



HAL
open science

Contribution à l'étude des phénomènes de préclaquage dans les diélectriques liquides -Modèles de génération et de propagation des streamers,

Thomas Aka-Ngnui

► **To cite this version:**

Thomas Aka-Ngnui. Contribution à l'étude des phénomènes de préclaquage dans les diélectriques liquides -Modèles de génération et de propagation des streamers,. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2000. Français. NNT: . tel-00144567

HAL Id: tel-00144567

<https://theses.hal.science/tel-00144567>

Submitted on 3 May 2007

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

N'Gnui Thomas AKA

**CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES DE
PRÉCLAQUAGE DANS LES DIÉLECTRIQUES
LIQUIDES - MODÈLES DE GÉNÉRATION ET DE
PROPAGATION DES STREAMERS**

Soutenue le 21 juin 2000 devant la commission d'examen :

JURY : MM

| | | |
|-----------------------|--|-------------------|
| J. R. MARTIN | Professeur - ECL - IFoS | Président |
| M. FELIACHI | Professeur - Univ. St. Nazaire - LRTI-CRTT | Rapporteur |
| J.P. GUELFUCCI | Professeur - Univ. P. Sabatier - CPAT | Rapporteur |
| A. BEROUAL | Maître de Conférences - ECL - CEGELY | Examineur |
| E. SAVIO | Ingénieur - J. Schneider Transformateurs | Examineur |

À la mémoire de *AKA Youi*, mon père,
À ma mère,
À toute ma famille,
Et à tous mes amis.

Nos erreurs nous instruisent, telle est la base
de toute épistémologie et méthodologie.

Popper

La réussite de nos modèles nous amène à nous en satisfaire ;
Leurs échecs dynamisent nos recherches.

Gérard Fourez

REMERCIEMENTS

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire de thèse ont été effectués au sein du Centre de Génie Électrique de Lyon (CEGELY) à l'École Centrale de Lyon (ECL).

J'adresse mes respectueux remerciements à : Monsieur le Professeur *A. NICOLAS*, Directeur des Études et de la Pédagogie de l'ECL et Directeur du CEGELY qui a bien voulu m'accepter dans son laboratoire pour l'élaboration de cette thèse ainsi qu'à Monsieur le Professeur *Ph. AURIOL*, Directeur du département Électronique Électrotechnique et Automatique (EEA) de l'ECL qui m'a fait confiance en m'accueillant.

Je tiens à exprimer ma sincère gratitude à Monsieur *A. BEROUAL*, Maître de Conférences à l'ECL, pour avoir encadré mon DEA et ma thèse. Sa créativité scientifique m'a constamment gardé en éveil. J'ai pu, durant toutes ces années, bénéficier de sa grande disponibilité, de ses qualités humaines et de sa patience pour mener à bien ce travail. Qu'il trouve ici toute ma sympathie !

Je suis particulièrement sensible à l'honneur que m'a fait le Professeur *J.R. MARTIN* de l'IFoS de l'ECL en participant à ce jury et en acceptant d'en être le président.

Mes remerciements vont aussi à l'endroit de Messieurs *M. FELLIACHI*, Professeur au LRTI-CRTT à l'Université de Nantes et *J.P. GUELFUCCI*, Professeur au CPAT à l'Université Paul Sabatier de Toulouse pour m'avoir fait l'honneur d'accepter d'être rapporteurs de ce manuscrit.

J'exprime également ma gratitude à Monsieur *E. SAVIO*, Ingénieur et Responsable de Laboratoire chez JEUMONT SCHNEIDER Transformateurs à Lyon pour s'être intéressé à ce travail et en acceptant de participer à ce jury.

Ce travail a également été réalisé grâce à la compétence et à la sympathie de l'équipe technique du CEGELY site ECL. J'adresse un grand merci à Messieurs *Francis CHAPPUIS* et *Daniel PREBET* qui ont toujours su répondre à mes nombreuses sollicitations pour la mise au point du banc de mesures pour la partie expérimentale de ce mémoire sans oublier *Claude CHIROL*. Je ne saurais oublier *Josiane CHABERT* et *Rozenn SCHOHE*, pour l'accomplissement des tâches administratives, et la disponibilité dont elles ont toujours fait preuve avec une certaine convivialité.

J'ai sincèrement apprécié, durant ces années, la bonne ambiance entretenue par les doctorants du laboratoire que je remercie vivement. Je profite pour souhaiter bonne chance aux futurs docteurs.

Pour terminer, je tiens à remercier les personnes qui me sont chères, qui de loin ou de près ont su m'apporter le soutien moral nécessaire afin de mener à bien ce mémoire.

RÉSUMÉ

Ce travail est dédié aux phénomènes de préclaquage et de claquage dans les diélectriques liquides. Il est montré que dans un système d'électrodes pointe – plan, la génération des streamers est précédée par la formation d'une phase gazeuse (bulle) au voisinage de la pointe, résultant de l'injection d'une impulsion de courant dès que la tension appliquée atteint ou dépasse une certaine valeur seuil U_s . U_s augmente quasi-linéairement avec la pression. L'addition d'une certaine concentration de composés capteurs d'électrons augmente U_s , preuve que les mécanismes électroniques sont également présents. L'analyse de la dynamique de la bulle montre que deux types de déformation de la surface de la bulle sont possibles: (i) une expansion ou une implosion (modes $e^{\lambda t}$; λ est le taux d'expansion ou d'implosion) et (ii) des mouvements alternatifs d'expansion et/ou implosion (mode $e^{\pm j\omega t}$; ω est la pulsation). Selon les modes de perturbation de l'interface, différents types de streamers peuvent prendre naissance. D'autre part, la tension de claquage d'un diélectrique liquide augmente en présence d'une concentration optimale donnée d'additifs capteurs d'électrons (Iodobenzène ou tétrachlorure de carbone). Par conséquent, en agissant sur la tension de génération des streamers, on peut améliorer la tenue diélectrique du liquide même si la vitesse des streamers est augmentée. En augmentant la pression, on peut aussi relever la tenue diélectrique d'un liquide.

Une modélisation des streamers par des circuits électriques équivalents et leur résolution par le calcul de réseaux a permis de déterminer la structure des streamers ainsi que leurs paramètres caractéristiques : courants, charges, puissances et énergies injectés, champs électriques et différences de potentiel à leurs têtes, vitesse et mobilité des porteurs de charge dans le streamer, viscosité et température locales.

Mots clés : Diélectriques liquides, préclaquage et claquage, dynamique de la bulle, streamers, génération et propagation, tenue diélectrique, additifs et pression, modélisation.

ABSTRACT

This work deals with the pre-breakdown and breakdown phenomena in the liquid dielectrics. It is shown that the initiation of streamers, in a point-plane electrode arrangement, is preceded by the generation of a gaseous phase (bubble) at the point electrode. This bubble results of a current pulse injection into the liquid when the applied voltage reaches a threshold value U_s . This latter increases quasi-linearly with the pressure. The addition of a certain concentration of an electronic scavenger compound increases U_s ; this indicates that the electronic processes are also present. The analysis of the bubble dynamics shows that two types of deformation of the liquid-bubble interface can occur: (i) an expansion or an implosion (mode $e^{\lambda t}$; λ being the expansion or implosion rate) and (ii) alternative movements of expansion and/or implosion (mode $e^{\pm j\omega t}$; ω is the pulsation). According to the disturbance mode of the interface, different types of streamers can be initiated.

The dielectric strength of liquid increases when adding a given optimal concentration of electronic scavenger compounds (Iodobenzene or carbon tetrachloride) and/or increasing the pressure. Therefore, while acting on the initiation voltage of streamers, one can improve the dielectric strength of liquid even though the streamer velocity is increased. By increasing the pressure, one can also increase dielectric strength of a liquid.

A modeling of streamers by an equivalent electrical network enables to determine the structure of streamers as well as their physical characteristics: currents, electrical charges, power and energy injected, electric fields and potentials at their heads, velocity and mobility of charge carriers within the streamer, local viscosity and temperature.

Keywords: *Dielectric liquids, pre-breakdown and breakdown, bubble dynamics, streamers, initiation and propagation, dielectric strength, additives and pressure, modeling.*

TABLE DES MATIÈRES

| | |
|--|-----------|
| INTRODUCTION GÉNÉRALE | 1 |
| Chapitre I..... | 4 |
| DIÉLECTRIQUES LIQUIDES : GÉNÉRALITÉS et CONCEPTS | 4 |
| I.1. Rôle des diélectriques liquides | 4 |
| I.2. Principaux types de diélectriques liquides..... | 6 |
| I.2.1. Diélectriques pour condensateurs..... | 8 |
| I.2.2. Diélectriques pour transformateurs | 8 |
| I.2.3. Diélectriques pour appareillage de connexion..... | 9 |
| I.2.3.1. Les disjoncteurs | 9 |
| I.2.3.2. Les câbles d'énergie..... | 9 |
| I.2.3.3. Les traversées | 9 |
| I.3. Principales causes d'altération des propriétés diélectriques | 10 |
| I.3.1. L'humidité et l'oxygène | 10 |
| I.3.2. La température..... | 11 |
| I.3.3. Pollutions..... | 12 |
| I.3.4. Les décharges partielles..... | 13 |
| I.3.5. Le préclaquage : phénomènes de génération et de propagation des streamers | 13 |
| I.4. Génération des streamers dans les diélectriques liquides | 14 |
| I.4.1. Phase de génération de bulles | 14 |
| I.4.2. Dynamique et instabilités interfaciales des bulles | 18 |
| I.4.2.1. Modèle de RAYLEIGH..... | 18 |
| I.4.2.2. Modèle de G. I. TAYLOR..... | 19 |
| I.4.2.3. Modèle de GARTON et KRASUCKI | 19 |
| I.4.2.4. Modèle de FELICI..... | 20 |
| I.4.2.5. Modèle de BEROUAL | 24 |

| | |
|---|-----------|
| I.5. Propagation des streamers dans les diélectriques liquides | 24 |
| I.5.1. Phase de propagation du streamer : Situation actuelle | 24 |
| I.5.1.1. Effet de la polarité et de la géométrie des électrodes..... | 27 |
| I.5.1.2. Courant et lumière émise..... | 28 |
| I.5.1.3. Influence de la température et de la pression..... | 29 |
| I.5.1.4. Influence des additifs..... | 30 |
| I.5.2. Modèles numériques de propagation | 31 |
| I.5.2.1. Modèles Fractals..... | 31 |
| I.5.2.2. Modèle réseau électrique équivalent | 33 |
| I.6. Conclusion | 35 |
| | |
| Chapitre II..... | 36 |
| | |
| ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA GÉNÉRATION ET DE LA PROPAGATION DES STREAMERS..... | 36 |
| | |
| II.1. Techniques expérimentales | 36 |
| II.1.1. Cellule d'essai..... | 36 |
| II.1.2. Liquides utilisés | 39 |
| II.1.3. Dispositifs de contrôle et de régulation de la pression | 39 |
| II.1.4. Le générateur de tension | 40 |
| II.1.5. Mesure du courant..... | 41 |
| II.1.6. Détection des bulles | 42 |
| II.1.7. Visualisation et détection des streamers..... | 43 |
| II.1.8. Détection de la lumière émise par les streamers | 44 |
| | |
| II.2. Résultats expérimentaux..... | 45 |
| II.2.1. La génération..... | 45 |
| II.2.1.1. Influence de la pression..... | 47 |
| II.2.1.2. Action d'additifs : l'iodobenzène et le tétrachlorure de carbone | 48 |
| II.2.2. La propagation | 50 |
| II.2.2.1. Régimes d'impulsion de courant | 50 |
| II.2.2.2. Estimation de la vitesse des streamers | 52 |
| II.2.2.3. Analyse des courants et des émissions lumineuses | 52 |
| II.2.2.3-a. Corrélation courant - émission lumineuse..... | 54 |
| II.2.2.3-b. Détection de pics de courant sans émission lumineuse..... | 56 |
| II.2.2.3-c. Détection d'émission lumineuse sans pics de courant | 57 |
| II.2.2.4. Influence de la pression..... | 58 |
| II.2.2.5. Action des additifs : l'iodobenzène et le tétrachlorure de carbone | 59 |

| | |
|--|-----------|
| II.3. Conclusion | 64 |
| | |
| Chapitre III | 66 |
| DYNAMIQUE D'UNE BULLE GAZEUSE IMMERGÉE DANS UN DIÉLECTRIQUE LIQUIDE EN CHAMP ÉLECTRIQUE DIVERGENT : TRANSITION VERS LES STREAMERS | 66 |
| III.1. Modèle et Équations | 66 |
| III.1.1. Équations et Dynamique de l'interface..... | 67 |
| III.1.2. Contraintes Électriques | 68 |
| III.1.3. Contraintes Mécaniques..... | 68 |
| III.1.4. Équation de la Dynamique de la Bulle..... | 69 |
| III.2. Résolution | 70 |
| III.2.1. Valeurs Propres de la Matrice L | 71 |
| III.3. Instabilité de l'Interface de la Bulle | 72 |
| III.4. Conclusion | 76 |
| | |
| Chapitre IV | 77 |
| MODÉLISATION DE LA PROPAGATION DES STREAMERS MULTICANAUX | 77 |
| IV.1. Définition des éléments électriques du streamer | 78 |
| IV.2. Description du calcul des réseaux | 79 |
| IV.2.1. Matrice topologique temporelle du circuit électrique généré | 82 |
| IV.2.2. Description des éléments du circuit..... | 83 |
| IV.2.2.1. Matrices descriptives du fonctionnement du circuit | 84 |
| IV.2.2.2. Matrices descriptives des arêtes..... | 84 |
| IV.2.3. Méthodes d'analyse du circuit..... | 85 |
| IV.2.3.1. Équations régissant le circuit | 85 |
| IV.3. Résolution Nodale du circuit | 86 |
| IV.4. Génération des arborescences | 87 |
| IV.4.1. Temps de bond | 87 |
| IV.4.2. Algorithme de génération des arborescences..... | 88 |
| IV.4.2.1. Calcul de la longueur des arêtes générées..... | 88 |
| IV.4.2.2. Calcul de la direction de propagation | 89 |

| | |
|--|------------|
| IV.5. Simulation | 89 |
| IV.5.1 Les types de sources de tension utilisés..... | 89 |
| IV.5.2. Construction de la matrice d'impédance | 90 |
| IV.6. Résultats | 92 |
| IV.6.1. Courants injectés | 94 |
| IV.6.2. Champ électrique..... | 95 |
| IV.6.3. Charge injectée | 96 |
| IV.6.4. Puissance et Energie | 97 |
| IV.6.5. Vitesse des streamers..... | 99 |
| IV.6.6. Mobilité | 100 |
| IV.6.7. Viscosité | 101 |
| IV.6.8. Température..... | 102 |
| IV.7. Conclusion | 103 |
| CONCLUSION GÉNÉRALE | 105 |
| BIBLIOGRAPHIE | 107 |

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les matériels électriques destinés aux réseaux de transport et de distribution sont soumis à des contraintes d'exploitation dont le concepteur doit tenir compte lors du dimensionnement des structures isolantes. Les essais et les modélisations en laboratoire constituent les premières étapes permettant de prédire et de vérifier leurs performances. Par conséquent, la conception des appareillages électriques passe par la maîtrise du comportement diélectrique dont le but est de : (i) diminuer les coûts de conception et de réalisation en limitant le nombre d'essais sur les prototypes expérimentaux, (ii) réduire les délais de conception grâce à une évaluation précoce et sûre de l'influence des nouveaux choix technologiques et (iii) optimiser la qualité du produit final en termes d'encombrement (éviter les surdimensionnements), de fiabilité, ...

Dans beaucoup d'applications, toutefois, les diélectriques liquides sont utilisés pour obtenir une rigidité diélectrique améliorée ou dans un but dual : à savoir l'augmentation de la rigidité diélectrique et de la dissipation thermique, comme par exemple, dans les transformateurs remplis d'huile. Cette dualité les rend incontournables dans bon nombre d'appareillages. Très souvent aussi, ils sont utilisés conjointement avec des isolants solides (papiers imprégnés,...).

Les avantages techniques inhérents à l'utilisation des diélectriques liquides ne se font pas sans entraîner un certain nombre de problèmes. En effet, les termes de comportement diélectrique et de rigidité diélectrique riment avec le claquage (ou rupture) électrique.

Le claquage des diélectriques liquides est loin d'être instantané. Il est précédé d'un ensemble de phénomènes dits de préclaquage. Ainsi, la compréhension des phénomènes de préclaquage amènerait à anticiper voire à éviter le claquage. L'étude des phénomènes de précla-

quage des diélectriques liquides présente donc un intérêt certain tant du point de vue industriel (câbles imprégnés, transformateurs et condensateurs,...) que du point de vue de la physique fondamentale (physique des plasmas et de la décharge,...). Durant ces trois dernières décennies, un grand nombre de travaux relatifs au préclaquage a été réalisé [1-23]. Ces travaux ont établi de façon certaine que le préclaquage comporte deux phases successives intimement liées à savoir respectivement la génération et la propagation. Des modèles ont été proposés pour comprendre et interpréter les mécanismes qui sous-tendent ces deux phases [3, 8, 12-14, 16, 24, 25].

La problématique de la thèse apparaît alors clairement: Comment à partir des observations expérimentales et des modèles proposés par les différents chercheurs, arriver à améliorer les performances de certains diélectriques liquides ou même en concevoir des nouveaux ?

Le présent manuscrit est subdivisé en quatre chapitres. Le chapitre I constitue un aperçu sur le rôle des diélectriques liquides ainsi que leurs principales causes d'altération et une synthèse bibliographique des travaux majeurs réalisés sur le préclaquage dans de tels diélectriques et enfin un descriptif des différents modèles sans prétendre être exhaustif.

Dans le chapitre II expérimental, initialement, nous utilisons le cyclohexane comme diélectrique liquide de référence ; car nous disposons de beaucoup de résultats dans la littérature [26-29] ce qui nous permet entre autre d'étalonner notre dispositif de test. Nous étendons nos expériences par la suite à des diélectriques liquides industriels tels que l'huile de Silicone et le Tétraester. Nous analyserons également l'action d'additifs capteurs d'électrons tels que l'iodobenzène et le tétrachlorure de carbone ainsi que l'effet de la pression.

Au chapitre III, sans prétendre avoir modélisé la genèse de la phase de génération qui entraîne la formation de bulles gazeuses au voisinage d'aspérité là où le champ électrique est intense, nous avons élaboré un modèle 3D de simulation, contrairement à ce qui a été fait jusqu'à présent [8, 23, 30-34], de la dynamique d'une bulle gazeuse immergée dans un diélectrique liquide soumis à un champ électrique intense divergent de sorte à montrer les instabilités à l'interface bulle-liquide d'où naîtront de minuscules petits canaux gazeux conducteurs appelés streamers.

Pour terminer, nous présentons un modèle de propagation des streamers multicanaux dans les diélectriques liquides au chapitre IV, en associant à ces streamers un circuit électrique dynamique équivalent que nous résoudrons en utilisant le calcul de réseaux. Les résultats obtenus à partir de ce modèle sont discutés et rapprochés des caractéristiques physiques des streamers (ou décharge) en particulier le courant, la charge électrique, l'énergie, la vitesse, la viscosité et la température locales des streamers, ainsi que la mobilité des porteurs de charge impliqués dans la propagation des streamers et le champ électrique à leur tête.

Chapitre I

DIÉLECTRIQUES LIQUIDES : GÉNÉRALITÉS et CONCEPTS

Les isolants électriques sont des corps solides, liquides ou gazeux qui ne conduisent pas le courant électrique. Ils se définissent comme des substances qui ont une conductivité électrique faible (10^{-8} à $10^{-16} \Omega^{-1}.cm^{-1}$ pour les liquides de qualité technique et pour ceux utilisés pour la recherche fondamentale 10^{-18} à $10^{-19} \Omega^{-1}.cm^{-1}$), c'est à dire qui possèdent très peu de porteurs de charges électriques libres (électrons libres, ions positifs ou négatifs) pouvant se déplacer dans un champ électrique. Cependant, au-delà d'une certaine valeur de la tension électrique (ou d'un champ électrique), les diélectriques passent progressivement de leur état non-conducteur à celui de conducteur. Ce fait introduit la notion de claquage ou de rupture diélectrique qui caractérise le passage de l'état non-conducteur à celui de conducteur. La rigidité diélectrique représente la valeur de la tension ou du champ électrique au-delà de laquelle la rupture diélectrique a lieu.

Dans ce chapitre, nous tentons, sur la base des travaux existants, de faire le point sur les phénomènes liés à la tenue diélectrique des liquides utilisés dans les appareillages Haute et Très Haute Tension. Nous présentons également les résultats connus, relatifs aux phénomènes précédents le claquage proprement dit, c'est à dire les phénomènes de préclaquage.

I.1. Rôle des diélectriques liquides

Les diélectriques liquides sont utilisés comme imprégnants de diélectriques solides et produits de remplissage de bon nombre de matériels électriques tels que : les transformateurs de puissance, de distribution, de four et de traction, les réactances, les réducteurs de mesure, les condensateurs, les câbles, les boîtes de traversées, les disjoncteurs, etc ...

Ces appareils fonctionnent sous des tensions de quelques centaines de volts (V) à plusieurs centaines de kilovolts (kV) et leur puissance unitaire varie de quelques voltampères

(VA) ou quelques voltampères réactifs (VAR) à des centaines de méga voltampères (MVA) ou quelques méga voltampères réactifs (MVAR). Cependant ils présentent des pertes d'énergie allant de 1‰ à 10‰ de la puissance nominale provoquant des élévations de température. Les volumes de diélectriques liquides employés varient de la fraction de litre pour les condensateurs individuels à plusieurs dizaines de milliers de litres pour les transformateurs de puissances.

