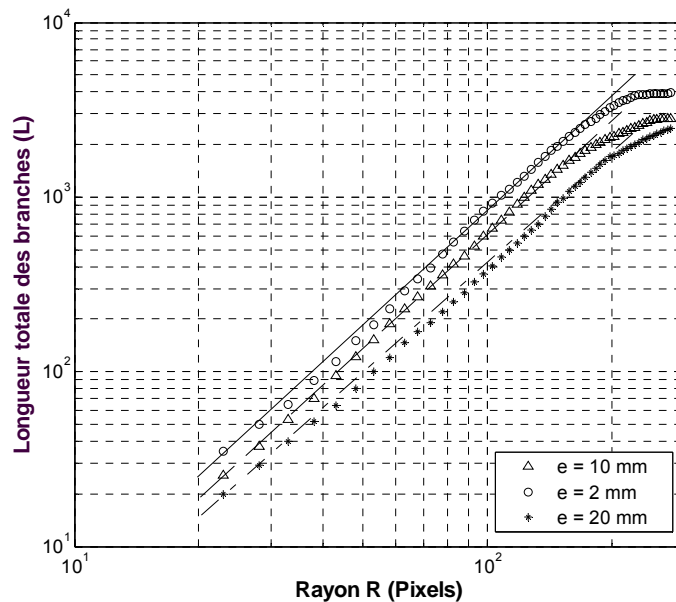


Figure.IV. 12. Longueur totale de toutes les branches  $L$  contenue dans un cercle de rayon  $R$  en fonction du rayon  $R$ , résultat de l'analyse de la figure 1a représentant des exemples de décharges se propageant sur des échantillons en Polycarbonate. Ces résultats sont obtenus en utilisant la méthode de mesure fractale.  $D$  est approximativement similaire pour  $e = 2\text{mm}$ ,  $10\text{mm}$  et  $20\text{mm}$ :  $D \approx 2$

## 3.2 La méthode de quadrillage (Box counting method)

### 3.2.1 Principe de la méthode

L'estimation de la dimension fractale  $D$  des décharges est effectuée avec la méthode de quadrillage, (Box-counting method). Cette méthode consiste à couvrir la figure de décharge par un maillage carré de taille  $l$ , et de compter le nombre de carrés  $N$  contenant n'importe quelle partie de la décharge. La taille des mailles est changée à chaque étape de la procédure laquelle est répétée plusieurs fois. La relation entre le nombre de carrés  $N(l)$  et la taille  $l$  du côté du carré détermine la dimension fractale de l'objet  $D$  selon les relations suivantes :

$$N(l) \sim l^{-D} \quad (\text{IV.5})$$

donc

$$D = -\lim_{l \rightarrow 0} \frac{\log N(l)}{\log l} \quad (\text{IV.6})$$

### 3.2.2 Programme de calcul

La première étape consiste à transformer les images originales en binaire (c'est à dire, noir et blanc) (Figures IV.1b, IV.2b, IV.3b). Ces images binaires sont ensuite traitées avec un programme que nous avons conçu. Le principe du programme consiste à générer un maillage carré de côté  $l$  qui couvre complètement l'image de la décharge, (figure IV.13). Le nombre de carrés contenant n'importe quelle branche de la décharge  $N(l)$  est compté pour chaque valeur de  $l$ . A la fin, on trace la caractéristique  $N = f(l)$  dans un système de coordonnées logarithmique. La dimension fractale  $D$ , correspond à la pente de la partie linéaire obtenue.