Il ressort par conséquent trois fonctions essentielles qu'il convient de souligner :

□ **Fonction transfert de chaleur : évacuation des pertes d'énergie**

Bien que son rendement soit exceptionnellement élevé, un transformateur ne peut échapper aux pertes d'énergie qui accompagne toute conversion ; l'énergie ainsi perdue se dissipe sous forme de chaleur et conduit à l'obligation de refroidir l'appareil. En raison des pertes, les températures de chacun des éléments s'élèvent jusqu'à établissement d'un équilibre entre les vitesses de production et d'évacuation de la chaleur. La chaleur évacuée est véhiculée par circulation naturelle (convection) ou forcée du liquide diélectrique, vers les dispositifs de refroidissement. Un transfert de chaleur bien organisé permet d'éviter la formation de points chauds grâce à une circulation abondante et bien répartie, dont l'efficacité est influencée directement par la viscosité et la chaleur spécifique du diélectrique liquide utilisé.

□ **Fonction diélectrique : isolation au sens électrique**

Dans la partie active d'un transformateur, entre les éléments portés à des potentiels électriques différents, l'isolation est assurée :

- soit par le diélectrique liquide seul, lorsqu'il s'agit d'une isolation entre deux pièces métalliques nues : plots de commutateur par exemple.
- soit par une couche solide (papier ou carton) imprégnée de diélectrique liquide ; c'est le cas par exemple de l'isolation entre deux conducteurs voisins d'un même enroulement.
- soit par une isolation mixte : combinaison de films de diélectrique liquide et de barrières d'isolants solides ; c'est le cas d'une isolation entre deux enroulements concentriques, de tensions différentes.

Dans toutes les dispositions ci-dessus, la contribution du diélectrique liquide est essentielle.

□ **Fonction isolation au sens strict**

Elle permet tout simplement de ralentir l'oxydation directe des diélectriques solides.

A ces trois fonctions fondamentales, il y a lieu d'ajouter deux autres fonctions non moins négligeables :

□ **Fonction de résistance à l'incendie**

La fonction de résistance à l'incendie est caractérisée en particulier par le pouvoir d'extinction des arcs électriques, dans les chambres de coupure des commutateurs en charge et des disjoncteurs.

□ **Fonction de lubrification**

Enfin le pouvoir de lubrification est pris en compte dans le cas des matériels renfermant des pièces en mouvement par exemple les sélecteurs de prise, les pompes immergées, etc ... afin d'y faciliter les déplacements.

I.2. Principaux types de diélectriques liquides

En l'absence d'une classification normalisée, le tableau I.1 présente par catégories les types de diélectriques les plus couramment utilisés ainsi que leurs principaux domaines d'utilisation et leurs caractéristiques propres.

| Catégorie | Type | Applications | Caractéristiques Propres |
|-------------------------------------|--|--|--|
| Huiles minérales | Naphténique Paraffinique | Matériels à haute tension, transformateurs de puissance | Bas point d'écoulement stabilité à l'oxydation ; bon indice de viscosité |
| Hydrocarbures de synthèse | Polybutènes | Câbles | Faibles pertes diélectriques ; |
| | Alkylbenzènes | Traversées | viscosité ajustable, absorption gazeuse sous décharges partielles, |
| | Hydrocarbures alcoylés à noyaux aromatiques condensés (DIPN) | Condensateurs | bonne rigidité diélectrique au choc de foudre, biodégradabilité , absorption gazeuse sous décharges partielles. |
| | Alkylbiphényles (MIPB) Alkyldiarylalcanes (BT, DBT) | Condensateurs Condensateurs | |
| Hydrocarbures halogènes | Askarels (PCB, TCB) | Transformateurs de distribution, condensateurs | Ininflammabilité |
| | Polychlorodiphénylméthanés (TCBT + TCB) | Transformateurs | Ininflammabilité et biodégradabilité |
| | Polychloroalcanes | transformateurs | |
| Esters organiques | Huiles végétales | Condensateurs pour générateur de choc | Faibles pertes diélectriques à $f > 1000$ Hz et $\epsilon_r > 5$ à 20 °C |
| | Esters simples (BNC, DOS, DOP) | Condensateurs au papier | |
| | Phtalates (DEHP) | Remplacement des PCB en mélange avec d'autres liquides | Utilisés pour augmenter le point de feu des liquides |
| | Esters complexes, Esters du pentaérythrol | Transformateurs de distribution et de traction | Point de feu supérieur à 300 °C |
| Huiles silicones | Polydiméthylsiloxanes (PDMS) | | Bon indice de viscosité ; point de feu $>$ à 300 °C |
| | Polydiméthylphénylsiloxanes | Transformateurs de distribution et de traction | Absorption gazeuse sous décharges partielles |
| Liquides divers | Ethers - oxydes (alkyldiphényle - éther, ditolyléther) | Condensateurs | $\epsilon_r > 3$, à 20 °C adaptabilité |
| | mélanges de liquides | Condensateurs | adaptabilité |
| | gaz liquéfiés (argon) | Matériels cryogéniques et supraconducteurs | réduction ou suppression de perte Joule |

Tableau I.1 : Différents diélectriques liquides et leurs domaines d'application [35].

I.2.1. Diélectriques pour condensateurs

La correction du facteur de puissance des condensateurs de forte capacité a conduit à l'utilisation des liquides de synthèse. Le passage des champs électriques moyens de 160 kV/cm à 550 kV/cm a permis de prendre en compte la tenue aux décharges partielles. C'est ainsi que les hydrocarbures aromatiques de synthèse (Figure I.1) se sont révélés pour les condensateurs comme des liquides de choix du fait de leur fort pouvoir d'absorption gazeuse (gas absorbing). Par conséquent les puissances massiques ont pu être divisées par deux [35].

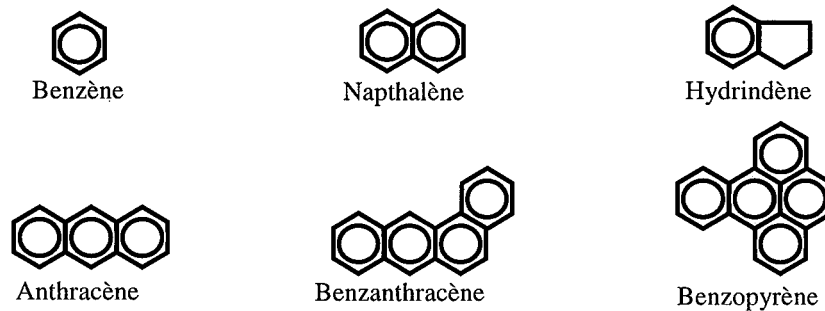


Figure I.1 : Hydrocarbures aromatiques [35]

I.2.2. Diélectriques pour transformateurs

Les diélectriques liquides chlorés, tels que les askarels (polychlorobiphényle = PCB) connus commercialement sous les noms de Pyralène, en France, et, plus universellement, d'Aroclor, sont des produits de synthèse qui ont été mis au point vers 1930. Ils résultent de la recherche de liquides ininflammables destinés à des applications diverses : transferts thermiques, application diélectriques pour condensateurs et transformateur, ...

L'askarel est si stable (ininflammabilité) que l'essai de vieillissement accéléré (oxydation) appliqué aux huiles minérales ne lui est pas appliqué. Mais le point faible concernant l'askarel, est qu'il n'est pas biodégradable. Puisqu'on le retrouve, de façon importante, dans des organismes vivants. C'est pourquoi il est recommandé d'utiliser l'askarel pour toutes sortes d'appareils de petite et moyenne puissances, qui sont le plus souvent limités à des tensions nominales inférieures ou égales à 36 kV , installés dans des locaux où l'on désire minimiser les risques en cas d'incendie.

Depuis l'interdiction des askarels dans la Communauté Économique de l'Europe (CEE), ils sont remplacés par des liquides ininflammables mais plutôt biodégradables tels que les polychlorophénylméthanés (commerciallement appelé ugilec) et les polychloroalcanes.

Ils sont à leur tour fortement concurrencés par les esters organiques, produits biodégradables et non toxiques, et les huiles de silicones préconisés pour des matériels soumis à des variations thermiques importantes.

I.2.3. Diélectriques pour Appareillage de connexion

I.2.3.1. Les disjoncteurs

Bien qu'en Haute Tension (HT) les huiles ont cédé, dans une large mesure, la place à l'hexafluorure de soufre (SF₆) diélectrique gazeux ou au vide, les disjoncteurs à huile demeurent très présents dans les appareillages de petites et moyennes performances (appareils de 6 à 36 kV pour des pouvoirs de coupure de 10 à 80 kA) du fait de leur faible constante de temps d'arc à l'extinction.

Les disjoncteurs modernes utilisent de faible quantité d'huile pour couper l'arc en confinant les bulles de gaz générées [36], afin de réduire son volume, dans une chambre de coupure isolante qui résiste à des pressions élevées [37].

Cependant, différents types de chambre de soufflage ont été prévus pour évacuer l'hydrogène et divers gaz formés lors de la décomposition de l'huile après la coupure de l'arc [38].

I.2.3.2. Les câbles d'énergie

En dessous des tensions de service de 70 kV, les câbles à masse [39] utilisent les isolants extrudés. En revanche, au-dessus de cette valeur, les huiles minérales ou de synthèse à forte viscosité sont recommandées pour les câbles d'énergie à cause de leur propriété de mise en pression.

I.2.3.3. Les traversées

Les bornes de traversée permettent à un conducteur à haute tension de traverser un système mis à la terre ou isolé. De telles configurations sont rencontrées dans les sorties de postes de couplage intérieurs, les têtes de câbles, les transformateurs de puissance et de mesure, le passage d'une isolation interne, à une isolation externe, etc [39].

Les traversées utilisent essentiellement en Haute Tension (500 kV) du papier imprégné à l'huile minérale. Mais la préférence est accordée aux hydrocarbures de synthèse (polybutènes, alkylbenzènes,...) à cause de leur bonne tenue aux décharges partielles et d'ionisation en champ électrique élevé.

I.3. Principales causes d'altération des propriétés diélectriques

Les différentes fonctions ci-dessus évoquées (§ I.1) sont vitales pour les appareillages utilisant les diélectriques liquides. Toute défaillance d'ordre électrique, peut se traduire par un claquage dont les conséquences sont toujours graves. Aussi, tout échauffement anormal, surtout s'il est localisé, ayant pour conséquence une réduction des caractéristiques électriques, peut également conduire au claquage entraînant la fragilisation des isolants solides utilisés. D'autre part, avec les transformateurs à circulation forcée, on introduit des problèmes d'électrisation statiques [40].

Tous ces aspects nous conduisent aux principales causes d'altération des diélectriques liquides.

I.3.1. L'humidité et l'oxygène

Ces deux éléments dont l'introduction dans les liquides diélectriques résulte essentiellement du phénomène de "respiration". L'influence de l'oxygène est surtout notable vis-à-vis des huiles minérales dont l'oxydation est un facteur de vieillissement.

L'humidité a une action nocive sur la tenue de tous les liquides diélectriques (Figure I.2), particulièrement lorsque cette humidité se trouve sous forme d'eau libre, en suspension, en émulsion ou fixée sur des particules solides (poussières en suspension ou dépôts). On note une réduction de la tension de claquage d'environ 23 % lorsqu'on passe de 20 à 68 ppm d'humidité dans l'huile.

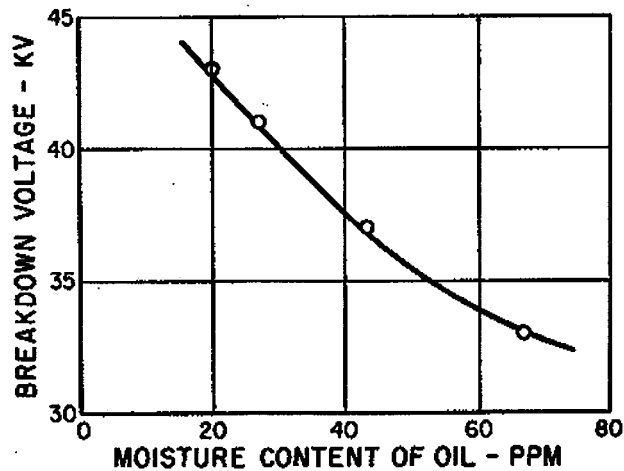


Figure I.2 : Influence de l'humidité sur la rigidité diélectrique de l'huile de transformateur. PPM : Part Per Million [19, pp. 149].

De plus, si un liquide diélectrique très chargé en humidité peut encore assurer, tant bien que mal, sa fonction électrique tant que sa température assure une solubilité suffisante, il pourra, en cas de refroidissement brutal, (rupture de charge par temps froid par exemple) être disqualifié par suite de solubilité.

I.3.2. La température

Les askarels vieillissent peu par oxydation et, de ce fait, sont peu sensibles à l'action prolongée de la température.

Les huiles minérales sont plus sensibles (Figure I.3) à l'accélération du vieillissement provoqué par les températures élevées. On note une forte décroissance de la rigidité diélectrique de l'huile après 70 °C (Figure I.3-aa) [19, pp. 151]. Dans le n-Hexane (Figure I.3-bb), on note, selon plusieurs auteurs, également l'influence de la température [41, pp. 107].

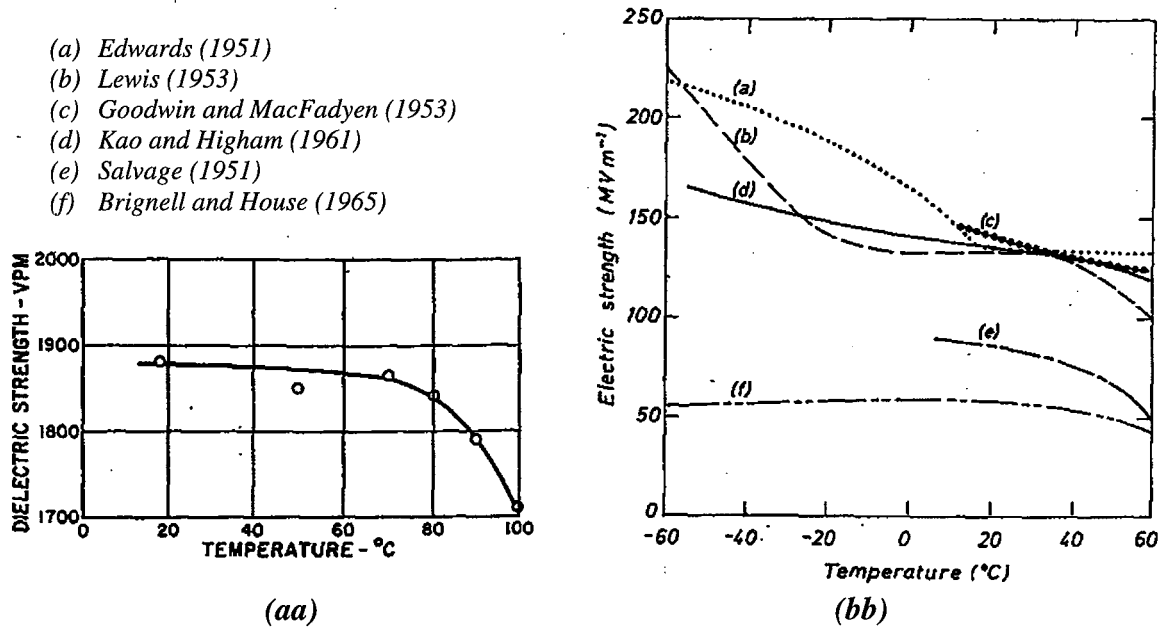


Figure I.3 : Rigidité diélectrique en fonction de la Température
 (aa) huile de transformateur, VPM = Volts per Mil
 avec 1 VPM = 39.37 V/mm, (bb) n-Hexane

I.3.3. Pollutions

Des impuretés de toute nature (poussières, graisses, etc.) peuvent être introduites dans les appareillages électriques à l'occasion de manipulations maladroites (à la fabrication ou pendant l'entretien), par exemple dans un transformateur lors d'un complément de remplissage.

Enfin, il arrive notamment dans le cas des askarels que ceux-ci en raison de leur grand pouvoir solvant, aient une action de dissolution sur les peintures, vernis et les joints, ayant pour résultat la mise en solution ou en suspension de matières étrangères au liquide diélectrique. De façon générale, un choix convenable de matériaux permet d'éviter ces inconvénients.

Si des poussières ou des fibrilles, éventuellement chargées d'humidité sont entraînées par le liquide diélectrique en circulation, elles peuvent, à cause des différences entre leurs constantes diélectriques et celle du liquide environnant, être soumises à des attractions électrostatiques, s'organiser en chaîne suivant les lignes du champ électrique et conduire au claquage [42].

I.3.4. Les décharges partielles

Les décharges partielles sont des microclaquages localisés qui ne traversent pas tout l'espace entre les éléments portés à des potentiels différents dans lequel serait contenu le diélectrique [25, 41-42].

Sous l'effet du champ électrique et l'inhomogénéités locales, provoquées par exemple par l'apparition de bulles de gaz, il peut apparaître des micro-décharges auxquelles le liquide diélectrique est, dans le cas particulier des transformateurs à circulation, en général peu sensible puisque toujours renouvelé par la circulation, mais qui peuvent devenir nocives, à long terme, si elles tendent à se fixer sur les isolants solides imprégnés et parviennent à un niveau suffisant pour le détériorer.

L'ensemble de ces principales causes d'altération des diélectriques liquides nous place au cœur des phénomènes de préclaquage et de claquage de ces derniers.

I.3.5. Le préclaquage : phénomènes de génération et de propagation des streamers

A présent nous abordons l'un des aspects fondamentaux des diélectriques liquides. Il a été observé par l'ensemble des chercheurs travaillant dans le domaine des diélectriques liquides, l'existence d'un phénomène dit de claquage qui surviendrait à court ou long terme lorsqu'une ou plusieurs des conditions d'altération ci-dessus seraient présentes.

Le claquage est loin d'être instantané ! Il est précédé d'une phase de préclaquage (ou prédécharge) [1-16, 22, 27] qui à son tour peut être scindé en deux phases :

- Une phase de génération pendant laquelle se créent les circonstances favorables à l'apparition de l'étape suivante ;
- Une phase de propagation de la perturbation précédemment créée. Elle peut durer de la millième de microseconde à la centaine de microseconde ($1/1000 \mu s$ à $100 \mu s$).

L'étude des phénomènes de préclaquage dans les diélectriques liquides, est si complexe qu'aucune des théories actuelles n'a reçu l'unanimité parce qu'elles sont incapables, individuellement, de décrire tous les faits expérimentaux.

Il se dégage des théories existantes, deux conceptions différentes. La première est basée sur le phénomène d'ionisation en avalanche dans le liquide (comme dans les gaz) donnant lieu à une phase gazeuse ionisée. Par contre, la deuxième est basée sur le phénomène d'ionisation en avalanche dans les bulles de gaz résultant d'une vaporisation locale du liquide.

En analysant l'influence de la structure moléculaire des liquides, la présence d'halogène dans la molécule du liquide, l'action d'additifs spécifiques (capteurs d'électrons et à bas potentiel d'ionisation), l'action de la pression sur les phénomènes de préclaquage, BEROUAL a montré que les mécanismes gazeux (où la bulle sert de détonateur) et électroniques ne peuvent agir singulièrement [16, 43-44]. Des spectres de lumière émis par les streamers et des analyses chromatographiques qu'il a également effectué le confirment.

Sans vouloir être exhaustif, nous ferons le tour d'un certain nombre de théories et de modèles qui pourront nous éclairer sur certains aspects des mécanismes régissant les phénomènes de préclaquage des diélectriques liquides en particulier les phénomènes de génération et de propagation des streamers.

I.4. Génération des streamers dans les diélectriques liquides

I.4.1. Phase de génération de bulles

Dans un système d'électrodes pointe-plan, l'initiation du streamer est précédée par l'apparition (à la pointe) d'une perturbation de faible indice de réfraction par rapport au liquide environnant et de taille d'environ quelques micromètres. Dans des travaux précédents [44], il a été montré au travers d'investigations expérimentales dans différents liquides que la perturbation est de nature gazeuse quelle que soit la polarité de la pointe. En effet, le volume de la perturbation est réduit voire même disparaît lorsqu'une pression modérée lui est appliquée [16, 26, 44-45]. De plus, la perturbation résulterait d'un premier pic de courant.

Par ailleurs, dans du cyclohexane ultra pur en géométrie pointe-plan, KATTAN et *al.* [34, 46] ont observé juste après un premier pic de courant, la formation d'une première bulle gazeuse, qui pour eux est la conséquence d'une avalanche électronique dans le liquide suivie d'une vaporisation. Ils établissent une relation entre l'énergie injectée W , la pression P appliquée au liquide et le rayon maximum R_m de la bulle générée par :

$$R_m = k_R \left(\frac{W}{P} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (\text{I.1})$$

avec

$$k_R = \left(\frac{3RT_b}{4\pi} \Delta U_{int} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (\text{I.2})$$

où R est la constante des gaz parfaits, T_b la température de vaporisation du liquide et ΔU_{int} l'énergie nécessaire à vaporiser localement le liquide.

Dans leurs investigations, ils estiment que dans la phase gazeuse de la première bulle, les électrons peuvent être accélérés sous l'action du champ électrique et acquérir une énergie importante afin d'y favoriser les décharges et conduire à la formation de bulles successives.

WATSON et SHARBAUGH [25] considèrent que le claquage est dû à des phénomènes d'ionisation en avalanche dans une bulle qui résulterait de la vaporisation d'une masse m de diélectrique liquide aux voisinages d'aspérités cathodiques où l'énergie ΔH nécessaire à la vaporisation est :

$$\Delta H = m[C_p(T_b - T_0) + L_v], \quad (\text{I.3})$$

avec C_p , L_v , T_0 et T_b respectivement la chaleur spécifique, la chaleur latente de vaporisation, la température ambiante et la température d'ébullition. Ils ont aussi établi une relation reliant le champ E et l'énergie H en supposant le courant limité par charge :

$$H = a_{cste} E^{\frac{3}{2}} \tau_s, \quad (\text{I.4})$$

avec a_{cste} une constante, τ_s le temps de séjour du liquide dans la région de champ important.

WATSON et *al.* [14] ont pu photographier l'apparition d'une bulle au voisinage d'une pointe dans l'huile de Silicone (Figure I.4).

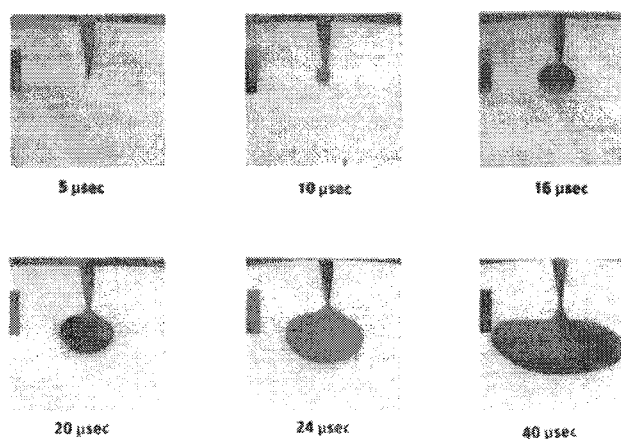


Figure I.4 : Photographie de l'expansion d'une bulle dans l'huile de Silicone DC-200 de viscosité élevée 1000 cSt en pointe négative sous tension pulsée de 10 kV avec une distance inter-électrode de 0.6 mm.

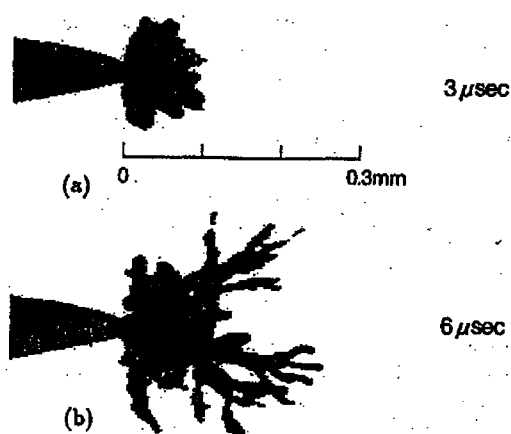


Figure I.5 : Développement de streamers dans du Silicone DC-200 peu visqueux de 2 cSt avec une tension appliquée de 11.5 kV et une distance inter-électrode de 0.6 mm [14].

Ils ont observé, dans du Silicone DC-200, 500 fois peu visqueux que celui de la Figure I.4, le développement de l'instabilité électrohydrodynamique (E.H.D.) [14, 31] à l'interface bulle-liquide (Figure I.5-a), où les streamers démarrent (Figure I.5-b).

KRASUCKI de son côté [47], a lui filmé la formation de bulles de vapeur dans des liquides très visqueux comme l'hexachlorobiphényle (Figure I.6). Il est aussi arrivé à observer l'apparition des bulles au voisinage d'aspérités comme WATSON et SHARBAUGH. Il discute

du mécanisme de l'apparition et du développement de la bulle et propose une formule donnant la variation de son rayon en fonction du temps. Il rapproche ses résultats de ceux de GÜNTHERSCHULZE (1922) qui suggéra que les mouvements ioniques produisent dans le liquide des chemins de vapeur à travers lesquels le claquage prend place. Il poursuit en confrontant ses travaux à ceux de SEMENOV et VAL'TER (1929) qui pensent à la présence dans le liquide d'une bulle à l'intérieur de laquelle se produit l'ionisation qui conduit à la vaporisation.

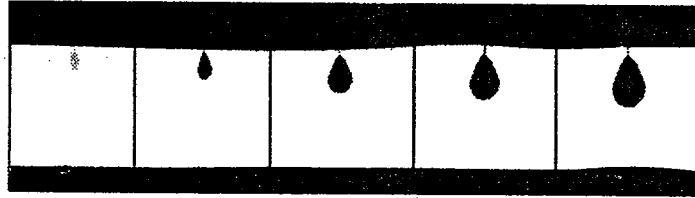


Figure I.6 : Développement d'une cavité de vapeur dans hexachlorobiphényle. Champ appliqué 2.2 MV/cm, distance inter-électrode 100 μm et 0.25 s comme intervalle de photographie [47].

Dans le même ordre d'idée, KAO [25] pense que les bulles peuvent apparaître dans le liquide de plusieurs façons : à partir du gaz adsorbé sur les électrodes ; par une répulsion électrostatique des charges d'espace, qui dépasserait la tension superficielle ; à partir de vaporisations locales au voisinage des irrégularités des électrodes, provoquées par le champ électrique et la dissociation des molécules sous les chocs des électrons émis par la cathode.

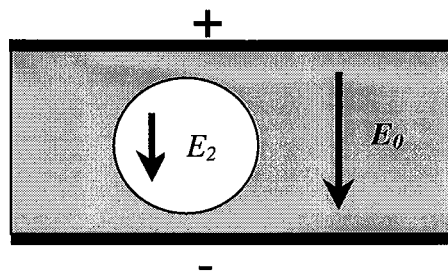


Figure I.7 : Bulle immergée dans un diélectrique liquide.

Pour lui, l'énergie emmagasinée dans un diélectrique contenant une cavité de volume v (Figure I.7) est égale à :

$$W = \frac{1}{8\pi} \int_v (\epsilon_1 - \epsilon_2) E_2 E_0 dv, \tag{I.5}$$

où E_0 est le champ appliqué, E_2 le champ à l'intérieur de la bulle et ε_1 , ε_2 les constantes diélectriques du liquide et de la bulle. Cette théorie ne concorde pas quantitativement avec les valeurs expérimentales.

I.4.2. Dynamique et instabilités interfaciales des bulles

I.4.2.1. Modèle de RAYLEIGH

La plupart des théories relatives à la dynamique des bulles générées dans les diélectriques liquides soumis à des champs électriques importants se sont fortement inspirées de la théorie de RAYLEIGH [30]. Cette théorie est basée sur une dynamique contrôlée par l'inertie du liquide environnant la bulle. Il ne fait donc pas intervenir l'action du champ électrique. Mais pour mémoire, il convient d'en décrire les grandes lignes.

Il a établi que la dynamique de la bulle est régit par l'équation différentielle suivante :

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + 1.5 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{P_\infty}{\rho} = 0 \quad (\text{I.6})$$

où R , ρ et P_∞ désignent respectivement le rayon de la bulle, la masse volumique du liquide et sa pression à l'infini.

La résolution de (I.6) donne l'expression du carré de la vitesse :

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{P_\infty}{1.5\rho} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right] \quad (\text{I.7})$$

avec $R_0 = R(t=0)$ correspondant à la valeur initiale du rayon de la bulle. La relation (I.7) reste vraie lorsqu'on a affaire à une implosion ($R_0 < R$) de la bulle. RAYLEIGH poursuit ses investigations jusqu'à obtenir l'expression du temps d'implosion τ_i de la bulle en fonction de pression P_∞ et de la masse volumique du liquide environnant :

$$\tau_i = 0.91468 \sqrt{\frac{\rho}{P_\infty}}. \quad (\text{I.8})$$

On peut noter la rapidité de l'implosion lorsqu'on augmente la pression du liquide dans lequel est immergée la bulle.

Dans la même direction que RAYLEIGH, d'autres modèles ont vu le jour. Nous citons entre autres [34] :

- le modèle de RAYLEIGH-PLESSET faisant intervenir la viscosité du liquide,
- une extension du modèle de RAYLEIGH-PLESSET qui prend en compte la tension superficielle et la pression partielle de la bulle gazeuse qui obéirait à une loi de compression-détente adiabatique,
- le modèle de GILMORE qui prend en compte la compressibilité du liquide ainsi que la vitesse du son et l'enthalpie du liquide pendant la variation de pression,
- le modèle de HERRING qui est une extension de celui de GILMORE où la vitesse du son est supposée constante,
- le modèle de la dynamique contrôlée par le transfert thermique proposé par PLESSET et ZWICK.

Ces différents modèles ne prenant pas en compte la distribution d'un quelconque champ électrique, nous nous orientons vers les modèles qui considèrent cette donnée.

I.4.2.2. Modèle de G. I. TAYLOR

G. I. TAYLOR et McEWAN [48] ont discuté sur l'instabilité résultant de l'action d'un champ électrique vertical sur une interface horizontale existant entre un fluide conducteur et un autre fluide non-conducteur. Ils introduisirent des formulations prenant en compte la tension superficielle et un facteur perturbateur caractérisé par une fonction.

MELCHER et G. I. TAYLOR [31] ont étendu le modèle précédent afin d'étudier le rôle des contraintes transversales impliquées dans des phénomènes électrohydrodynamiques en particulier dans le cas d'une bulle liquide ou gazeuse immergée. Ils ont établi la distribution du champ et du potentiel électrique dans la bulle et dans son voisinage. En outre, ils ont déterminé en tout point de l'interface bulle-liquide la vitesse et la contrainte électrique.

I.4.2.3. Modèle de GARTON et KRASUCKI

GARTON et KRASUCKI ont décrit [32] la dynamique d'une bulle gazeuse ou liquide immergée dans un diélectrique liquide soumis à un champ électrique uniforme (système d'électrode plan-plan). En s'inspirant de la méthode de RAYLEIGH (1917) [30], ils ont écrit l'équation d'équilibre des forces en utilisant les formulations de STRATTON (1941) et de SMYTHE (1950) concernant les forces d'électrostriction. Malheureusement leurs résultats théoriques ne concordaient pas assez bien avec leurs propres mesures ce qui les a amenés à douter de l'introduction des termes électrostrictifs.

Ils ont reconsidéré leurs formulations en utilisant les expressions des contraintes à l'interface sans tenir compte des termes électrostrictifs. Alors, ils ont pu montrer qu'une bulle s'allonge dans la direction du champ toute fois que sa permittivité sera différente de celle du liquide dans lequel elle est immergée. Leurs équations d'élongations des bulles compressibles (gazeuses) ou incompressibles (liquide) les amènent à constater deux faits majeurs :

- une bulle non-conductrice telle que $\frac{\epsilon_{bulle}}{\epsilon_{liquide\ diélectrique}} < 20$, aura une forme stable pour toutes les valeurs du champ,
- une bulle conductrice ou pas telle que $\frac{\epsilon_{bulle}}{\epsilon_{liquide\ diélectrique}} \geq 20$, aura une forme critique de stabilité correspondant à une valeur critique du rapport du demi axe majeur sur le demi axe mineur (de l'ellipsoïde). Pour les bulles conductrices, ce rapport vaut 1.85, et augmente jusqu'à 2.5 lorsque le rapport des permittivités décroît de l'infini à 20.

Ils ont aussi montré la dépendance des résultats avec la tension superficielle à l'interface bulle liquide diélectrique. Ils ont pu établir l'expression de la pression à l'intérieur de la bulle ainsi que le champ et la traction électrique à sa surface (interface bulle liquide). Ils obtiennent ainsi un bon accord entre la théorie et l'expérience.

1.4.2.4. Modèle de FÉLICI

FÉLICI [8] emboîte le pas à GARTON et KRASUCKI et propose un modèle de la dynamique d'une bulle immergée dans un diélectrique liquide soumis à un champ électrique en considérant deux cas :

□ **Bulle isolante**

Une bulle (de rayon r_0) immergée dans un diélectrique liquide de permittivité relative ϵ_r et soumise à un champ uniforme E_0 prend la forme d'un ellipsoïde allongé stable (Figure I.8).

Pour de faibles élongations, le champ dans la bulle est uniforme et vaut :

$$E_i = \frac{3\epsilon_r}{2\epsilon_r + 1} E_0. \tag{I.9}$$

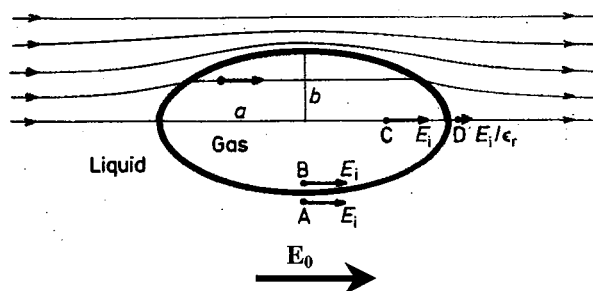


Figure I.8 : Distribution du champ électrique dans le voisinage d'une bulle isolante avec E_i le champ supposé uniforme à l'intérieur de la bulle et E_0 le champ extérieur [8].

De plus en considérant p_i et p respectivement les pressions dans la bulle et dans le liquide environnant, FÉLICI établit la différence de pression :

$$p_i - p = \frac{1}{2} \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) E_0^2. \tag{I.10}$$

Partant de cette relation (I.10), un allongement notable est observé si la différence de pression est nettement supérieure à la pression superficielle c'est à dire :

$$\frac{1}{2} \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) E_0^2 \gg \frac{2A}{r_0}, \tag{I.11}$$

où A désigne la tension superficielle de l'interface bulle liquide exprimée en N/m . La condition (I.11) impose pour des bulles microniques dans le cas où $\varepsilon_r = 2$, que le champ E_0 soit supérieur à 5 MV/cm .

□ Bulle conductrice

D'après les travaux de GARTON et KRASUCKI en 1964 [32], FÉLICI estime, que la bulle n'est stable (Figure I.9-a) que si :

$$\frac{a}{b} < 1.85, \quad (\text{I.12})$$

où a et b sont respectivement les demi-axes majeur et mineur de l'ellipsoïde constituée par la bulle.

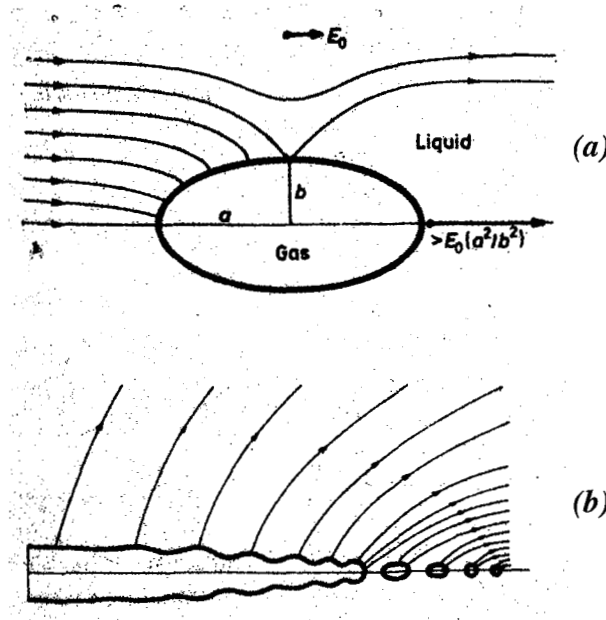


Figure I.9 : (a) Distribution du champ électrique dans le voisinage d'une bulle conductrice (b) Rupture sous forme de chapelet d'une bulle conductrice du fait de son élongation [8].

Alors si E_0 est constant, l'élongation s'accroît tant que :

$$\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 r_0 E_0^2}{A} > 0.206. \quad (\text{I.13})$$

Pour les bulles microniques, la condition (I.13) est satisfaite si E_0 est supérieur à 170 kV/cm.

FÉLICI a aussi montré que si les valeurs de champ aux pôles $E_{p\acute{o}le}$ telles que :

$$E_{p\acute{o}le} > \frac{a^2}{b^2} E_0, \quad (I.14)$$

atteignaient des valeurs importantes, la bulle aura tendance à se diviser en un chapelet de petites bulles (Figure I.9-b).

Des études récentes menées par KATTAN et al. [34, 46] ont montré l'existence d'une relation entre la génération des bulles et les phénomènes de conduction dans des liquides hautement purifiés.

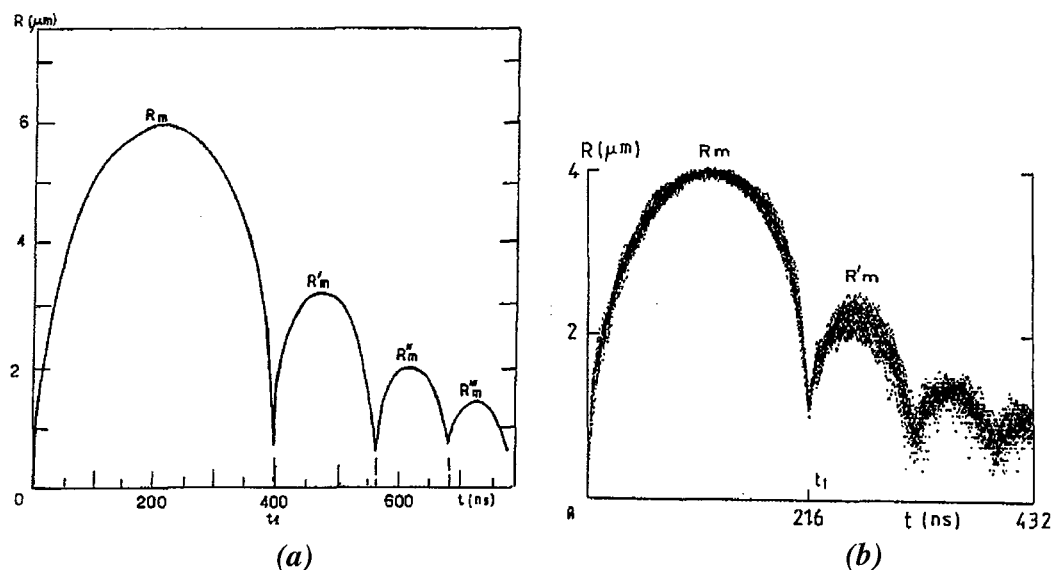


Figure I.10 : Variation du rayon R (a) d'une bulle unique générée, ($W = 1.2 \text{ nJ}$, $P = 0.22 \text{ MPa}$) et (b) d'une série de 30 bulles générées ($W = 4.5 \text{ nJ}$, $P = 0.957 \text{ MPa}$) dans du cyclohexane en fonction du temps après l'impulsion de courant [34].

Ils ont établi le rôle de la pression et de la nature du liquide. Ils ont observé que la dynamique des bulles était constituée d'un cycle d'expansion-implosion (Figure I.10). Pour eux, cette phase d'implosion conforte l'implication de la cavitation qui aurait eu pour conséquence l'érosion de leurs électrodes pointes pendant les essais. Par ailleurs, ils montrent la transition vers des streamers négatifs lents comme une conséquence de décharges successives survenues dans la vapeur de gaz des bulles précédant la formation d'un chapelet de bulles.

I.4.2.5. Modèle de BEROUAL

En tenant compte de la densité de charge électrique à la surface de la bulle (σ), il a établi l'expression de la traction électrique en tout point de la surface de la bulle (gaz ou liquide) [33]. Cette densité de charge accumulée à l'interface résulte des phénomènes d'injection et de dissociation d'impuretés présentes dans le liquide. La pression en tout point de l'interface bulle-liquide est donnée par la relation :

$$P_e = \begin{cases} P_{e \text{ normale}} = \frac{1}{2\varepsilon_1} \{ (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) [\varepsilon_2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \sin^2 \theta] E_2^2 - 2\varepsilon_2 \sigma E_2 \cos \theta - \sigma^2 \} \\ P_{e \text{ tangentielle}} = \sigma E_2 \sin \theta \end{cases} \quad (\text{I.15})$$

où les indices 1 et 2 sont relatifs au liquide et à la bulle respectivement. ε est la permittivité et θ l'angle d'incidence du champ électrique E_2 en un point et la normale à la surface en ce point.

En faisant l'inventaire de toutes les contraintes en chaque point de la bulle, BEROUAL établit l'équation de la déformation de cette dernière. Il montre que la bulle peut se déformer de façon dissymétrique par rapport à la direction du champ appliquée. Ces résultats sont confortés par les observations expérimentales.

I.5. Propagation des streamers dans les diélectriques liquides

I.5.1. Phase de propagation du streamer : Situation actuelle

Lorsqu'ils sont générés, les streamers sont caractérisés par leur faible indice de réfraction [44] par rapport à celui du diélectrique liquide. Ils se développent en progressant de façon plus ou moins ramifiée dans le milieu liquide donnant lieu à des structures diverses (Figure I.11-a et b). Durant leur déplacement, ils produisent des pics de courant brefs et irréguliers corrélés à la lumière qu'ils émettent (Figure I.12), accompagnés d'ondes de choc [50-52] (Figure I.13).