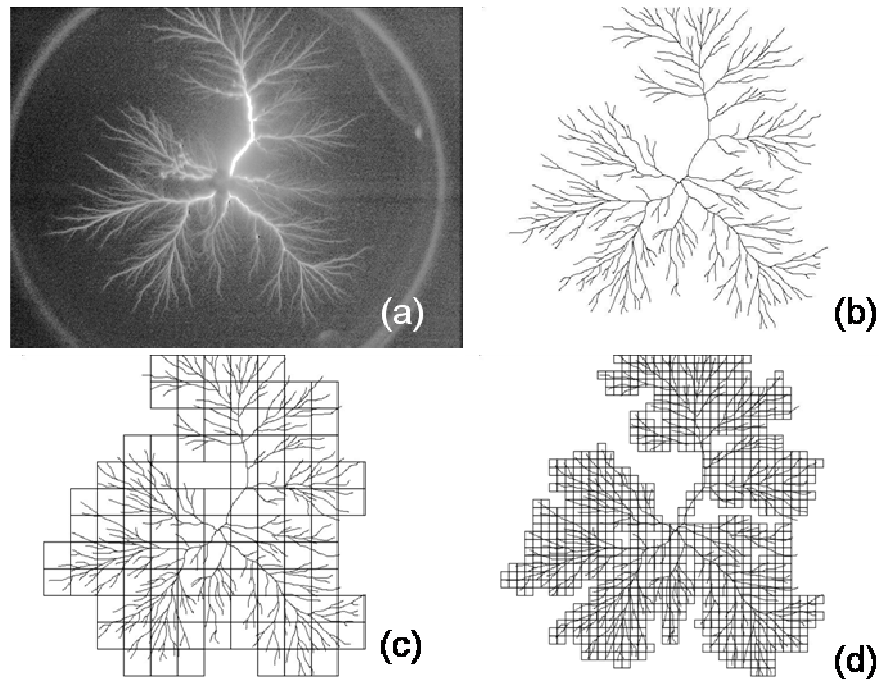


Figure.IV. 13. Schéma de la méthode de quadrillage : (a) image originale, (b) image binaire correspondante, (c) et (d) l'image binaire couverte par des carrés de côté  $l = 40$  pixels et  $l = 10$  pixels respectivement.

### 3.2.3 Résultats

Les figures IV.14 à IV.17 représentent les résultats de l'analyse fractale des décharges illustrés par les figures IV.1b, IV.2b et IV.3b en utilisant la méthode de quadrillage. La dimension fractale  $D$  de chaque figure de décharge est extraite de la pente des droites  $N = f(l)$ . Les valeurs de  $D$  pour différents matériaux solides et épaisseurs sont résumées dans le tableau IV.3. Ainsi, il existe une relation entre les caractéristiques du matériau isolant solide (épaisseur  $e$  et constante diélectrique  $\epsilon_r$ ), et le degré de ramification des décharges représenté par le nombre sans dimension  $D$ . Nous pouvons constater que quelle que soit la nature de l'échantillon solide utilisé, plus l'échantillon est fin, plus la décharge est ramifiée et  $D$  est élevé. D'autre part, pour une épaisseur donnée,  $D$  augmente avec la permittivité relative (constante diélectrique)  $\epsilon_r$  du matériau solide.  $D$  est plus élevé pour la Bakélite et le Verre, que dans le cas du Polycarbonate. Par conséquent, la dimension fractale des décharges glissantes semble dépendre de la nature et de l'épaisseur du solide isolant.

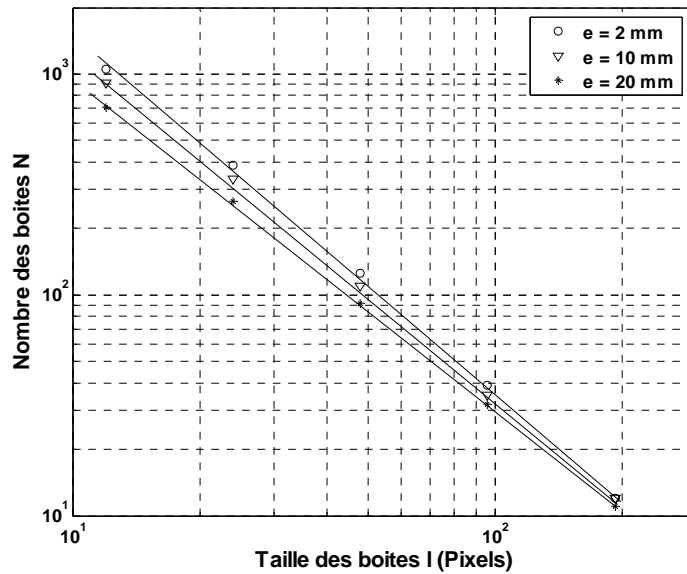


Figure.IV. 14. Nombre totale de boîtes  $N$  en fonction de la taille des boîtes  $l$  obtenues à partir de l'analyse des exemples de décharges se propageant sur des échantillons en Polycarbonate illustrées par la figure 3b en utilisant la méthode de quadrillage. La dimension fractale estimée dans ce cas est  $D \approx 1.62, 1.59$  et  $1.52$  respectivement pour  $e = 2\text{mm}, 10\text{mm}$  et  $20\text{mm}$ .