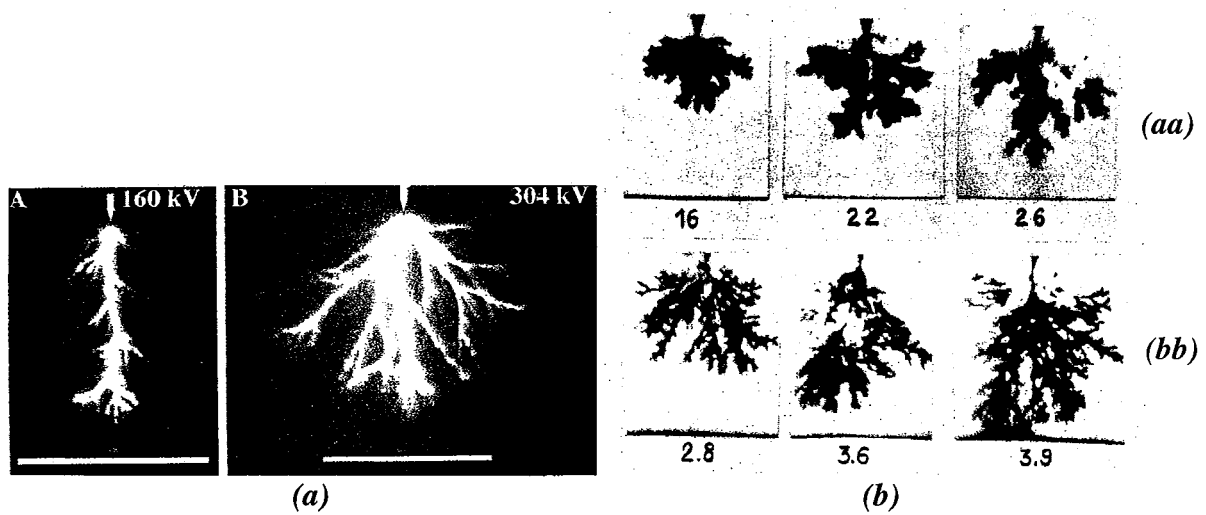


Figure I.11 : Différentes structures de streamers. (a) dans l'huile minérale en pointe positive pour les grands intervalles [49], et (b) dans le cyclohexane. $d = 2 \text{ mm}$, $R_p = 3 \text{ }\mu\text{m}$, $V = 40 \text{ kV}$, avec le temps en μs . (aa) pointe négative, (bb) pointe positive [15, 43].

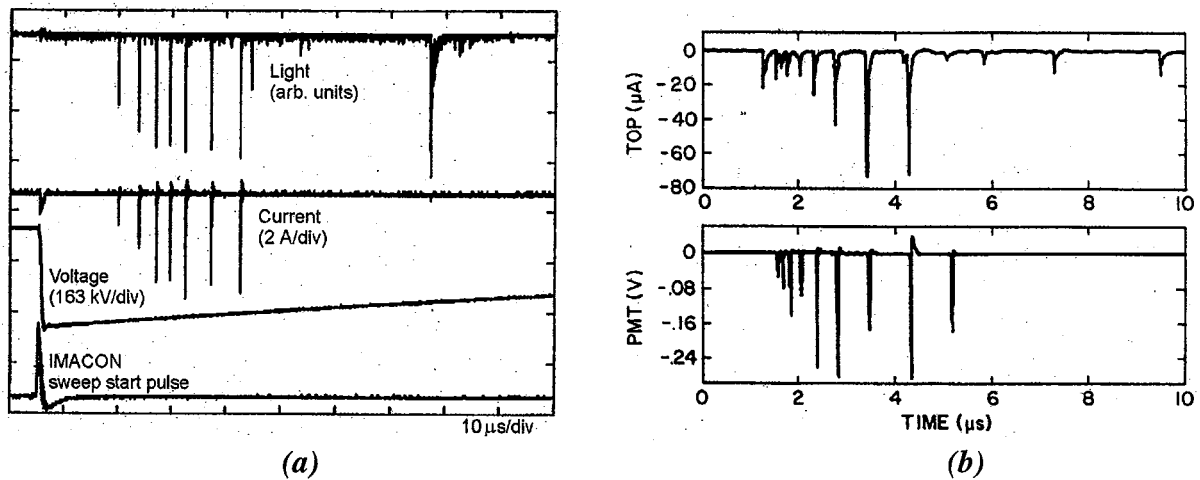


Figure I.12 : Pics de courant brefs et irréguliers corrélés avec la lumière émise (a) streamers positifs dans l'huile de transformateur, à 327 kV (tension de claquage à 30 %), $d = 150 \text{ mm}$, $R_p = 190 \text{ }\mu\text{m}$, claquage à $72 \text{ }\mu\text{s}$ [53] et (b) streamers négatifs dans le triméthylpentane, à 17 kV , $d = 5 \text{ mm}$, $R_p = 3 \text{ }\mu\text{m}$ [54].

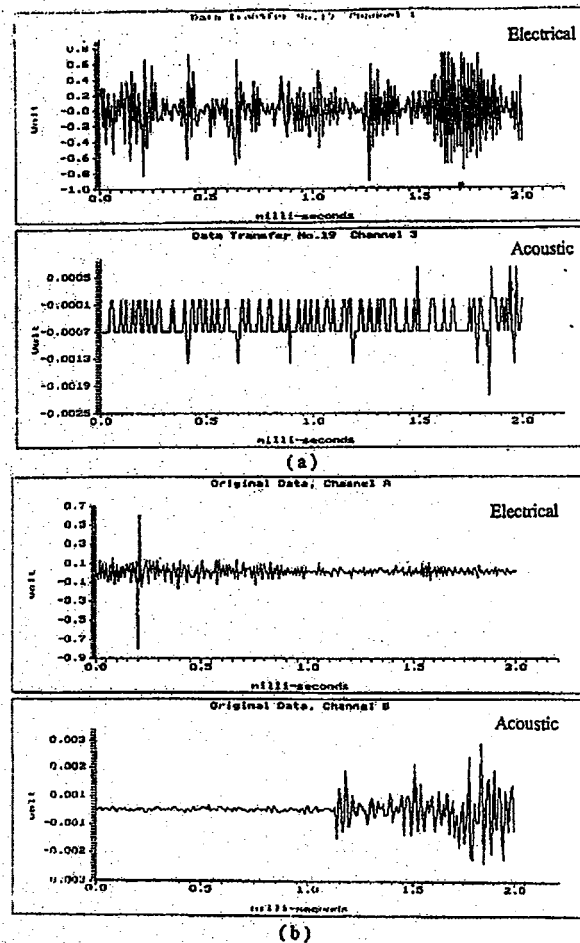


Figure I.13 : Ondes de choc corrélées avec les pics de courants. (a) enregistrement brut et (b) enregistrement après moyennage [50].

Par rapport à la génération, l'étude de la propagation est plus élaborée. En utilisant diverses techniques de mesure (visualisation et photographie ultra rapide, mesure électrique, optique, acoustique, par effet Kerr,...) [44], il a été possible de progresser de manière significative dans la compréhension des mécanismes qui régissent la propagation des streamers. Selon la polarité de la tension appliquée; la géométrie des électrodes et la structure moléculaire du liquide, différentes structures de streamer [44] peuvent être observées (Figure I.11-b). À ces structures sont associées des vitesses : les streamers lents dits buissonneux (bush-like) émanant le plus souvent des pointes négatives et les rapides dits filamenteux (filamentary) issus des pointes positives. Cependant, si l'énergie électrique injectée dans le milieu est importante, on peut avoir des streamers négatifs filamenteux et rapides.

I.5.1.1. Effet de la polarité et de la géométrie des électrodes

Dans les champs électriques divergents (systèmes d'électrodes pointe-pointe, pointe-plan, pointe-sphère, sphère-sphère, sphère-plan,...), les streamers évoluant dans les diélectriques liquides présentent plusieurs types de structure (ou modes) [44]. L'apparition de chaque structure est lié à la valeur du champ d'initiation [26].

□ Streamers positifs

Les streamers positifs issus de pointe anodique peuvent être classés en trois stades consécutifs : streamers primaires, secondaires et tertiaires [55].

En augmentant la tension, il se forme au début un streamer positif primaire (ou 1^{er} mode) produisant des arborescences très intenses. Le streamer en forme de parapluie se propage à vitesse presque constante d'environ 2 à 3 *km/s*, le champ d'initiation étant supérieur à 2 *MV/cm*.

Aux tensions encore plus importantes, la structure primaire conduit à la formation de streamers positifs secondaires (ou 2^e mode) avec plus d'arborescence et un champ d'initiation supérieur à 12 *MV/cm*. Ces streamers peuvent atteindre des vitesses de l'ordre de 32 *km/s*.

Aux champs très élevés, un streamer moins ramifié, souvent filamentaire, très rapide (plus de 100 *km/s*) dit streamer positif tertiaire (ou 3^e mode) est observé.

□ Streamers négatifs

Contrairement aux streamers positifs, ceux dits négatifs présentent seulement deux types de structure (primaire et secondaire) [55].

Aux champs électriques de plus de 2.5 *MV/cm*, les streamers négatifs primaires (1^e mode) démarrent en donnant lieu à une arborescence plus ou moins sphérique d'environ 30 à 70 μm se propageant à la vitesse approximative de 1 *km/s* inférieur de 2 à 3 fois la vitesse des streamers positifs primaires.

Aux champs électriques plus élevés encore, les streamers négatifs secondaires (2^e mode) apparaissent en formant une structure touffue se propageant à des vitesses de 1 à 3.5 *km/s*.

□ Géométrie des électrodes

La structure des streamers aussi bien que ses caractéristiques sont très influencées par la géométrie des électrodes : espacement entre les électrodes et le rayon de courbure. Ces facteurs décident de l'initiation de différentes structures de streamers [44].

YAMASHITA and YAMAZAWA [29] ont montré le rôle que joue le rayon de courbure des pointes dans l'initiation et les structures de streamer.

Par ailleurs, le rayon de courbure de la pointe influence la probabilité d'apparition des streamers filamenteux lents selon GOURNAY et LESAIN [26]. Pour les streamers filamenteux, au-dessus d'une tension seuil, ils établissent, l'existence d'un rayon de courbure critique, à distance inter-électrode fixée, où coexistent les streamers filamenteux et buissonneux.

I.5.1.2. Courant et lumière émise

L'allure générale des courants pulsés et de l'émission lumineuse sont caractéristiques de la forme du streamer et de sa vitesse de propagation. Deux formes type de courants sont observées dans un système d'électrode pointe-plan :

- Pour les streamers buissonneux lents ($< 1 \text{ km/s}$), observés généralement en pointe négative, le courant est constitué de pics (*pas de pic* $< 10 \text{ ns}$), irrégulièrement espacés, avec des amplitudes qui généralement augmentent dans le temps pendant la propagation [56] (Figure I.14, régions 1 et 2).
- Pour les streamers filamenteux rapides, principalement observés aux pointes positives, le courant contient une composante continue sur laquelle sont superposés d'autres pics de courant beaucoup plus réguliers par rapport à l'observation faite avec les streamers négatifs [56] (Figure I.14, régions 3).

Pour les deux types de streamers, l'amplitude du courant injecté et l'intensité de la lumière émise sont de forme similaire et augmentent avec la vitesse de propagation. Les courants des streamers rapides sont toujours plus importants que ceux des streamers lents quels que soient la polarité et le liquide testé [44].

BRIGGS et *al.* [57] ont observé trois situations : (i) des pics de courant corrélés avec les pics de lumière, (ii) des pics de courant qui ne sont associés à aucun pic de lumière et (iii) des pics de lumière auxquels n'est associé aucun pic de courant.

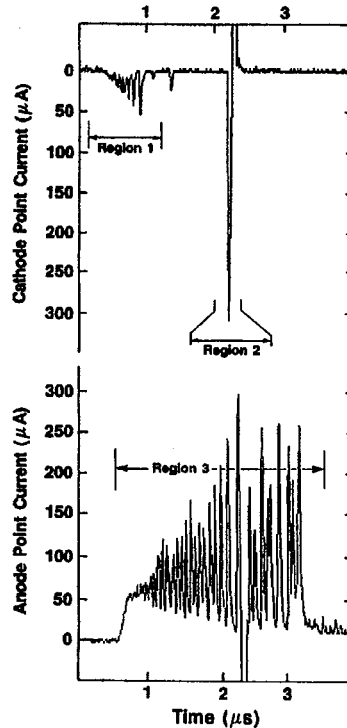


Figure I.14 : *Forme d'onde de courant prise en polarité négative (haut) et en polarité positive (bas).* [56]

D'après HEBNER [58], les streamers sont caractérisés par différentes structures, suivant les conditions expérimentales. Les formes des courants et des signaux lumineux des streamers sont particulières (Figure I.12, Figure I.14). La figure I.14 montre des pics de courants anodiques plus resserrés par rapport aux pics cathodiques. Les streamers s'arrêtent lorsque le champ électrique vient à être trop faible, produisant un chapelet de micro-bulles qui se dissout dans le liquide. De la mesure par effet Kerr du champ électrique, il montre que les streamers sont très conducteurs avec des tensions à leur tête d'environ $1/10^e$ de la tension appliquée. Il poursuit en introduisant la classification des streamers par mode (1^e, 2^e, 3^e et 4^e) dépendant de leurs vitesses et de la polarité de la tension appliquée en accord avec [55].

I.5.1.3. Influence de la température et de la pression

YAMATA et SATO [59] rapportent que la vitesse des streamers positifs augmente avec la température : dans le n-Hexane la vitesse passe de 2.3 à 2.7 km/s lorsque sa tempéra-

ture passe de 5 à 42 °C avec une tension de 25 kV ; dans le cyclohexane, on passe de 1.9 à 3 km/s à 30 kV lorsque la température augmente de 18 ± 3 à 76 °C. Par contre, les streamers négatifs dans les deux liquides précédemment cités et dans le benzène ne sont nullement affectés par la température dans les mêmes conditions expérimentales. Par ailleurs, BEROUAL *et al.* [27] montrent que dans un système pointe-plan, lorsque la pointe est positive, la probabilité d'apparition des streamers lents dans l'hexane augmente avec la température, indiquant la nature gazeuse des streamers négatifs.

Avec l'augmentation de la pression, la tenue diélectrique croit très généralement, le nombre et l'amplitude des pics de courant et de lumière sont réduits, et la forme et la longueur des streamers diminuent tendant vers un chapelet de globule [44] (Figure I.9). Au-dessus d'une pression seuil liée à l'énergie du streamer, les streamers, les courants correspondants et les pics de lumière disparaissent [44].

I.5.1.4. Influence des additifs

La question de l'effet des additifs sur la propagation des streamers et de la tenue diélectrique se révèle être capitale. De faibles concentrations d'additifs tels que le p-terphentyle et l'anthracène diminuent la tenue diélectrique du n-hexane. Cette décroissance fut attribuée à l'excitation des matières fluorescentes par l'accélération d'électrons dans le champ électrique [43-44]. Une décroissance significative de la tenue diélectrique des huiles de naphthenique fut aussi observée à l'addition de petites concentrations de composées polyaromatiques [43-44]. L'effet fut attribué aux propriétés des additifs [43-44], car ces composés sont des capteurs d'électrons et ont un bas potentiel d'ionisation [44].

De petites concentrations d'additifs à bas potentiel d'ionisation tels que le 2-méthylénaphthalène et le n,n'-diméthylaniline (DMA) ($V_i = 7.14 \text{ eV}$; $E_e = -2.1 \text{ eV}$) accélèrent les streamers positifs dans l'huile naphthenique (Marcol 70) et dans le 2,2,4-triméthylpentane [44]. Aucun effet ne fut observé sur la vitesse des streamers négatifs.

Le même effet fut aussi observé dans le cyclohexane [44] et dans l'hexane [60] de l'action d'une petite concentration de tétrachlorure de carbone (CCl_4) ($V_i = 11.47 \text{ eV}$; $E_e = +2.1 \text{ eV}$). Les streamers négatifs deviennent plus filamenteux ressemblant à des streamers positifs (Figure I.15) et leurs vitesses peuvent être augmentées d'un facteur 10. Ainsi les capteurs d'électrons aident les streamers négatifs à devenir plus rapides (puis filamenteux) et les pics de courants et de lumière associés plus nombreux et intenses [16, 43].

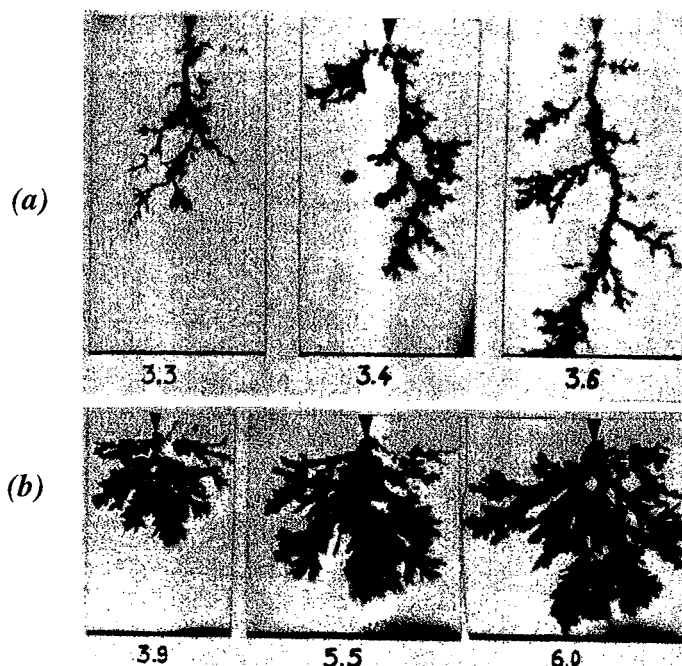


Figure I.15 : Action d'additifs sur la croissance des vitesses de streamers négatifs dans le cyclohexane. $d = 2 \text{ mm}$, $R_p = 3 \mu\text{m}$; $V = 50 \text{ kV}$; temps en μs , (a) 1 % de CCl_4 , (b) 0.2 % d'anthracène [43].

I.5.2. Modèles numériques de propagation

I.5.2.1. Modèles Fractals

NIEMEYER et *al.* [61] ont établi le lien entre les structures fractales et les décharges électriques concernant les gaz, les solides et les liquides et par la même occasion introduisirent pour la première fois la notion de fractal dans la modélisation de l'expansion de la décharge. Des chercheurs tels que NOSKOV et *al.* [62], BILLER [63], KUDO [64], ERSHOV [65] et bien d'autres [66] leurs emboîtèrent le pas pour modéliser la propagation des streamers dans les diélectriques liquides.

Le modèle de propagation fractale dans les diélectriques liquides de NOSKOV [62] est celui qui donne des résultats assez cohérents avec les observations expérimentales.

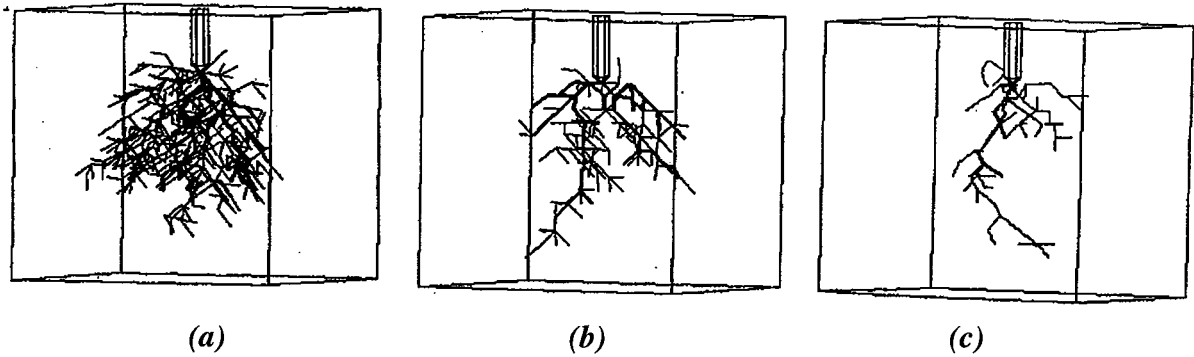


Figure I.16 : Structures de décharge simulée en 3D à différentes tensions
(a) 200 kV, (b) 150 kV et (c) 100 kV [62].

Par simulation numérique en 3D, il obtient des arborescences de décharge typiques (en considérant des petits canaux cylindriques de $10 \mu\text{m}$ de rayon) rencontrées dans les diélectriques liquides en géométrie pointe-plan (distance inter-électrode 20 mm) (Figure I.16). On distingue, en fonction du niveau de tension appliquée, des structures buissonneuses (Figure I.16-a), tree-like ou dendrites (Figure I.16-b) et filamenteuses (Figure I.16-c) avec des conductivités calculées variant entre 1 et $10 \Omega^{-1}.m^{-1}$.

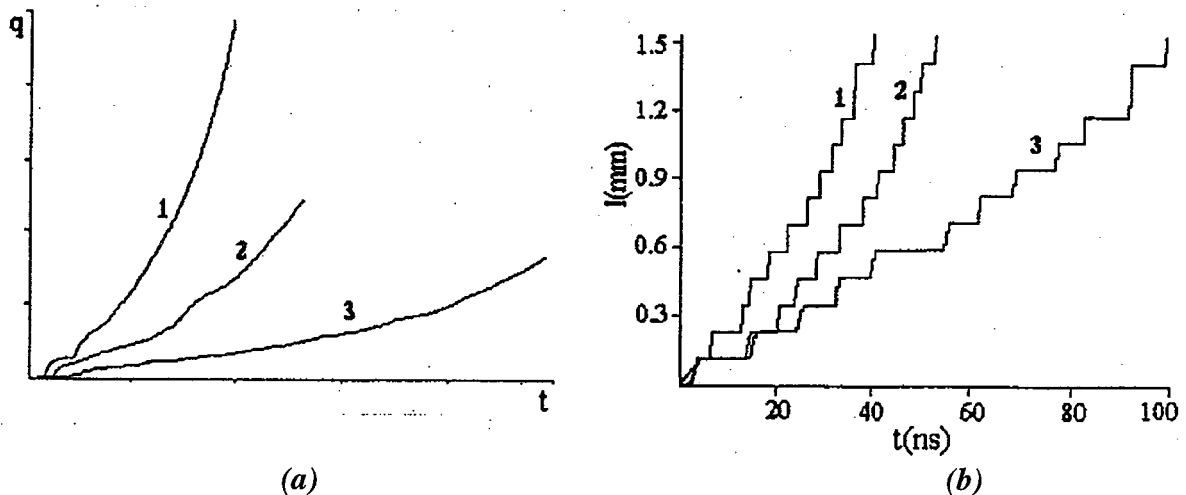


Figure I.17 : Variation (a) de la charge injectée et (b) de la longueur des streamers en fonction du temps pour différentes tensions
(1) 200 kV buissonneux, (2) 150 kV dendrite et (3) 100 kV filamenteuses. [62]

Il a aussi déterminé l'augmentation de la vitesse des streamers lorsque la tension venait à augmenter (Figure I.17-b). Les vitesses moyennes vont de 7 à 40 km/s pour des tensions allant de 100 à 300 kV . NOSKOV a également simulé l'augmentation dans le temps du courant puis de la charge électrique (Figure I.17-a) dans le diélectrique liquide et aussi pour différentes tensions.