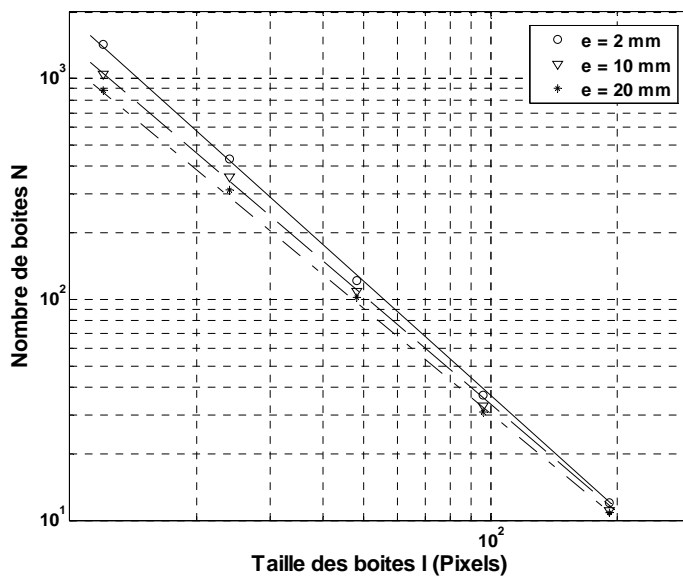


Figure.IV. 15. Nombre totale de boîtes  $N$  en fonction de la taille des boîtes  $l$  obtenues à partir de l'analyse des exemples de décharges se propageant sur des échantillons en Bakélite illustrées par la figure 1b en utilisant la méthode de quadrillage. La dimension fractale estimée dans ce cas est  $D \approx 1.73, 1.64$  et  $1.58$  respectivement pour  $e = 2\text{mm}, 10\text{mm}$  et  $20\text{mm}$ .

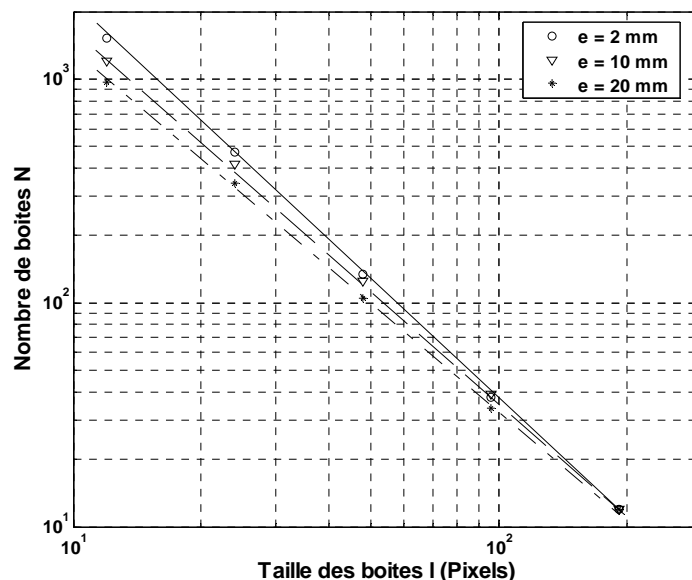


Figure.IV. 16. Nombre totale de boites  $N$  en fonction de la taille des boites  $l$  obtenues à partir de l'analyse des exemples de décharges se propageant sur des échantillons en Verre illustrées par la figure 2b en utilisant la méthode de quadrillage. La dimension fractale estimée dans ce cas est  $D \approx 1.76, 1.69$  et  $1.61$  respectivement pour  $e = 2\text{mm}, 10\text{mm}$  et  $20\text{mm}$

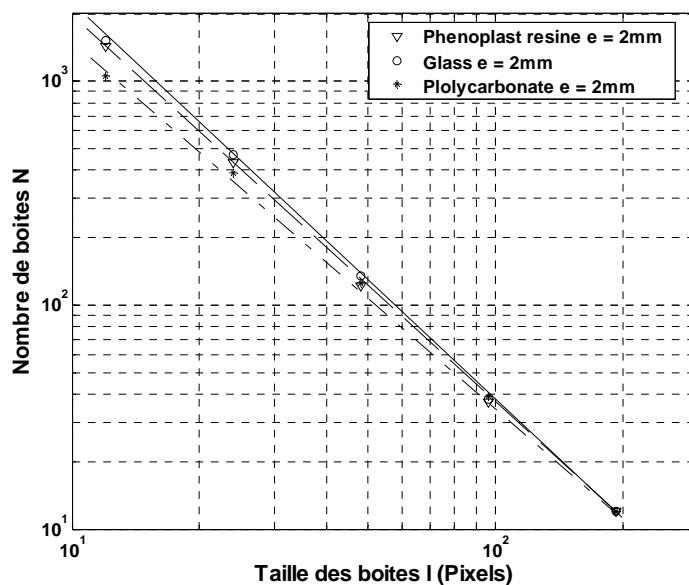


Figure.IV. 17. Nombre totale de boites  $N$  en fonction de la taille des boites  $l$  obtenues à partir de l'analyse des exemples de décharges illustrées par la figure 1b, 2b et 3b en utilisant la méthode de quadrillage. Ces résultats correspondent aux trois matériaux étudiés de même épaisseur  $e = 2\text{mm}$ . La dimension fractale estimée dans ce cas est  $D \approx 1.76, 1.75$  et  $1.61$  respectivement pour le Verre, Bakélite et le Polycarbonate