I.5.2.2. Modèle réseau électrique équivalent

Le modèle réseau électrique équivalent utilisé pour la propagation dans les diélectriques liquides est une extension aux liquides du modèle proposé par FOFANA et BEROUAL pour la décharge dans l'air [67-68]. Nous n'exposerons pas les détails de la formulation mais plutôt le principe général. Ces auteurs ont considéré chaque streamer comme un canal conducteur (conductivité de $5 \Omega^{-1}.m^{-1}$ pour les filamenteuses et de $5 \times 10^{-3} \Omega^{-1}.m^{-1}$ pour les buissonneuses) cylindrique (rayon de $5 \mu m$) représenté par un circuit électrique élémentaire RC (R , C résistance et capacité associées à un streamer) [67-68]. Dans leur approche, la structure buissonneuse est une enveloppe approximativement sphérique constituée d'un grand nombre N_b de branches.

La résolution de système d'équations d'état est utilisée pour conduire la simulation numérique. Les résultats obtenus sont prometteurs. En effet, ils se sont placés dans les conditions de simulation suivantes : système pointe-plan (rayon de la pointe $3 \mu m$, distance inter-électrode $5 mm$ et $1 cm$ de diamètre pour le disque plan) et une onde de manœuvre $200/10000 \mu s$ avec une tension crête de $30 kV$ et $15.5 kV$ respectivement pour les structures filamenteuses et buissonneuses.

Ils ont simulé l'évolution dans le temps des structures filamenteuses et buissonneuses (Figure I.18 et Figure I.19). La production de pics de courant brefs et irréguliers est obtenue dans les deux structures (Figure I.20 et Figure I.21) avec un courant moyen pour les streamers filamenteuses faisant environ 10 fois celui obtenu pour la structure buissonneuse. Les charges électriques injectées dans le milieu diélectrique sont déduites (Figure I.22 et Figure I.23) ; elles augmentent dans le temps sous forme de paliers. Par ailleurs, les charges dans la structure filamenteuse sont 10 fois plus importantes que celles des structures buissonneuses. En outre la forme brève et irrégulière de la vitesse de propagation obtenue (Figure I.24 et Figure I.25) conforte l'allure des courants. La rapidité des streamers filamenteux par rapport aux streamers buissonneux est confirmée avec un rapport d'environ 200 entre les deux vitesses. La pression déduite pour les structures buissonneuses (Figure I.26) est de l'ordre de 6 à 15 bars.

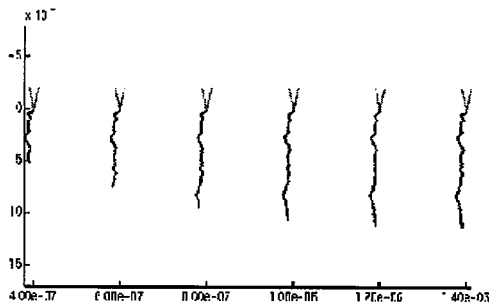


Figure I.18 : Simulation de la structure filamenteuse

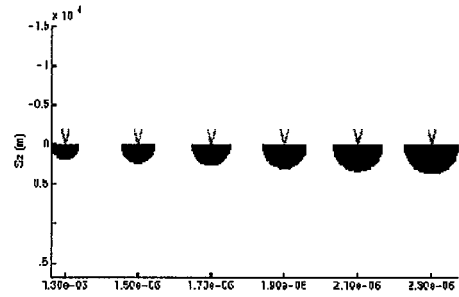


Figure I.19 : Simulation de la structure buissonneuse

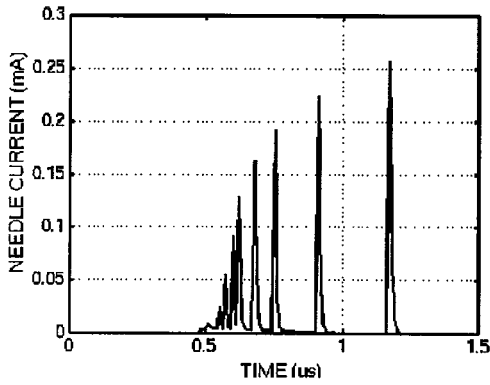


Figure I.20 : Courant de la structure filamenteuse

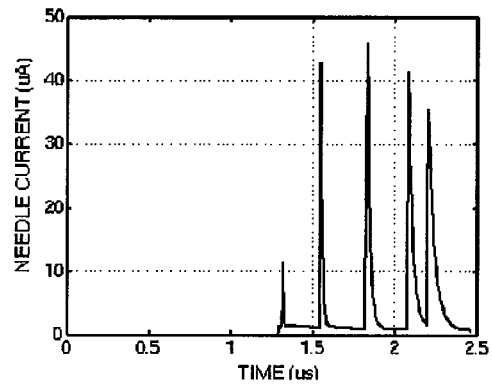


Figure I.21 : Courant de la structure buissonneuse

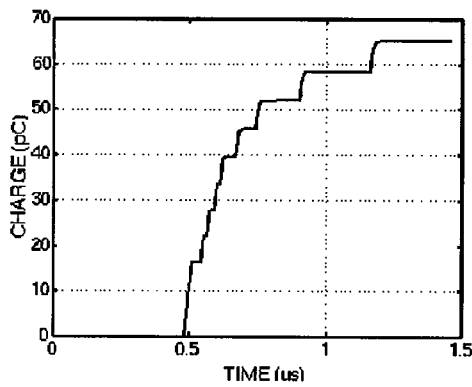


Figure I.22 : Charge de la structure filamenteuse

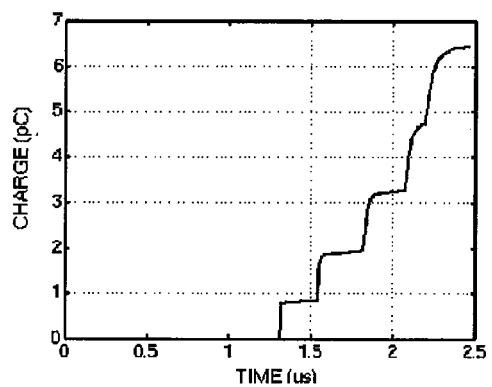


Figure I.23 : Charge de la structure buissonneuse

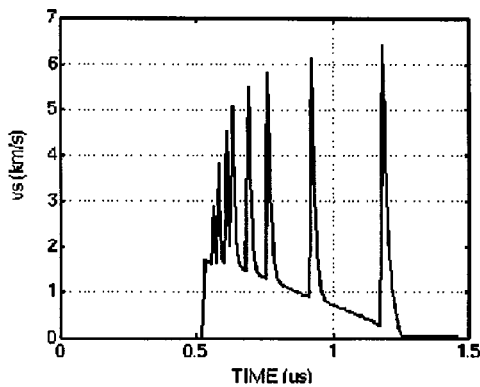


Figure I.24 : Vitesse de la structure filamenteuse

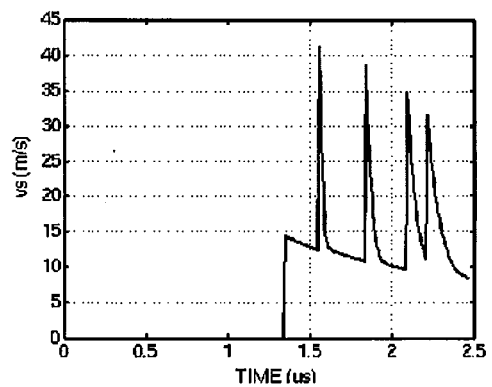


Figure I.25 : Vitesse de la structure buissonneuse

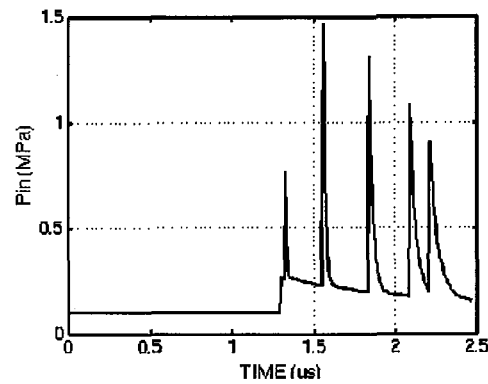


Figure I.26 : Pression dans la structure buissonneuse

I.6. Conclusion

Il ressort de cette analyse bibliographique que les mécanismes de préclaquage et de claquage dans les diélectriques liquides sont très complexes. En effet, si le rôle de certains additifs spécifiques (capteurs d'électrons) sur la forme et la vitesse des streamers est bien établi, il n'en demeure pas moins que le ou les mécanismes conduisant à l'augmentation des vitesses et à rendre les streamers plus filamentaires ne sont pas encore clairement identifiés. Sinon pourquoi un composé capteur d'électrons accélérerait-il le streamer alors que son rôle principal est de réduire le nombre de porteurs de charges négatives ? Nous tenterons dans le chapitre qui suit de répondre à quelques-unes de ces interrogations, à travers une étude expérimentale sur un liquide de formule chimique simple, en l'occurrence le cyclohexane, et de deux liquides industriels : le Rhodorsil (Huile Silicone) et le Tétraster. Nous essayerons également de faire le lien entre les phénomènes de génération des streamers et de claquage dans les diélectriques liquides. De même, nous analyserons l'effet de la pression sur les phases de génération et de claquage.

Chapitre II

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA GÉNÉRATION ET DE LA PROPAGATION DES STREAMERS

L'emploi simultané de techniques de mesure, de visualisation et d'enregistrement de phénomènes électriques et optiques ultrarapides, a permis de progresser dans l'identification et l'interprétation des différents mécanismes prenant naissance au sein des diélectriques liquides lorsque ceux-ci sont soumis à des champs électriques intenses.

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord les différents éléments du dispositif expérimental utilisés dans nos essais puis les résultats expérimentaux relatifs à la génération et à la propagation des streamers dans des liquides de structures moléculaires simples (cyclohexane) et industriels tels que l'huile de silicone et le tétraester purs ou contenant des additifs spécifiques comme l'iodobenzène et le tétrachlorure de carbone. L'influence de la pression hydrostatique sur les phénomènes aussi bien de génération et de propagation des streamers sera également analysée.

II.1. Techniques expérimentales

Le dispositif expérimental utilisé est constitué d'une cellule d'essais comportant un système d'électrodes pointe-plan, un générateur de tension, un diviseur de tension, des systèmes de visualisation, de détection des phénomènes générés dans l'intervalle inter-électrodes et de mesures de signaux électriques et optiques qui leurs sont associés.

II.1.1. Cellule d'essai

La cellule d'essai, avec une chambre test d'un volume d'environ 1.8 cm^3 , est construite dans un corps en Téflon et conçue de manière à tenir des pressions allant jusqu'à 40 bars . Les divers éléments qui la constituent sont représentés à la figure II.1.

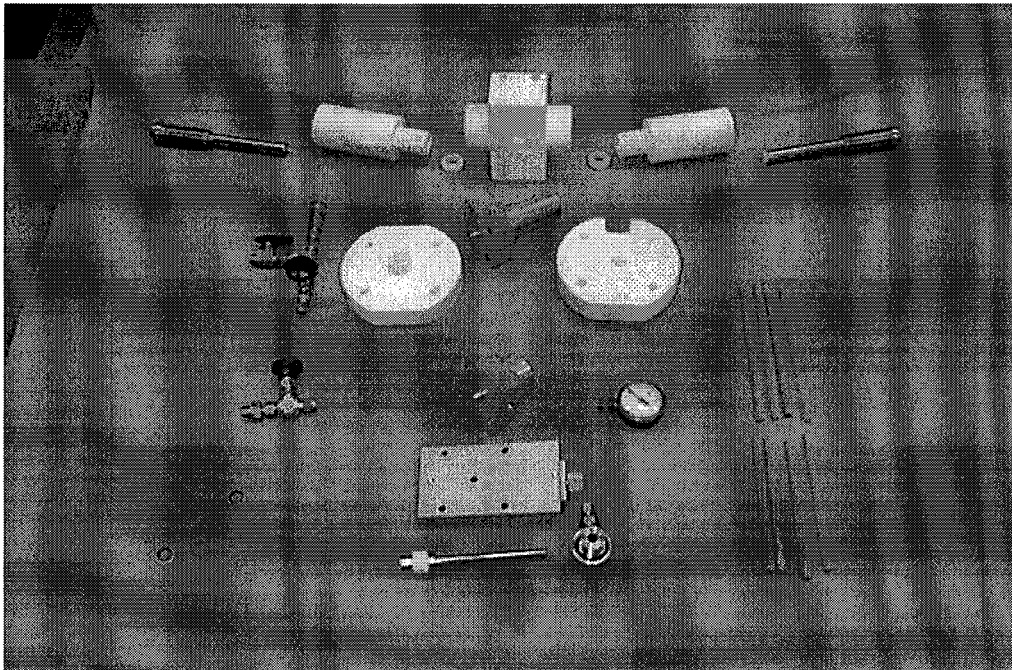


Figure II.1 : Vue de l'ensemble des éléments constituant la cellule d'essai.

La cellule est coaxiale dans le prolongement des électrodes. Les supports des électrodes sont en acier inoxydable avec leurs extrémités extérieures (par rapport à l'intérieur de la cellule) soudées à un filetage en laiton permettant de régler la distance inter-électrode.

L'électrode pointe est en tungstène thorié¹. Le tungstène avec son point de fusion élevé (environ $3460 \text{ }^\circ\text{C}$), nous permet de faire un grand nombre d'essais en érodant le moins possible la pointe par rapport aux matériaux courants [46]. Les pointes usinées sont régulières et de rayon de courbure de l'ordre de $1.5 \text{ }\mu\text{m}$.

Monté sur l'autre support d'électrode, le plan de 13.88 mm de diamètre en acier inoxydable a un polissage d'une qualité poli miroir pour avoir une surface bien régulière. L'électrode plane peut être protégée par un plan isolant (encapsulé) en téflon pour éviter le claquage.

¹ Il s'agit du tungstène thorié à 2 % afin de réduire la résistivité de la pointe.

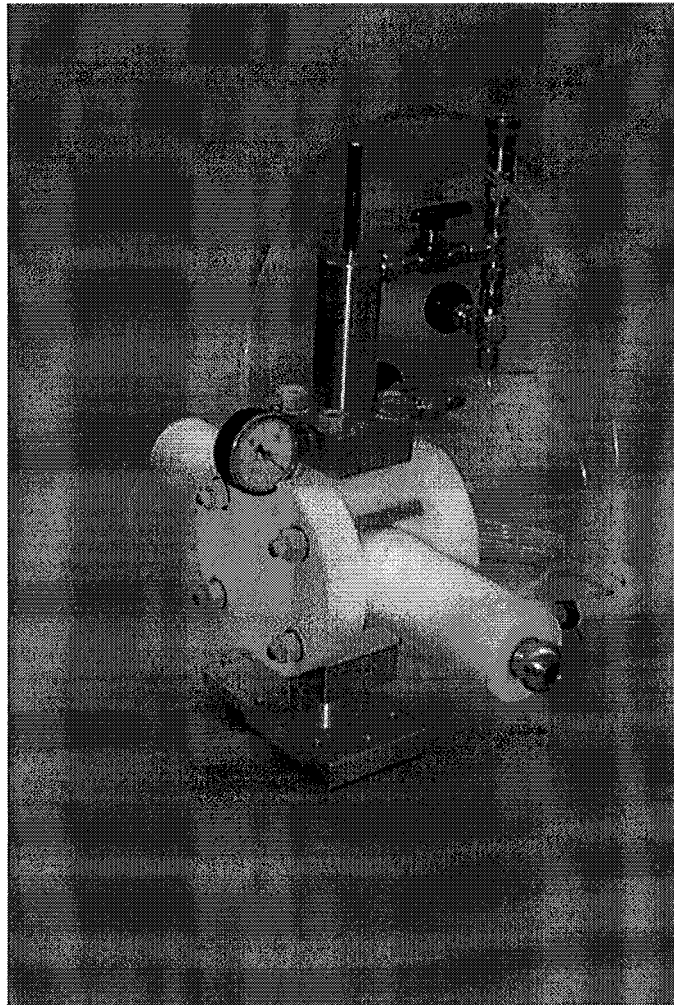


Figure II.2 : Photographie de la cellule de test après assemblage.

La cellule dispose, de chaque côté, de deux hublots en quartz de 5 mm d'épaisseur et de 15 mm de diamètre, permettant de visualiser les phénomènes générés entre les deux électrodes.

L'ensemble de la cellule monté est conforme à la photo (Figure II.2) et à la vue schématique ci-après (Figure II.3).

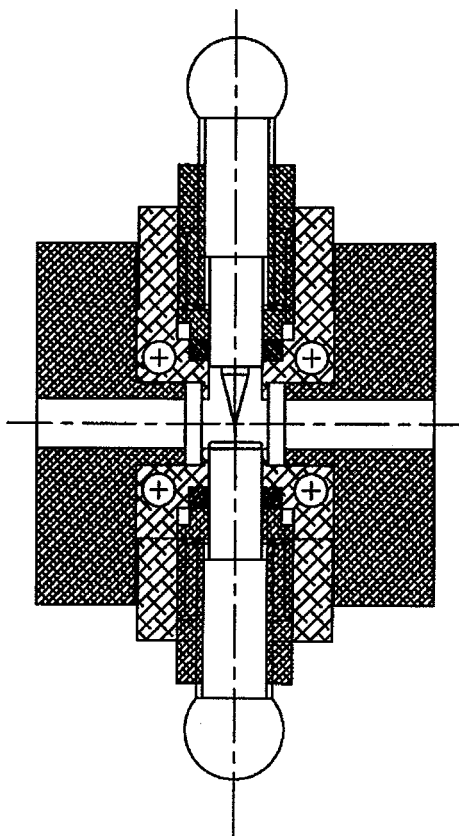


Figure II.3 : *Vue schématique de dessus de la cellule en coupe longitudinale.*

La cellule, en pièces détachées, est soigneusement nettoyée et rincée avec du baltane et de l'acétone dans une salle dépourvue de poussière. Les parties en téflon sont ensuite étuvées à 80 °C pendant environ 8 heures afin d'en éliminer toute trace d'humidité.

II.1.2. Liquides utilisés

Les diélectriques liquides que nous avons utilisés sont le cyclohexane de pureté spectroscopique fournis par PROLABO et des liquides industriels tels que le Rhodorsil (Huile Silicone 604 V 50, Rhône Poulenc) et le Tétraeater. Deux types d'additifs ont également été utilisés : le tétrachlorure de carbone et l'iodobenzène.

II.1.3. Dispositifs de contrôle et de régulation de la pression

Pour analyser l'effet de la pression hydrostatique sur les phénomènes de préclaquage, nous avons mis au point un dispositif à piston actionné par de l'azote gazeux pour contrôler et réguler la pression dans la cellule (Figure II.4).

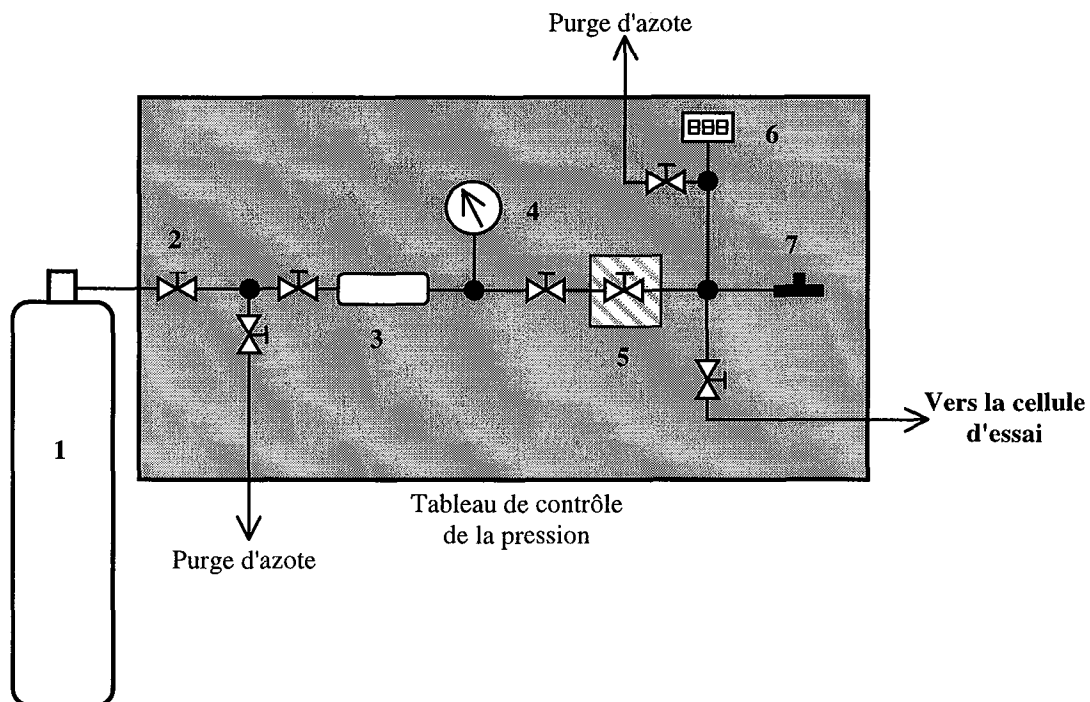


Figure II.4 : Tableau de contrôle et de régulation de la pression : (1) Bouteille d'azote à 200 bars, (2) Vanne à commande directe, (3) Bouteille tampon, (4) Manomètre à aiguille, (5) Micro - vanne à vis pointeau à commande directe, (6) Manomètre digital, (7) Vanne de purge sécurité si $p > 150$ bars.

Le choix de l'azote est justifié par sa neutralité au cas où il viendrait à se mélanger au diélectrique liquide sous test. De plus, après une analyse spectrographique, il est facilement identifiable. L'azote est stocké à la pression souhaitée dans une bouteille tampon de volume réduit pour ne pas à avoir à travailler directement avec la grande bouteille pour des raisons de sécurité. La micro-vanne à pointeau sert à régler finement la pression qui s'exerce sur le diélectrique liquide via un piston se trouvant sur la cellule.

II.1.4. Le générateur de tension

La source de tension est une génératrice à courant continu (SPELLMAN High Voltage DC supply, Input : 220 V AC ; Output : 0 - 400 kV / 2 mA) délivrant une tension réglable de 0 à 200 kV et de polarité positive. La mesure de la tension s'effectue au moyen d'un diviseur

résistif. Dans la plupart de nos essais, nous nous sommes servis du diviseur comme une résistance pure; la tension est mesurée au travers de cette résistance ($2 \times 10^9 \Omega$; $100 \mu A$ correspondent donc à $200 kV$) en utilisant un microampèremètre connecté en série (Figure II.5).

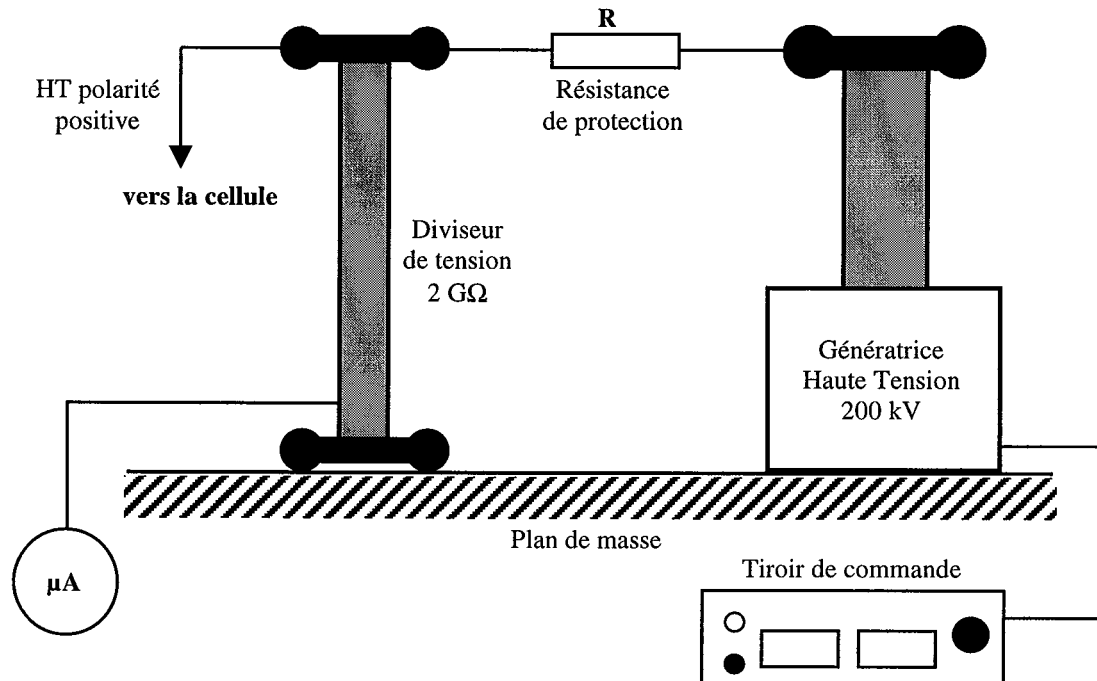


Figure II.5 : Vue schématique de la génératrice haute tension (HT).

II.1.5. Mesure du courant

La mesure du courant se fait à travers la mesure de la tension aux bornes d'une résistance de 50Ω en série avec la cellule (Figure II.6). Deux diodes rapides, montées en tête bêche en parallèle avec la résistance, protègent l'entrée de l'oscilloscope.

Les oscilloscopes utilisés sont à mémoire et de type Tektronix DSA 601A (Digitizing Signal Analyzer) et LeCroy 9450 DUAL 350 MHz (OSCILLOSCOPE 400 Ms/s, 10 Gs/s). Les enregistrements du premier, sont stockés sur une disquette tandis que ceux du second sont récupérés sur une table traçante (Plotter Hewlett Packard Modèle 7475A) via une buse GPIB.

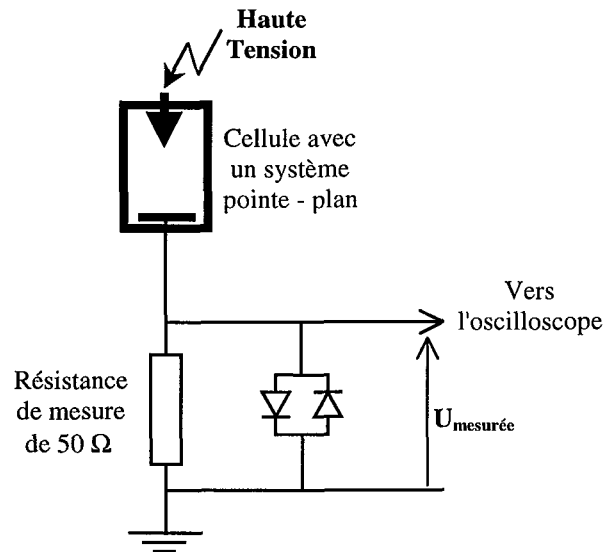


Figure II.6 : Schéma électrique destiné à la mesure du courant

II.1.6. Détection des bulles

Le principe de la détection des bulles générées (région de faible densité par rapport à celle du diélectrique liquide environnant) dans le voisinage de la pointe est basé sur la variation de l'indice de réfraction du milieu, accompagnant toute perturbation.

Un signal lumineux émis par un faisceau (environ $20 \mu m$ diamètre) laser (He-Ne, 3 mW Max out put, 670 nm, Class 3A LASER Product) éclaire la pointe et son voisinage. Toute variation d'indice de réfraction du milieu se traduit par une atténuation du signal lumineux que détecte une photodiode (Photodiode PIN BPX65 CENTRONIC) alimentée par une source indépendante (batterie de $\pm 12 volts$).

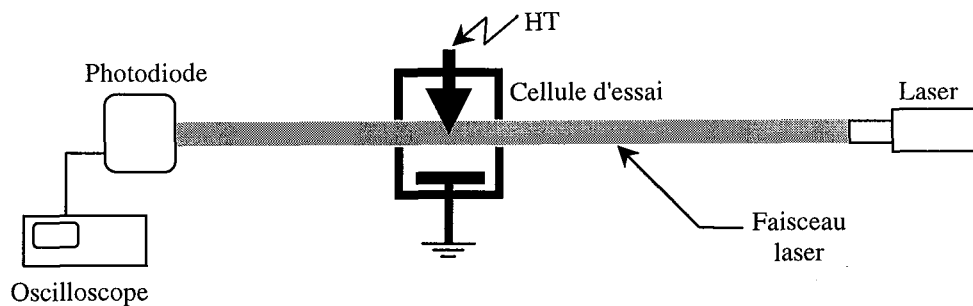


Figure II.7 : Schéma de principe du dispositif de détection des bulles

L'ensemble du dispositif est installé sur un banc optique (Figure II.7). La détection est opérée suivant le schéma de la figure II.8 ; la photodiode voit le noir total lorsqu'elle ne reçoit aucun signal lumineux (Figure II.8-a) et capte le maximum du signal reçu lorsqu'elle est illuminée et en l'absence de toute perturbation dans la zone éclairée (Figure II.8-b) ; à chaque fois qu'une perturbation (bulle) est générée, le faisceau laser est atténué (Figure II.8-c).

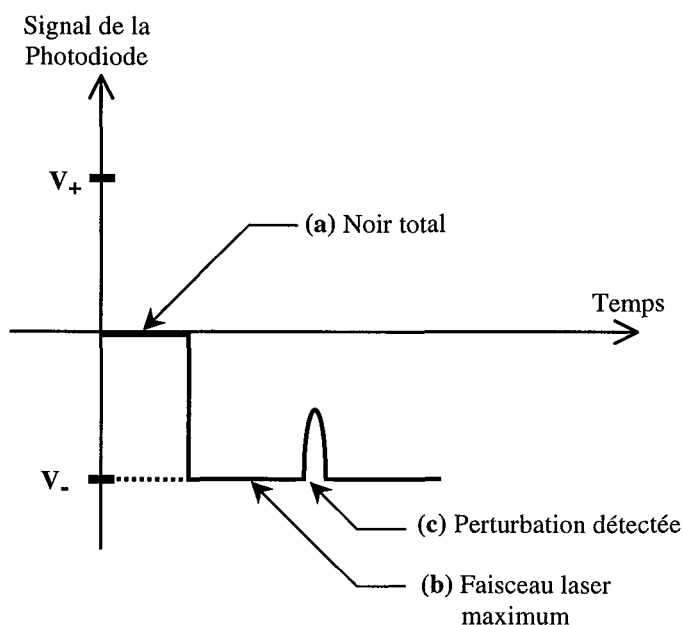


Figure II.8 : Principe de détection de la génération de bulle

Le signal laser est simultanément mesuré avec celui du courant.

II.1.7. Visualisation et détection des streamers

Ne disposant pas de caméra ultrarapide, nous nous sommes contentés de suivre la propagation des streamers à travers leurs traces lumineuses avec une caméra SONY SSC-M370CE (CCD Black and White Video Caméra, Hi-Resolution 752×582, 0.3 Lux) utilisant un objectif COSMICAR LENS TELEVISIONS (50 mm de focal et 1:1.4 d'ouverture). La caméra est reliée simultanément à un magnétoscope (Video Cassette Recorder VHS Panasonic AG - 7355) et à travers une carte de saisie vidéo à un ordinateur (Figure II.9).

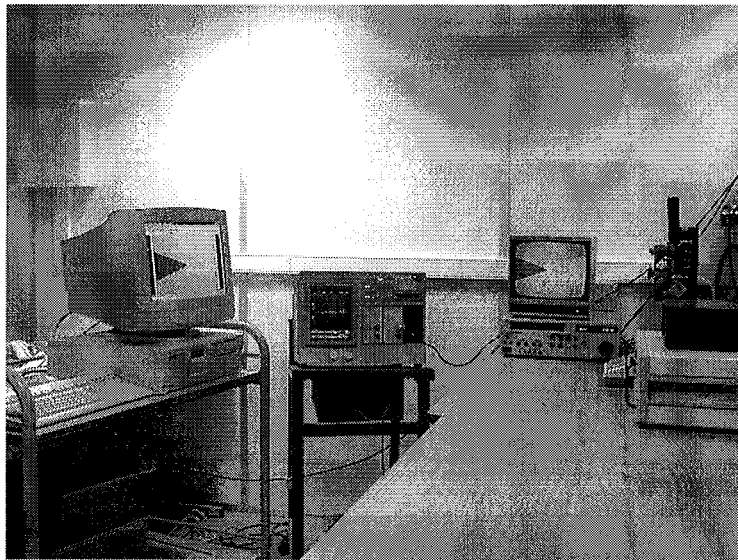


Figure II.9 : *Vue de l'ensemble du dispositif de mesure et d'enregistrement*

II.1.8. Détection de la lumière émise par les streamers

La lumière émise par les streamers est détectée par un photomultiplicateur ou PM (Hamamatsu, MODEL C3350, High Voltage DC Power Supply). Les grilles du photomultiplicateur sont placées devant l'un des hublots de la cellule d'essai et dans l'obscurité totale. Le signal obtenu est récupéré sur un oscilloscope simultanément avec celui du courant traversant la cellule.

Le dispositif complet est montré à la figure II.10.

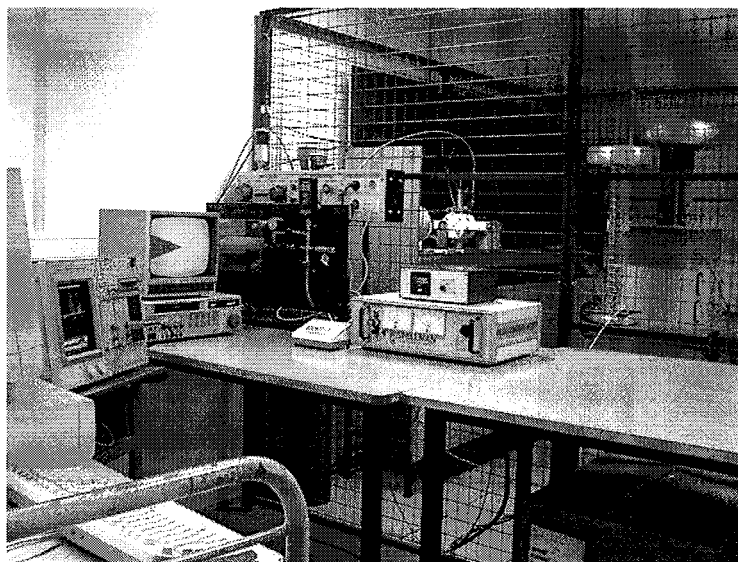


Figure II.10 : *Dispositif complet de test avec en arrière plan, dans la cage de faraday, la cellule et le générateur*

II.2. Résultats expérimentaux

II.2.1. La génération

Il ressort des différentes observations expérimentales, qu'en dessous d'une certaine tension seuil U_s , caractéristique pour chaque liquide, aucun signal électrique (courant) ou optique n'est détectable. Dès que la tension atteint cette valeur U_s , il apparaît une impulsion de courant accompagnée d'une atténuation du faisceau lumineux (laser) éclairant la pointe, indiquant ainsi un changement d'indice de réfraction du milieu ; caractéristique d'une bulle (Figure II.12-a, b et c). Des observations similaires ont été rapportées par d'autres chercheurs [46, 57, 69]. L'atténuation du signal lumineux intervient toujours avec un certain retard par rapport au signal du courant. Ce qui signifie que la bulle est une conséquence de l'injection de courant. Ceci est observé pour les deux polarités de la pointe. Cependant, en polarité positive, les deux signaux s'estompent en même temps (Figure II.12-a), ici, en moins de $1 \mu s$ alors qu'en polarité négative, l'atténuation lumineuse persiste au-delà du retour à zéro du courant injecté pour disparaître plusieurs microsecondes plus tard. Par conséquent, la dynamique de la bulle n'est pas la même selon la polarité.

Le fait que lorsque la pointe est négative, les séquences correspondant à la dynamique de la bulle durent plus longtemps qu'en pointe positive, peut expliquer les différences observées dans les structures de streamers générés par la suite.

Cependant, les champs électriques à la pointe, calculés avec un code de calcul utilisant les éléments finis (FLUX2D) (Figure II.11), sont de l'ordre de 9.6 à 12 MV/cm respectivement en pointes négative et positive pour l'exemple de la figure II.11. De telles valeurs sont du même ordre que les champs d'ionisation ou d'émission.

Il résulte de la charge (courant) injectée, un échauffement local et une vaporisation du liquide au voisinage de la pointe donnant naissance à des bulles. A partir de la charge correspondant au premier pic de courant, on peut en déduire les dimensions moyennes (§ I.4.1. du chapitre I) de la bulle générée, en identifiant l'énergie correspondante à celle nécessaire pour la vaporisation du liquide [46, 69].

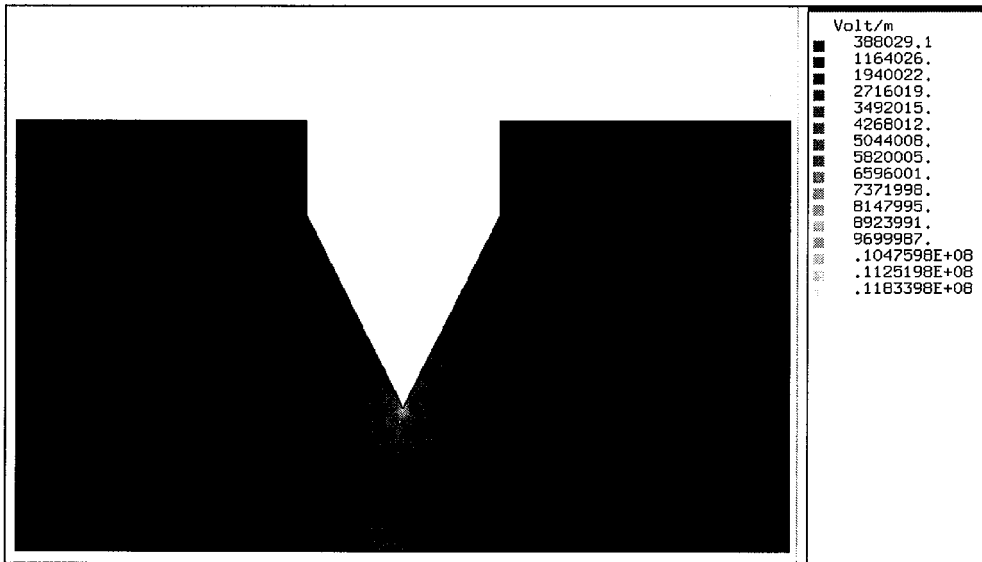


Figure II.11 : Distribution en dégradé du champ électrique dans un système d'électrodes pointe-plan obtenue avec FLUX2D.

La durée de vie de telle bulle est de l'ordre de $8 \mu s$. Dans le cas où la pointe serait positive, les dimensions de la bulle, si celle-ci est de forme sphérique serait très proche de celle en pointe négative mais sa durée de vie n'est que de l'ordre de $0.6 \mu s$.

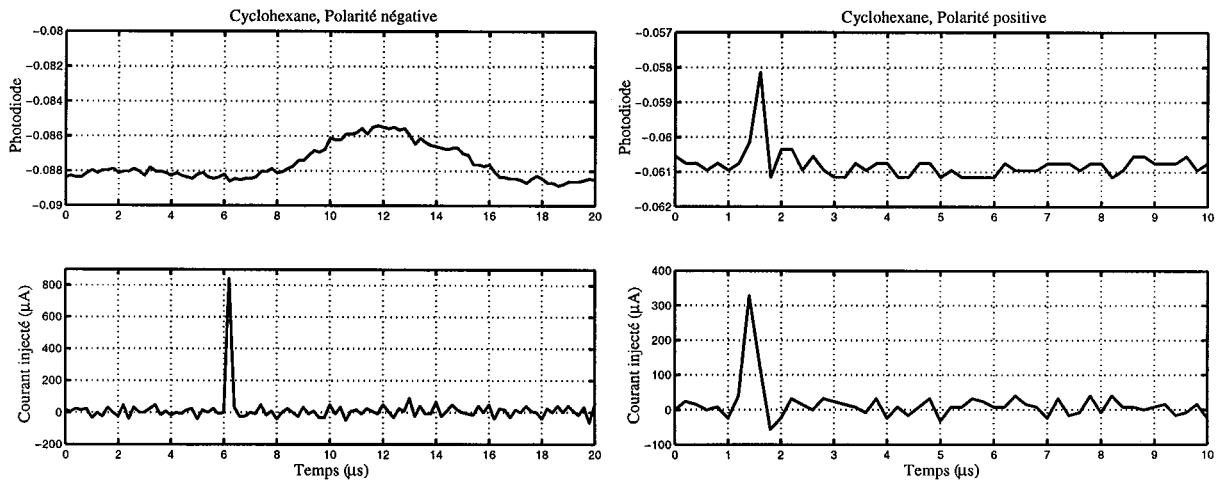


Figure II.12 -a : Corrélation des oscillogrammes du courant de génération et de l'atténuation laser avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \mu m$ à 1 bar en polarité négative (8 kV) et positive (10 kV).

Par ailleurs, nous avons observé que pour les deux polarités, il peut y avoir apparition d'un pic de courant accompagnée d'aucune atténuation lumineuse (Figure II.12-b). Ce fait suggère que l'injection de courant dans certain cas n'entraîne pas forcément de vaporisation locale.

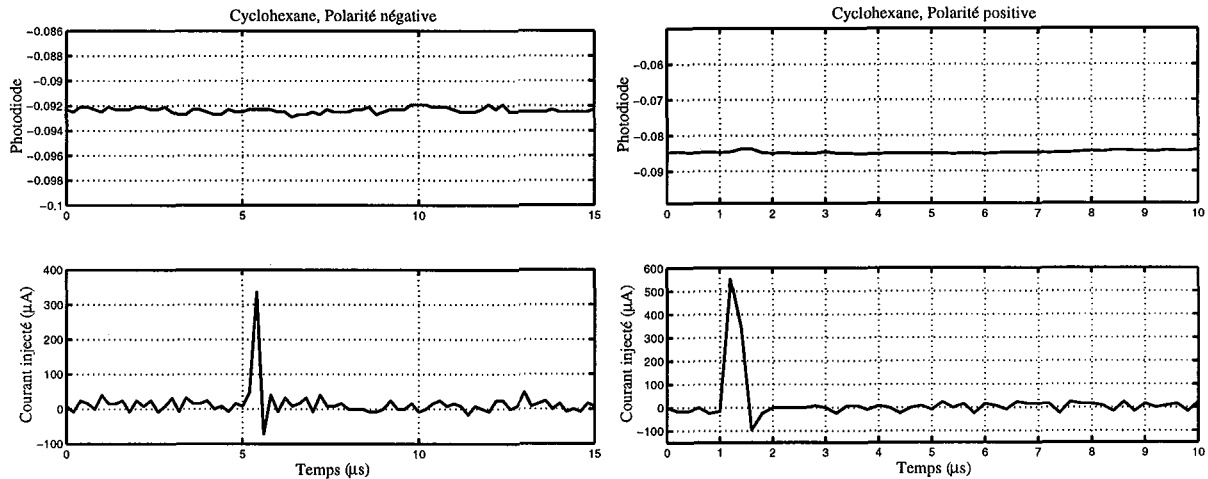


Figure II.12 -b : Oscillogramme du courant de génération et de l'atténuation laser avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ à 1 bar en polarité négative (8 kV) et positive (10 kV).