Tableau IV.3 Dimension fractale estimée par la méthode de quadrillage

	<i>2 mm</i>	<i>10mm</i>	<i>20mm</i>
<i>Bakélite</i>	$1.73 \pm 0.02$	$1.65 \pm 0.02$	$1.57 \pm 0.02$
<i>Verre</i>	$1.75 \pm 0.02$	$1.66 \pm 0.02$	$1.60 \pm 0.02$
<i>Polycarbonate</i>	$1.63 \pm 0.02$	$1.58 \pm 0.02$	$1.52 \pm 0.02$

## 4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu établir une relation entre la nature du matériau solide et son épaisseur, et la dimension fractale des décharges se propageant sur sa surface. Ainsi, grâce à l'utilisation de la géométrie fractale, nous avons pu décrire mathématiquement le degré de ramification des décharges observées expérimentalement. En utilisant la méthode de quadrillage, nous avons montré que  $D$  augmente lorsque l'épaisseur du solide ( $e$ ) diminue et/ou sa permittivité diélectrique augmente indiquant ainsi l'implication des phénomènes capacitifs sur le mode de propagation des décharges glissantes.

En utilisant la méthode de mesure fractale, nous avons obtenu une dimension fractale égale à la dimension Euclidienne ( $D=2$ ) quelles que soient l'épaisseur et la nature du matériau utilisé pour obtenir les décharges. Cela est dû au fait que la densité de branches  $\rho(r)$ , utilisés pour l'estimation de  $D$ , reste constante en fonction du rayon  $R$ . Néanmoins, l'utilisation de cette méthode montre que la densité radiale de branches dépend de l'épaisseur et la nature du matériau solide.



## Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons pu caractériser les décharges glissantes aux interfaces liquide/solides, à partir d'une étude systématique sous différentes formes de tension (impulsionnelle, continue et alternative) en géométrie pointe-plan et de dégager les résultats les plus marquant relatifs à la morphologie, la longueur finale et les courants associées.

Nous avons montré que la nature et l'épaisseur du solide isolant, la forme de la tension, la polarité des électrodes ainsi que la pression, jouent un rôle important dans la génération, la propagation et la forme générale des décharges glissantes.

Sous tension impulsionnelle, les décharges ont une forme radiale; les extrémités de leurs branches forment un contour circulaire centré autour de la pointe. Les enregistrements optiques, montrent une variété de formes selon l'épaisseur et la nature du solide ainsi que la polarité de la pointe. La longueur finale des décharges radiale  $L_f$  augmente linéairement avec la tension appliquée;  $L_f$  diminue lorsque l'épaisseur augmente. Par ailleurs, pour une tension donnée, plus la permittivité de l'isolant solide est élevée, plus les décharges qui se développent sur sa surface sont longues.

Les courants associés aux décharges glissantes, montrent que ces derniers sont globalement similaires à ceux observés dans le volume du liquide. Cependant, la présence du solide isolant donne une signature particulière au courant de décharge négative et n'a pratiquement aucune influence sur ce dernier en polarité positive. Cela montre bien que les mécanismes de propagation ne sont pas les même pour les deux polarités. Nous avons par ailleurs mis en évidence l'existence d'une décharge secondaire de signe opposé à la tension appliquée, résultat de l'accumulation de charges d'espace à la surface de l'isolant solide.

Nous avons établi un modèle de calcul de charge moyennant certaines hypothèses. Dans ce modèle, la charge totale est liée directement à la longueur totale de toutes les branches constituant la décharge. L'influence de la nature des isolants solides et leurs épaisseurs sur les caractéristiques des décharges glissantes et la bonne concordance entre la charge mesurée et les résultats du modèle révèlent l'implication des effets capacitifs sur le mode de propagation des décharges glissantes.

Les décharges générées sous tension alternative et sous tension continue, se distinguent par un aspect non-radial, contrairement à celles observées sous tension impulsionnelle. L'orientation des branches, lors de la propagation, serait influencée par la présence de charge d'espace sur la surface de l'isolant solide, dont la distribution est non-uniforme.

Les longueurs finales des décharges sont nettement plus élevées sous tension alternative, comparée à celles obtenues sous tension impulsionnelle et continue, et par conséquent les tensions de contournement sont plus faibles. Par ailleurs, les dégradations causées sur des surfaces d'échantillons solides sont plus importantes sous tension alternative.