Dans certains cas lorsque la pointe est négative, nous avons également observé une atténuation de lumière sans pic de courant (Figure II.12-c). Ceci est certainement lié à des phénomènes électrohydrodynamiques (EHD).

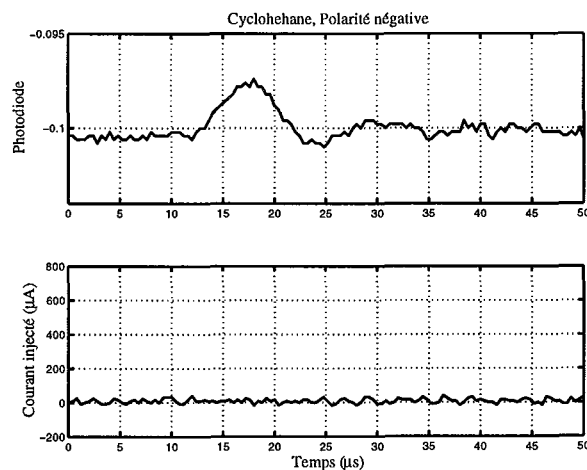


Figure II.12 -c : Oscillogramme du courant de génération et de l'atténuation laser avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ à 1 bar en polarité négative (8 kV).

II.2.1.1. Influence de la pression

Pour le cyclohexane, l'huile silicone et le tétraester (Figure II.13), les tensions de génération en polarité positive sont supérieures à celles mesurées lorsque la pointe est négative.

L'écart est de 11 à 14 % pour l'huile de silicone, de 9 à 10 % pour le tétraester et de 10 % pour le cyclohexane.

La tension de génération augmente quasi-linéairement avec la pression et ce pour les deux polarités. Une telle variation a été rapportée par d'autres chercheurs dans d'autres liquides [70].

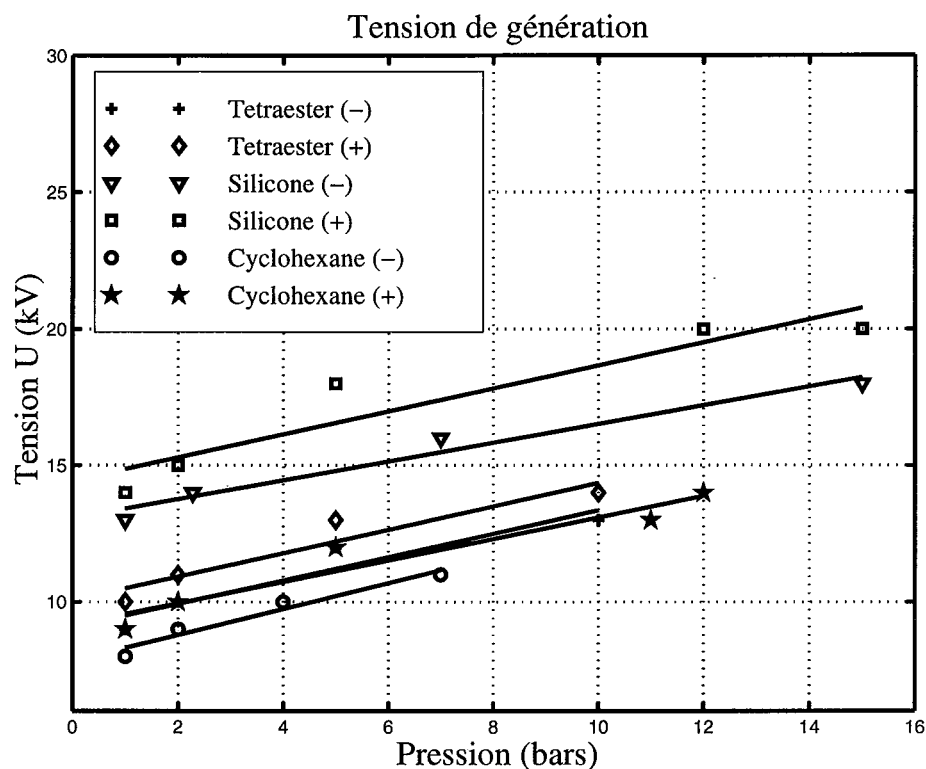


Figure II.13 : Tension de génération pour différents diélectriques liquides en fonction de la pression avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$. (-) et (+) désignent les polarités.

II.2.1.2. Action d'additifs : l'iodobenzène et le tétrachlorure de carbone

La tension de génération est très influencée par la présence de capteurs d'électrons. Comme on peut le voir sur la figure II.14 et la figure II.15, aussi bien avec l'iodobenzène que le tétrachlorure de carbone, la tension seuil de génération dans le tétraester, pour une pression hydrostatique donnée, augmente avec la concentration de ces additifs spécifiques. Avec une concentration de 400 ppm de l'un de ces additifs, cette tension passe du simple au double. Par conséquent, la présence de ces additifs agit vraisemblablement sur le champ de génération et la pression agit en s'opposant à la génération du gaz. Les deux mécanismes, électroniques et gazeux, sont présents dans la phase de génération.

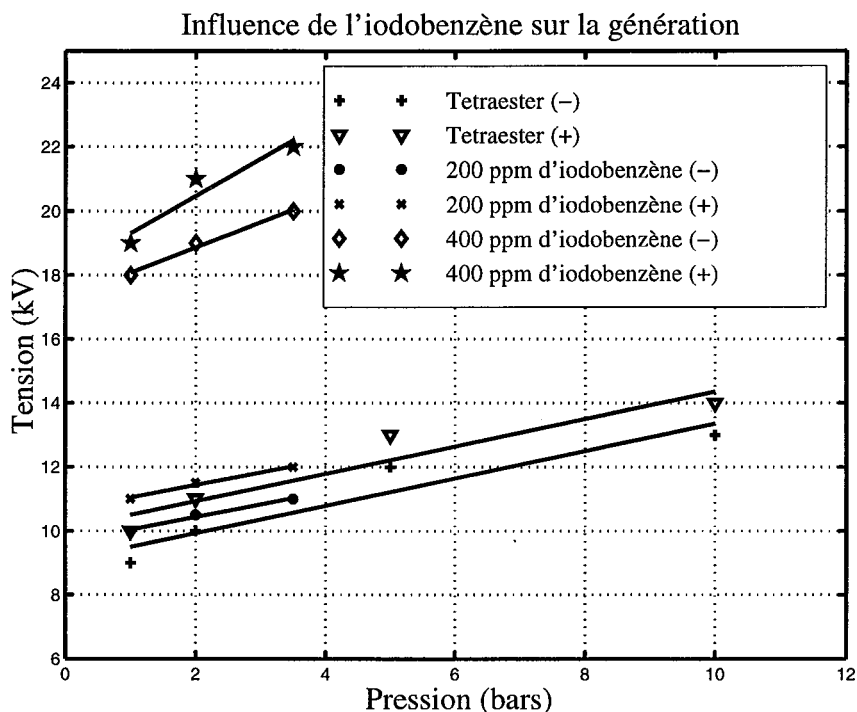


Figure II.14 : Action de l'iodobenzène sur la tension de génération du tétraester en fonction de la pression avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \mu\text{m}$; (-) et (+) désignent les polarités.

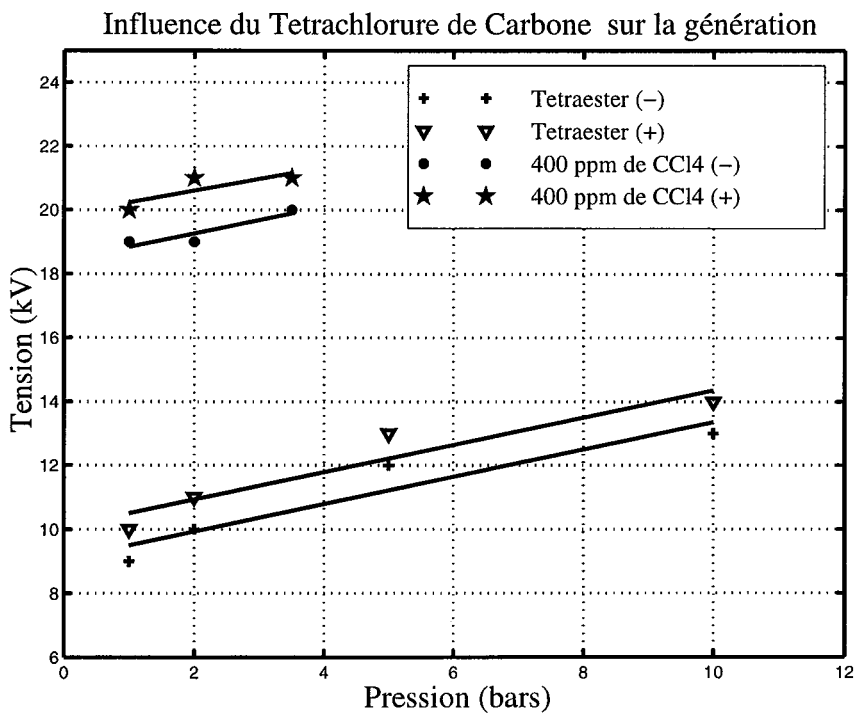


Figure II.15 : Action du tétrachlorure de carbone sur la tension de génération du tétraester en fonction de la pression avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \mu\text{m}$; (-) et (+) désignent les polarités.

Ces résultats permettent d'expliquer, en partie, le fait que la tension de claquage du tétraester augmente de manière très significative, pour une concentration donnée d'un composé capteur d'électrons. De telles observations ont été faites par les chercheurs de l'Institut Schering de Hannover [71] avec du tétraester en présence de transclène.

II.2.2. La propagation

Une fois la bulle générée, différentes structures de décharges (streamers ou arborescences) peuvent prendre naissance, selon la dynamique de la bulle, les instabilités à son interface. Il ressort des résultats rapportés dans la littérature [44] que ces streamers peuvent être de forme sphérique, en forme de parapluie, très filamentaire,... Par conséquent, leurs vitesses peuvent varier de quelques dizaines de m/s à quelques dizaines de km/s . Dans ce dernier cas, l'utilisation de caméras ultra-rapides est nécessaire. Ne disposant pas de tels moyens, nous nous sommes contentés de faire de la photographie statique (caméra vidéo) lorsque cela était possible ; ce qui nous permettait de voir la forme globale à un moment donné de l'évolution du phénomène. D'autre part, connaissant les corrélations existantes entre les différentes caractéristiques des streamers (forme, vitesse, courant, émission lumineuse) [15, 44], nous avons mené notre étude sur l'analyse des signaux électriques et lumineux.

II.2.2.1. Régimes d'impulsions de courant

Quelle que soit la polarité de la pointe, on observe deux régimes d'impulsions de courant : des impulsions de fréquences dans la gamme des kiloHertz (kHz) et d'autres dans la gamme des MégaHertz (MHz). Ceci a été observé également par BRIGGS et *al.* [72]. En général, les courants en pointe positive comportent une composante continue (Figure II.16) alors qu'en pointe négative, ils sont constitués d'un train de pics discrets (Figure II.17).

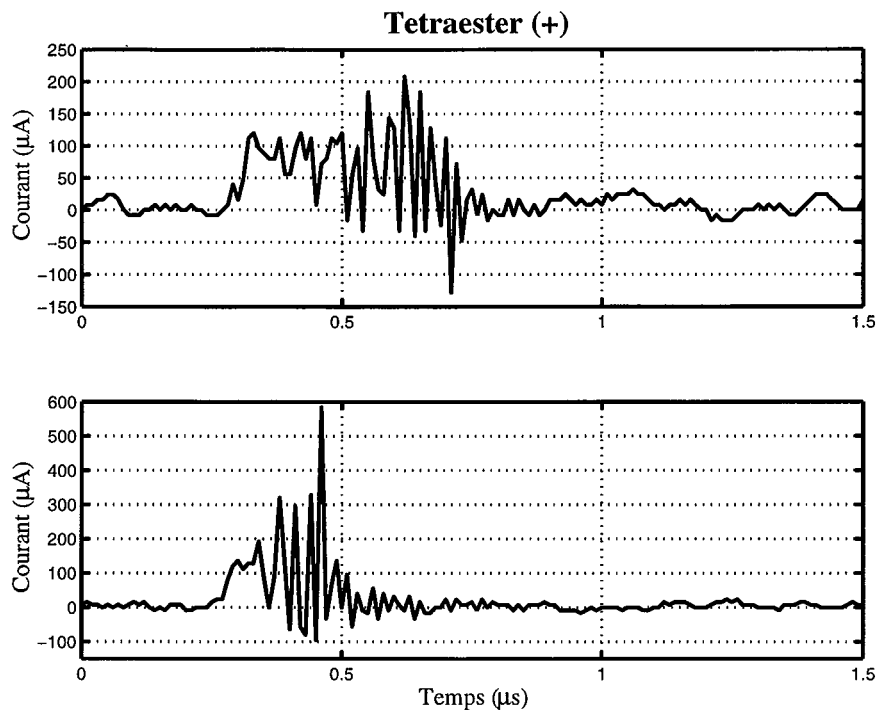


Figure II.16 : Différents régimes de distribution de pics de courant des streamers positifs dans le Tétraester avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \mu\text{m}$ en polarité positive (à 5 bars, 14 kV ci-dessus et à 10 bars, 16 kV ci-dessous).

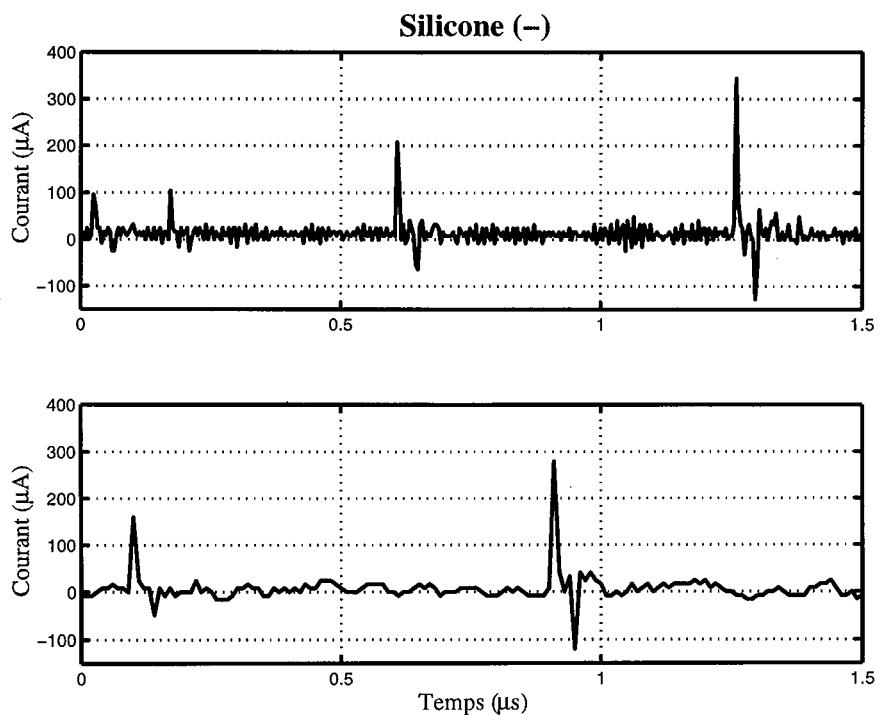


Figure II.17 : Différents régimes de distribution de pics de courant des streamers négatifs dans l'huile de Silicone avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \mu\text{m}$ en polarité négative (à 1 bar, 14 kV ci-dessus et à 1 bar, 12 kV ci-dessous).

II.2.2.2. Estimation de la vitesse des streamers

Comme nous l'avons rappelé dans le premier chapitre, l'énergie injectée dans le liquide est dépensée sous différentes formes. Une partie (soit environ le dixième, $\beta = 0.1$) sert au déplacement du streamer. Partant d'une approche énergétique, BEROUAL [16] a pu établir une relation donnant la vitesse des streamers, connaissant les conditions d'essais et le courant (ou la charge obtenue par intégration du courant) injecté. Ainsi, la vitesse instantanée de chaque branche du streamer est donnée par la relation:

$$v_k^2 = \frac{2\beta E_k}{\pi \rho r_k^2} \int_{\Delta t_k} i_k dt \quad (\text{II.1})$$

en remarquant que la charge vaut

$$q_k = \int_{\Delta t_k} i_k dt \quad (\text{II.2})$$

et le champ électrique est donné par

$$E_k = \frac{\sigma_k}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad \text{ou} \quad E_k = \frac{q_k}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_r r_k^2}, \quad (\text{II.3})$$

avec l'indice k désignant le $k^{\text{ième}}$ pic de courant associé au $k^{\text{ième}}$ canal généré de courant i_k , de rayon r_k , de champ électrique E_k et de densité surfacique de charge σ_k à sa tête ; enfin ρ est la masse volumique de la vapeur saturante de gaz provenant de la vaporisation locale, la constante $\beta = 0.1$ et Δt_k le laps de temps que dure le pic de courant à l'instant t_k . On s'aperçoit très rapidement que l'intégrale s'annule en absence de pic de courant par conséquent le streamer se propagerait par saut.

Connaissant les charges élémentaires injectées pour effectuer un saut, on peut déduire la vitesse moyenne du streamer sur tout l'espace inter-électrode :

$$v_{\text{moyenne}} = \frac{1}{t_k} \sum_{k=1}^n v_k \Delta t_k \quad (\text{II.4})$$

II.2.2.3. Analyse des courants et des émissions lumineuses

Au-delà de la tension seuil (ou génération), différentes formes de streamers accompagnées d'émissions lumineuses sont observées (Figure II.18 et Figure II.19) : un cas où l'on a

des points lumineux bien localisés, semblant suivre les branches d'un streamer filamentaire obtenu avec une pointe positive, et un autre cas où l'on a une émission lumineuse très intense couvrant un large espace entre les électrodes observé en pointe négative. Ce dernier cas semble indiquer que les streamers négatifs peuvent être également très énergétiques et par conséquent très rapides.

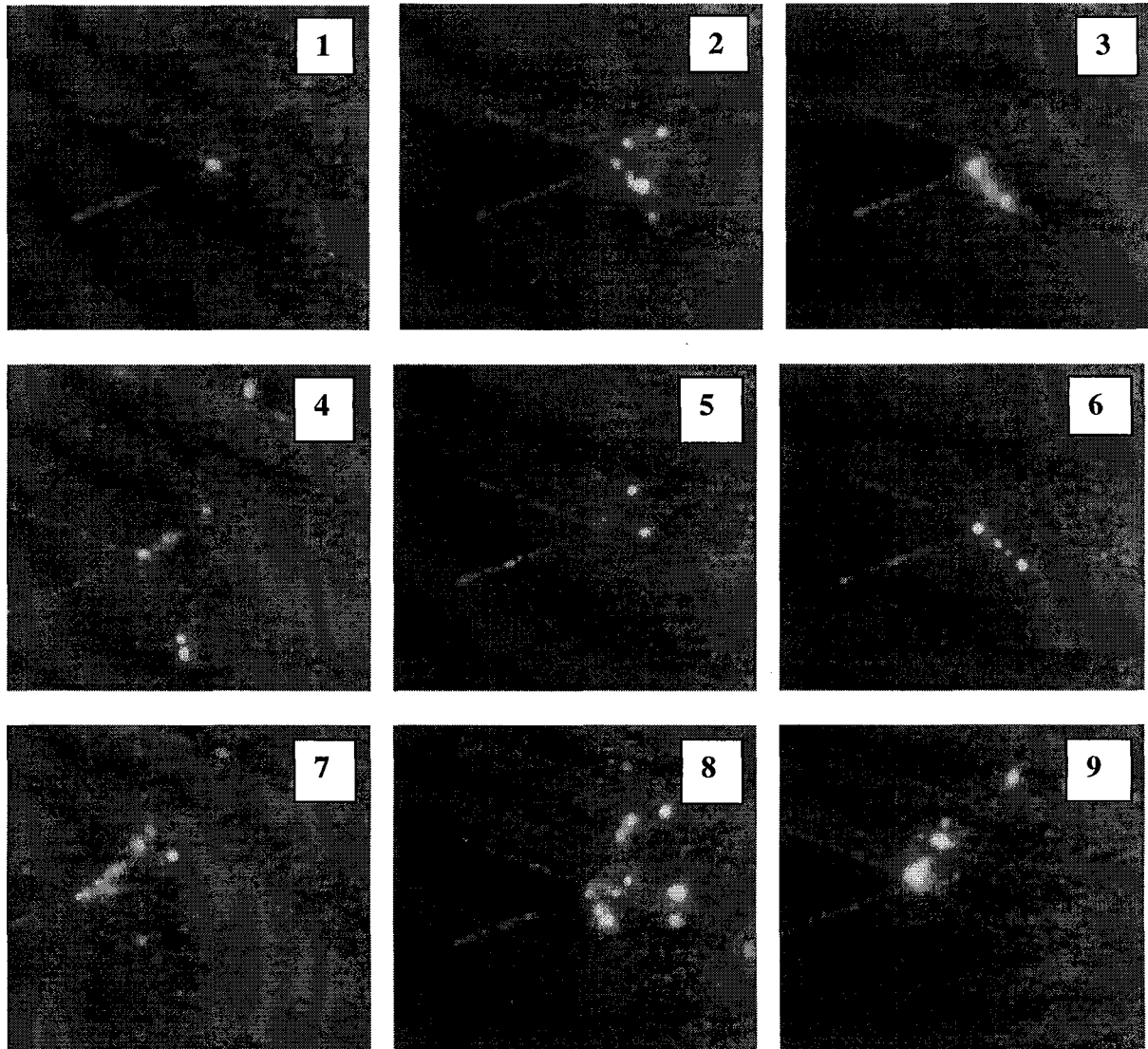


Figure II.18 : Photographie de la propagation de streamers positifs filamentaires dans le cyclohexane avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \mu\text{m}$ à 1 bar (13 kV).