Sous tension continue, les tensions de génération des décharges dépendent fortement de la nature du solide isolant; elles sont généralement beaucoup plus élevées que celles enregistrées sous tension impulsionnelle et alternative. Avec certains matériaux solides, comme le verre, le Polycarbonate, Polyéthylène et le Polypropylène, nous n'avons pu observer de décharges glissantes. Les formes de courants enregistrés sont assez similaires pour les trois formes de tensions (continue, alternative et impulsionnelle).

Grâce à l'utilisation de la géométrie fractale, nous avons pu décrire mathématiquement le degré de ramification des décharges radiales. Nous avons établi une relation entre la nature du matériau solide et son épaisseur, et la dimension fractale  $D$  des décharges qui se propageant sur sa surface. En utilisant la méthode de quadrillage, nous avons montré que  $D$  augmente lorsque l'épaisseur du solide ( $e$ ) diminue et/ou sa permittivité diélectrique augmente indiquant ainsi l'implication des phénomènes capacitifs sur le mode de propagation des décharges glissantes.

## Références

- [1] T. J. Lewis, "A new model for the primary process of electrical breakdown in liquids," *IEEE Transaction on Dielectrical and Electrical insulation*, vol. 5, pp. 431-453, 1998.
- [2] A. Beroual, "Notes de cours de DEA - Matériaux pour le génie électrique," 1997.
- [3] R. Tobazeon, *Liquides Diélectriques. Préclaquage et Claquage: Techniques de l'ingénieur*. D 2450, 1986.
- [4] C. Oudet, *Polymères, Structures et Propriétés*. Paris, 1994.
- [5] F. H. Kreuger, "Industrial High Voltage," *Delf University Press*, 1991.
- [6] R. Coelho and B. Aladenize, *Les Diélectriques*. Paris, 1994.
- [7] L. L. Alston, *High-Voltage Technology*, 1968.
- [8] E. J. Murphy, "The generation of gases in the dielectric breakdown of oil," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 3, pp. 917-923, 1970.
- [9] F. M. J. McCluskey, F. Huynh, A. Denat, N. Bonifaci, and R. Kattan, "Bubble Formation in Simple and Complex Liquids," presented at Conference Record IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Pittsburg, PA 1994.
- [10] T. J. Lewis, "Basic Electrical Processes in Dielectric Liquids," *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, vol. 1, pp. 630-644, 1994.
- [11] R. Kattan, A. Denat, and O. Lesaint, "Formation of Vapor Bubbles in Non-polar Liquids Initiated by Current Pulses," *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, vol. 26, pp. 656-662, 1991.
- [12] R. Kattan, A. Denat, and O. lesaint, "Generation, growth, and collapse of vapor bubbles in hydrocarbon liquids under a high divergent electric field," *Journal of Applied Physics*, vol. 66, pp. 4062-4066, 1989.
- [13] W. G. Chadband, "From bubbles to breakdown, or vice-versa," presented at IEEE 11 th Conference on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids, 1993.
- [14] A. Beroual and R. Tobazeon, "Prebreakdown Phenomena in Liquid Dielectrics," *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, vol. 21, pp. 613-627, 1986.
- [15] A. Beroual and T. Aka-N'Gnui, "Influence of additives and hydrostatic pressure on streamers initiation and dielectric strength of liquids," presented at Annual report conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP), 2002.
- [16] A. Beroual, M. Zahn, A. Badent, K. Kist, A. J. Schwabe, H. Yamashita, K. Yamazawa, M. Danikas, W. G. Chadhand, and Y. Torshin, "Propagation and Structure of Streamers in Liquid Dielectric," in *IEEE Electrical Insulation Magazin*, vol. 14, 1998, pp. 6-17.

- [17] A. Saker and P. Atten, "Properties of Streamers in Transformer Oil," *IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical insulation*, vol. 3, pp. 784-791, 1996.
- [18] O. Lesaint and P. Gournay, "On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids. I: Influence of the hydrostatic pressure on the propagation, II: Propagation, growth and collapse of gaseous filaments in pentane," vol. 27, pp. 2111-2127, 1994.
- [19] P. Atten and A. Saker, "Streamer Propagation over a Liquid/Solid Interface," *IEEE Transsaction on Electrical Insulation*, vol. 28, pp. 230-242, 1993.
- [20] A. Beroual and R. Tobazeon, "Streamer initiation in liquid and solid cyclohexane with point-plane electrodes subjected to voltage steps," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 22, pp. 1568-1569, 1989.
- [21] A. Beroual and R. Tobazeon, "Prebreakdown phenomena in liquid and solid cyclohexane with point-plane electrodes subjected to voltage steps," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 22, pp. 1568-1569, 1989.
- [22] A. Beroual and R. Tobazeon, "Effects of hydrostatic pressure on the prebreakdown phenomena in dielectric liquids " presented at IEEE Ann. Rep., CEIDP, Buffalo NY (USA), 1985.
- [23] W. Liao and J. G. Anderson, "Propagation mechanism of impulse corona and breakdown in oil," *AIEE. Trans.*, vol. 72, pp. 641-648, 1953.
- [24] D. Djemai, "Etude de la propagation des streamers v`a l'interface liquid/solide sous tension alternative 50 Hz," Ecole Nationale Polytechnique D'alger, 1991.
- [25] W. Rotenberg, "Etude des ph`enom`enes de pr`eclaquage dans les huiles isolantes dans des syst`emes d'`electrodes couvertes de couches minces," Ecole Centrale de Lyon, 2000.
- [26] O. Hiroyuki and F. Kunio, *Electrical Phenomena at Interfaces. Fundamentals, measurements and application*: Marcel Dekker AG, 1998.
- [27] J. A. Cross, *Electrostatics: Principles, Problems and applucation*, 1987.
- [28] O. Stern, "The theory of the electrolytic double-layer " *Z. Elektrochemie* vol. 30, pp. 508-16 1924.
- [29] G. C. Lichtenberg, *Novi Comm. Soc. Reg. Sci. Gott.* 1777.
- [30] P. O. Pedersen, " Danske Vidensk Selkab," vol. Part I (1919), Part II (1922), Part III (1929).
- [31] F. H. Merrill and A. v. Hippel, "The atom-physical interpretation of Lichtenberg figures and their application to the study of gas-discharge phenomena," *Journal of Applied Physics* vol. 10, pp. 873, 1939.

- [32] A. T. Morris, "Heat developed" and "powder" Lichtenberg figures and the ionization of dielectric surfaces produced by electrical impulses " *British Journal of Applied Physics*, vol. 2, pp. 98-109, 1951.
- [33] M. Toepler, "Über die physikalischen Grundgesetze der in der Isolatortechnik auftretenden elektrischen Gleiterscheinungen," *Archiv für Elektrotechnik*, vol. 10, pp. 157-185, 1921.
- [34] Y. Toriyama, "Dust figures of surface discharges and its application," *IEE. Japan.*, vol. 49, pp. 922, 1929.
- [35] V. S. Kom'kov and E. Z. Meilikhov, *Sov. Phys-Tech. Phys*, vol. 8, pp. 704, 1964.
- [36] Y. Murooka and Y. Toriyama, *British Journal of Applied Physics*, vol. 18, pp. 1607, 1967.
- [37] Y. Kashiwagi and H. Itoh, "Synchronization of positive surface streamers triggered by vacuum ultraviolet in atmosphere," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 39, pp. 113–118, 2006.
- [38] "Lichtenberg figures."
- [39] G. M. SOMMERMAN, C. J. BUTE, and E. L. C. LARSON, "impulse ionization in liquid dielectrics," *AIEE Transactions*, vol. 73, pp. 147-59, 1954.
- [40] P. K. Watson and W. G. Chadband, "The Dynamics of Pre-Breakdown Cavities in Viscous Silicone Fluids in Negative Point-Plane Gaps," *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, vol. 23, pp. 729-738, 1988.
- [41] A. Saker, "Caractérisation des Décharges Rampante à L'interface Liquide Diélectrique/Solide Isolant ", vol. Thèse de Doctorat: I.N.P. Grenoble, 1993.
- [42] S. Ohgaki and Y. Tsunoda, "A Study of The Positive Streamer Growth Under Surface Discharge Configuration in Liquid Parffin," *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, vol. 19, pp. 594-601, 1984.
- [43] Y. Nakao, K. Wakimoto, K. Miyagi, H. Itoh, Y. Sakai, and H. Tagashira, "Propagation Characteristics of Impulse Creepage Discharge in Perfluorocarbon Liquid," *Electrical Engineering in Japan*, vol. 131, 2000.
- [44] Y. Nakao, M. Naruse, Y. Suzuki, H. Itoh, Y. Sakai, and H. Tagashira, "Influence of insulating barrier on the creepage discharge intranformer oil," *IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical insulation*, vol. 4, pp. 775-779, 1997.
- [45] Y. Nakao, M. Naruse, H. Itoh, Y. Suzuki, Y. Sakai, and H. Tagashira, "Influence of a Sort and a Thickness of Solid Insulators on the Propagation of the Positive Creepage Discharge in Transformer Oil," *Trans. IEE of Japan*, vol. 116-A, pp. 849-854, 1996.
- [46] Y. Nakao, N. Masashi, T. Sakai, H. Itoh, Y. S, Y. Sakai, and H. Tagashira, "Propagation Characteristics of Impulse Creepage Discharge in a Parallel-Plane Gap with a Protruding Point in Transformer Oil," *Electrical Engineering in Japan*, vol. 124, 1998.

- [47] Y. Nakao, H. Itoh, Y. Sakai, and H. Tagashira, "Studies of impulse creepage discharge in transformer oil," *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, vol. 26, pp. 732-738, 1991.
- [48] Y. Nakao, H. Itoh, Y. Sakai, and H. Tagashira, "Studies of the Creepage discharge on the Surface of liquids," *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, vol. 23, pp. 677-687, 1988.
- [49] Y. Nakao, H. Itoh, Y. Sakai, and H. Tagashira, "Studies of Impulse Creepage Discharge in Transformer oil," *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, vol. 26, pp. 732-738, 1991.
- [50] O. Lesaint and R. Tobazeon, "Streamer Generation and Propagation in Transformer Oil under ac Divergent Field Conditions," *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, vol. 23, pp. 941-954, 1988.
- [51] O. Lesaint, P. Gournay, and R. Tobazeon, "Investigations on transient currents associated with streamer propagation in dielectric liquids," *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, vol. 26, pp. 699-707, 1991.
- [52] R. Hanaoka, T. Kohrin, Y. Genba, R. Ishibashi, and T. Miyamoto, "Impulse Creeping Discharge along the Surface of Polyethylene Wire immersed in Transformer Oil," presented at IEEE Proc. of Electrical Electronics Insulation Conf.(EIC).and Electrical Manufacturing & Coil Winding Conference, 1995.
- [53] H. Okubo, M. Ikeda, M. Honda, and S. Yanabu, presented at International conference on high voltage engineering, Athens, 1983.
- [54] S. S. Hakim and J. B. Higham, "Phenomenon in n-hexane prior to its electric breakdown," *Nature*, vol. 189, pp. 966, 1961.
- [55] B. Farazmand, *J. Appl. Phys.*, vol. 12, pp. 256, 1961.
- [56] R. Hebner, E. F. Kelley, E. O. Forster, and G. J. FitzPatrick, "Observation of pre-breakdown and breakdown phenomena in liquid hydrocarbons," *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, vol. 20, pp. 281-92, 1985.
- [57] B. B. Mandelbrot, *Fractals, Form, Chance and Dimension*. San Francisco: Freeman, 1977.
- [58] Y. Sawada, S. Ohta, M. Yamazaki, and H. Honjo, "Self-similarity and a phase transition-like behavior of a random growing structure governed by a non-equilibrium parameter," *Phys. Rev. A*, vol. 26 pp. 3557, 1982.
- [59] L. Niemeyer, L. Pietronero, and H. J. Wiesmann, "Fractal dimension of dielectric breakdown," *Phys. Rev. Lett*, vol. 33, pp. 1033-6, 1984.
- [60] H. J. Wiesmann and H. R. A. Zeller, "fractal model of dielectric breakdown and prebreakdown in solid dielectrics," *J. Appl. Phys.*, vol. 60, pp. 1770-3, 1986.
- [61] L. Niemeyer, L. Pietronero, and H. J. Wiesmann, *Scaling properties of growing zone and capacity of Laplacian fractal*. Amsterdam: Elsevier, 1986.

- [62] K. Kudo, "Fractal analysis of electrical trees," *IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical insulation*, vol. 5, pp. 713–727, 1998.
- [63] T. Hara, O. Yamamoto, and M. Kaji, "Fractal characteristics of the random patterns of the surface streamer corona," presented at 10th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, Swansea, UK, 1992.
- [64] S. Fujimori, "Electric discharge and fractals," *Japan. J. Appl. Phys.*, vol. 24, pp. 1198–203, 1985.
- [65] T. Ficker, "Electrostatic discharges and multi-fractal analysis of their Lichtenberg figures," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 32 pp. 219–26, 1999.
- [66] T. A. Witten and L. M. Sander, "Diffusion-limited aggregation, a kinetic critical phenomenon," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 47, pp. 1400, 1981.
- [67] J. L. Vicente, A. C. Razzitte, and E. E. Mola, "Fractal characteristics of dielectric breakdown," presented at IEEE. Annual Report Proceeding (CEIDP) Arlington, TX, USA.
- [68] A. L. Kupershtokh, "Propagation of streamer top between Electrodes for Fluctuation model of liquid dielectrics breakdown," presented at IEEE. Annual Report Proceeding (CEIDP) Roma, 1996.
- [69] H. Yamashita, H. Amano, and T. Mori, "Optical observation of pre-breakdown and breakdown phenomena in transformer oil," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 10, pp. 1753–1760, 1977.
- [70] Y. Julliard, R. Badent, and A. J. Schwab, "Breakdown Behavior of Liquid-Solid System -A comprehensive model- " presented at IEEE Ann. Rep, CEIDP, 2002.
- [71] R. Hanaoka, T. Kohrin, T. Miyagawa, and T. Nishi, "Creepage discharge characteristics over solid-liquid interfaces with grounded side electrode," *IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical insulation*, vol. 9, pp. 308–315, 2002.
- [72] J. C. Devins and S. J. Rzađ, "Streamer Propagation in Liquids and over Liquid-Solid Interfaces," presented at Annual Report, CEIDP, 1982.
- [73] A. Beroual, "Thèse d'état de L'INP Grenoble ", 1987.
- [74] N. H. Malik, " A Review of the Charge Simulation Method and its Application," *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, vol. 24, pp. 3–20, 1989.
- [75] E. Durand, *Les distributions*, vol. 1. Paris, 1964.
- [76] O. Lesaint, "Claquage et Préclaquage dans l'huile Minérale Sous Tension Alternative," vol. Thèse de Doctorat: I.N.P Grenoble, 1987.





## AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 25 avril 2002,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur A. BEROUAL

et les rapports de

Monsieur J. MARTINEZ-VEGA  
Professeur - Laboratoire de Génie Electrique de Toulouse - Université Paul Sabatier –  
118, route de Narbonne - 31062 TOULOUSE cedex

et de

Monsieur H. ROMAT  
Professeur - Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers - 40, avenue Recteur Pineau –  
86022 POITIERS cedex

**Monsieur KEBBABI Lazhar**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

**Ecole doctorale ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE (EEA)**

Fait à Ecully, le 16 mars 2006



P/Le Directeur de l'E.C.L.  
Le Directeur des Etudes

A handwritten signature in black ink, appearing to be "J. JOSEPH".

J. JOSEPH

**Titre:**

**Caractérisation des décharges glissantes se propageant aux interfaces liquide/solide sous différentes formes de tension – Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale.**

**Title:**

***Characterization of creeping discharges propagating over solid/liquid interfaces under various voltage waveforms - Relation between the materials properties and the fractal dimension.***

**Résumé:**

Ce travail porte sur la caractérisation des décharges glissantes se propageant aux interfaces liquide/solide, sous différentes formes de tension (impulsionnelle, continue et alternative) en géométrie pointe-plan. Il est montré que la nature et l'épaisseur du solide isolant, la forme de la tension, la polarité des électrodes ainsi que la pression, jouent un rôle important dans la génération, la propagation et la forme générale des décharges glissantes. La longueur finale des décharges  $L_f$  augmente linéairement avec la tension appliquée;  $L_f$  diminue lorsque l'épaisseur augmente. Pour un même niveau de tension,  $L_f$  est nettement plus élevé en alternatif qu'en impulsionnel ou en continue, et par conséquent les tensions de contournement sont plus faibles. Pour une tension donnée,  $L_f$  augmente avec la permittivité de l'isolant solide. Les décharges générées sous tension alternative et sous tension continue, se distinguent par un aspect non-radial, contrairement à celles observées sous tension impulsionnelle. Les courants associés aux décharges glissantes sont globalement similaires à ceux observés dans le volume du liquide. Il a été également mis en évidence l'existence d'une décharge secondaire de signe opposé à la tension appliquée, résultat de l'accumulation de charges d'espace à la surface de l'isolant solide. Sous tension continue, les tensions de génération des décharges dépendent fortement de la nature du solide isolant; elles sont généralement beaucoup plus élevées que celles enregistrées sous tension impulsionnelle et alternative. Avec certains matériaux solides, comme le verre, le Polycarbonate, Polyéthylène et le Polypropylène, nous n'avons pu observer de décharges glissantes. Un modèle de calcul de la charge totale associée à la décharge a été établi. Une relation entre la nature du matériau solide et son épaisseur, et la dimension fractale  $D$  des décharges se propageant sur sa surface a été proposée.  $D$  augmente lorsque l'épaisseur du solide diminue et/ou sa permittivité diélectrique augmente indiquant ainsi l'implication des phénomènes capacitifs sur le mode de propagation des décharges glissantes.

**Mots clés :**

Décharges glissantes, Préclaquage et Claquage, Streamers, Contournement, Dimension fractale.

**Keywords:**

*Electrical discharge, Pre-breakdown and breakdown, Streamers, Flashover, Fractal dimension.*

---

**Direction de recherche**

Monsieur Abderrahmane BEROUAL, Professeur des universités

Centre de Génie Electrique de Lyon (CEGELY) – UMR - CNRS 5005

Ecole Centrale de Lyon, 36 avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully Cedex (France)