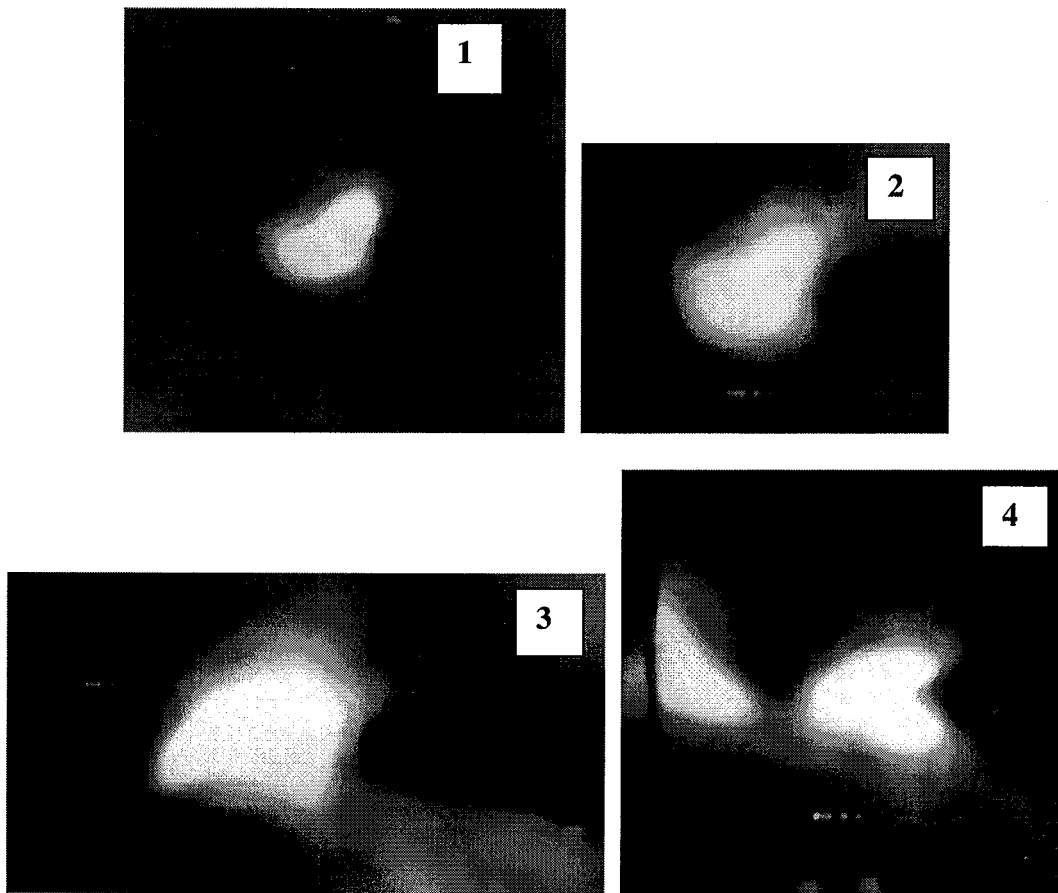


Figure II.19 : Photographie de la propagation de streamers négatifs dans le cyclohexane avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \mu\text{m}$ à 1 bar (13 kV).

II.2.2.3-a. Corrélation courant - émission lumineuse

La corrélation entre les trains de courants et les pics de lumière captés par le P.M. (Figure II.20, Figure II.21-a, b et c) résulte manifestement d'injection de charges qui produirait soit des bulles ou des canaux à l'intérieur desquelles des activités de décharges partielles ont lieu. L'injection de charges aux électrodes résulterait du champ d'émission ou du champ d'ionisation conduisant à un échauffement puis à une vaporisation du liquide diélectrique se trouvant dans le voisinage de l'électrode acérée. Les bulles ou les canaux ainsi formés, sont constitués d'un mélange de vapeur saturante à l'intérieur duquel ont lieu des micros décharges lumineuses (Figure II.18 et Figure II.19) et sonores (crépitement). Ces dernières entraînent la désintégration en chapelet ou une expansion de la bulle initialement générée ou aussi l'initiation d'une phase transitoire de streamer.

L'accumulation des charges obtenue après intégration cumulative dans le temps donne une courbe d'ensemble en forme de paliers (Figure II.20). La charge varie dans cet exemple

de 4 à 64 pC pour donner des vitesses de streamers négatifs allant de 0.07 à 1.53 km/s (voir § II.2.2.2).

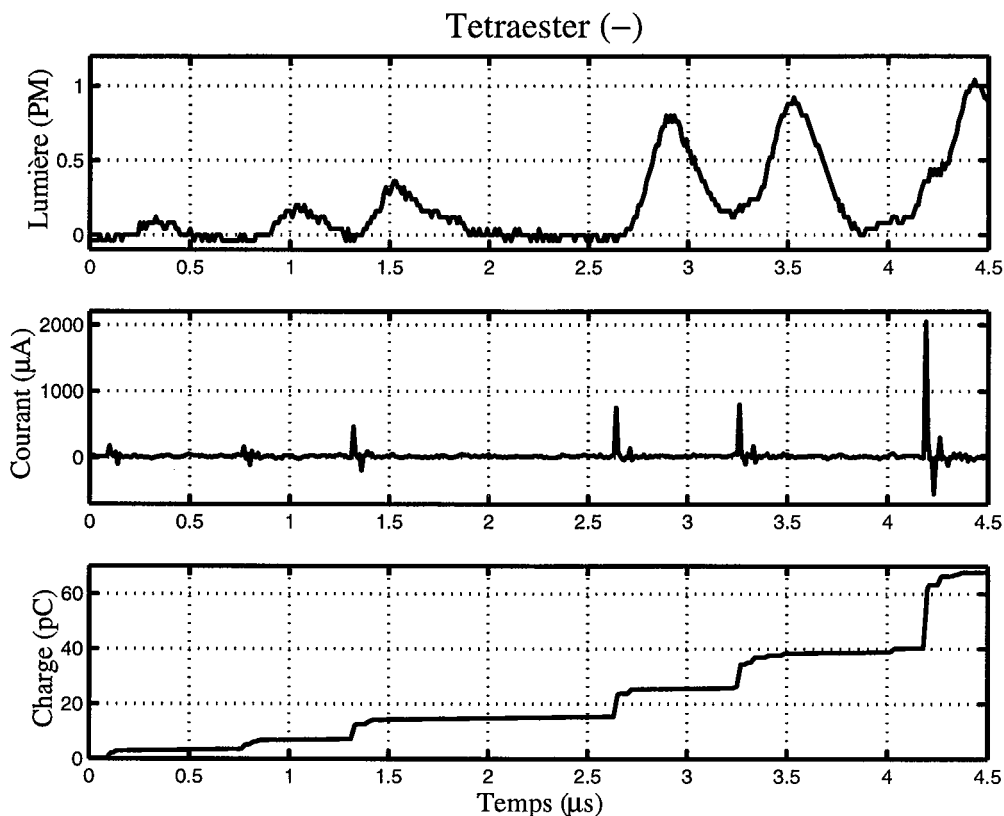


Figure II.20 : Oscillogramme en polarité négative dans le tétraester du courant, de la lumière et de la charge avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ μm}$ à 1 bar (14 kV).

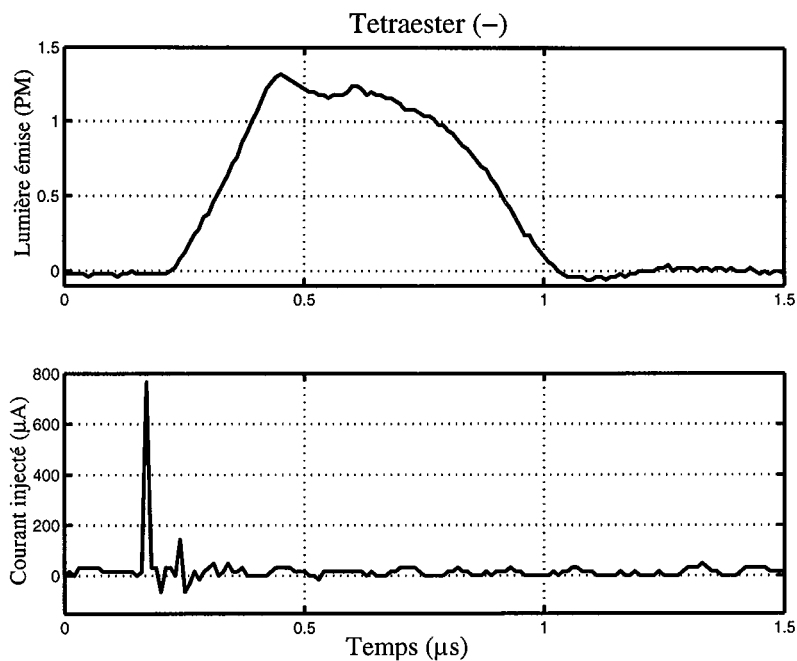


Figure II.21-a : Oscillogramme en polarité négative dans le tétraester du courant et de la lumière avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ μm}$ à 1 bar (10 kV).

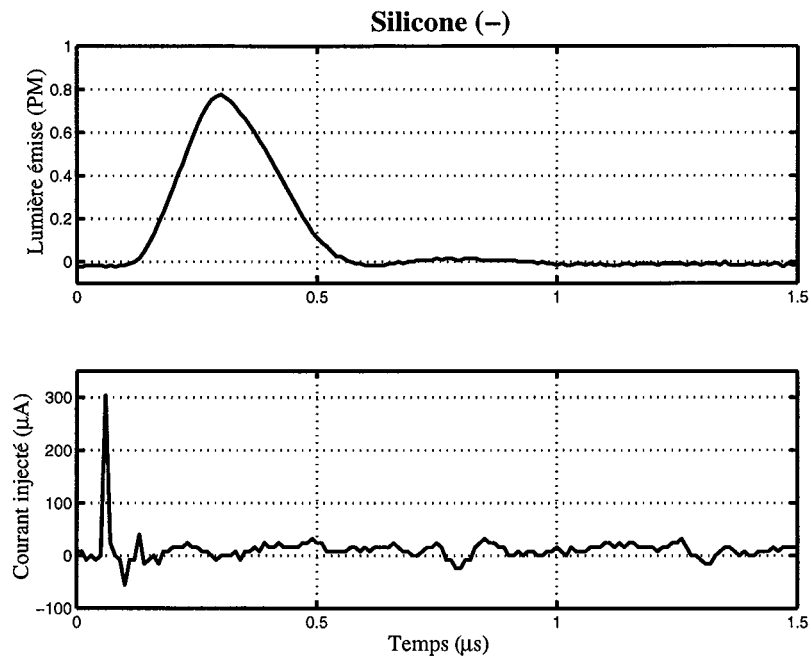


Figure II.21-b : Oscillogramme en polarité négative dans la silicone du courant et de la lumière avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ à 1 bar (16 kV).

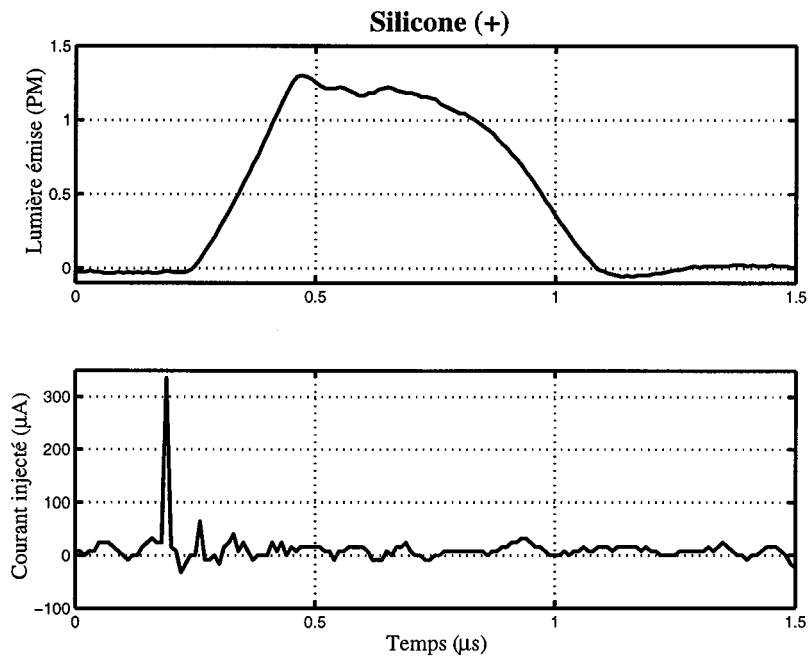


Figure II.21-c : Oscillogramme en polarité positive dans la silicone du courant et de la lumière avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ à 1 bar (14 kV).

II.2.2.3-b. Détection de pics de courant sans émission lumineuse

L'absence de lumière à l'observation d'un pic de courant (Figure II.22) peut être liée à des mouvements du liquide ou à la génération de phase gazeuse sans que le champ local puisse atteindre des valeurs critiques capables de donner naissance à une décharge.

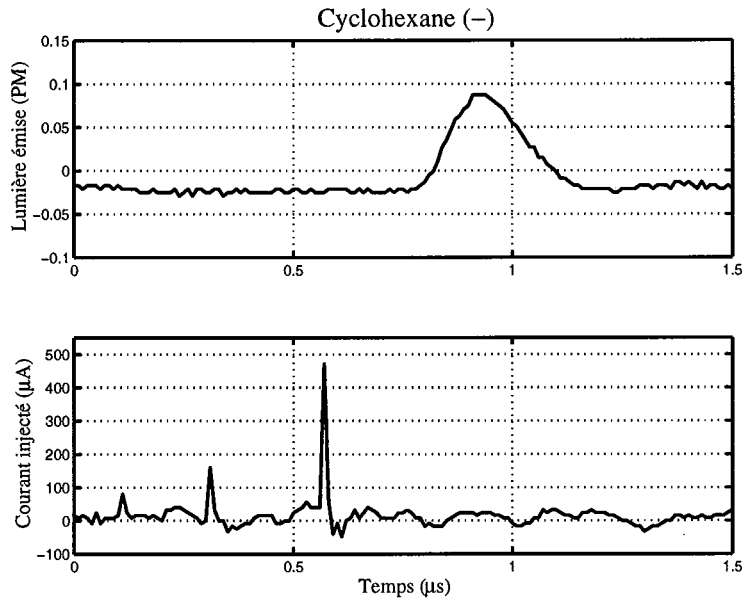


Figure II.22 : Oscillogramme en polarité négative dans le cyclohexane du courant et de la lumière avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ μm}$ à 1 bar (13 kV).

II.2.2.3-c. Détection d'émission lumineuse sans pics de courant

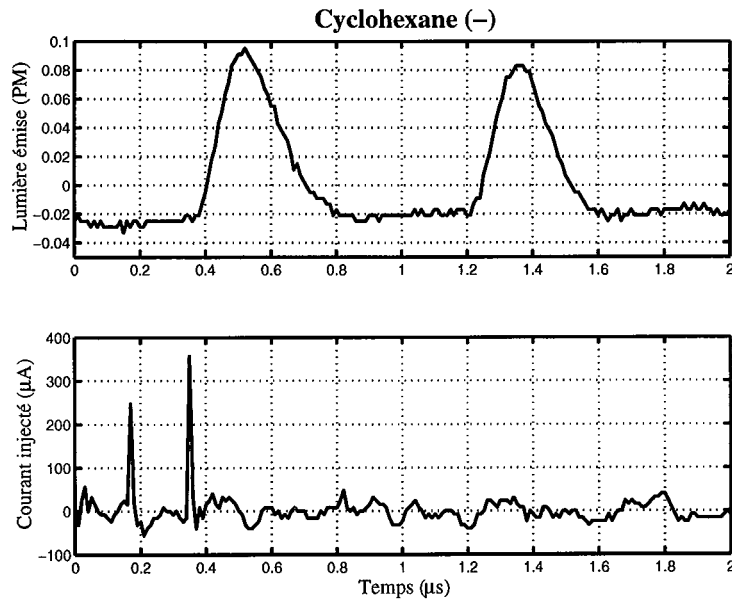


Figure II.23 : Oscillogramme en polarité négative dans le cyclohexane du courant et de la lumière avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ μm}$ à 1 bar (13 kV).

Cet aspect quelque peu curieux pourrait être la manifestation d'espèces excitées qui se relaxeraient ou carrément d'impuretés fluorescentes de type anthracène (Figure II.23).

II.2.2.4. Influence de la pression

La pression agit également sur les courants et les émissions lumineuses (Figure II.24). En effet, en passant de 1 à 10 bars, les amplitudes et le nombre de pics de courant et de lumière diminuent de façon notable. La pression s'opposerait à la génération de gaz et par la même à l'avancement du streamer, témoignant ainsi de la nature gazeuse du streamer.

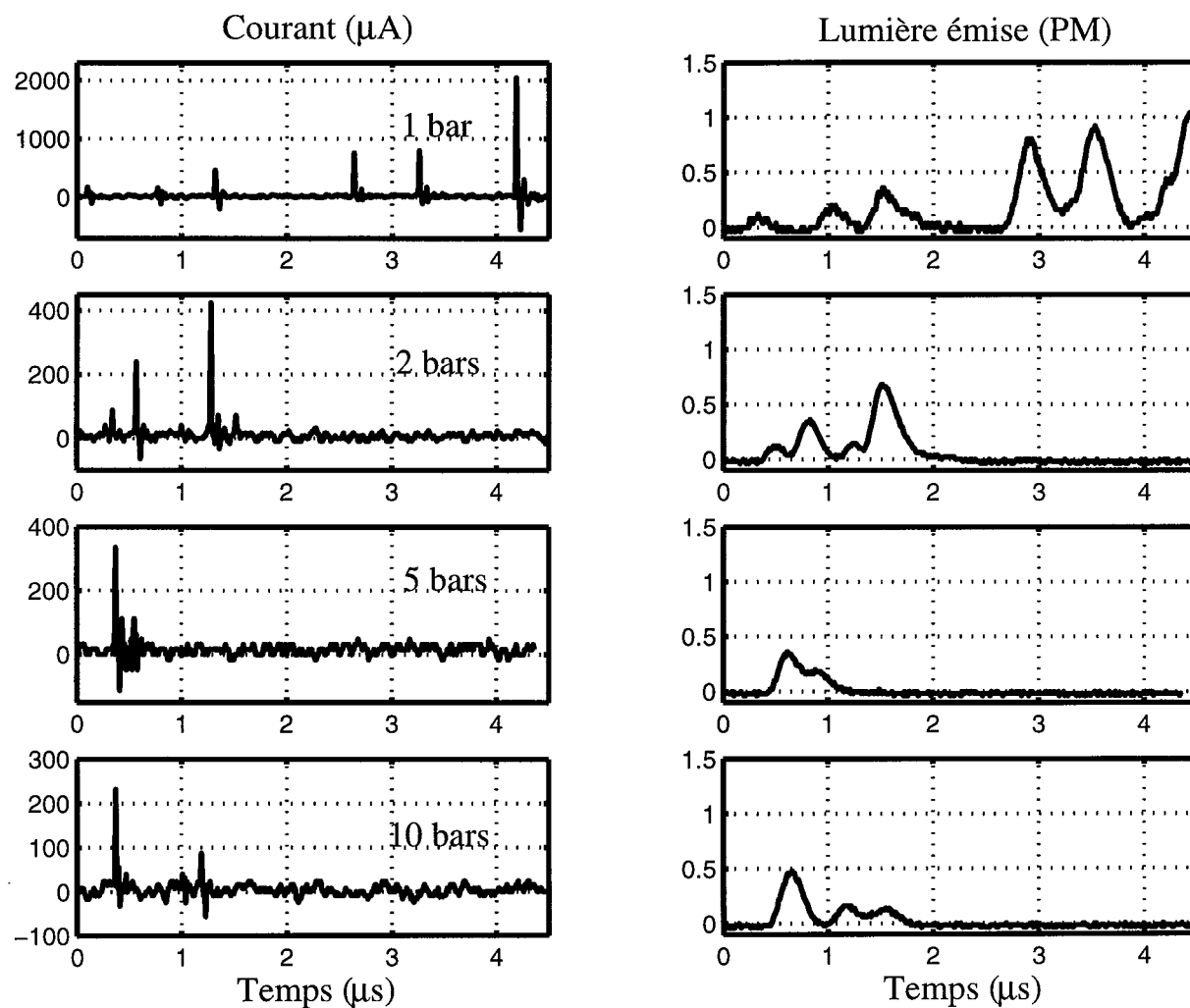


Figure II.24 : Oscillogramme en polarité négative de l'influence de la pression sur les pics de courant (à gauche) et de lumière associée (à droite) dans le tétraester à 14 kV avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$.

Des observations similaires ont été également rapportées par d'autres chercheurs [16, 26, 45].

II.2.2.5. Action des additifs : l'iodobenzène et le tétrachlorure de carbone

En ajoutant 200 ppm d'iodobenzène au tétraester, nous avons observé, en polarité négative une augmentation de la fréquence des pics de courant (Figure II.25).

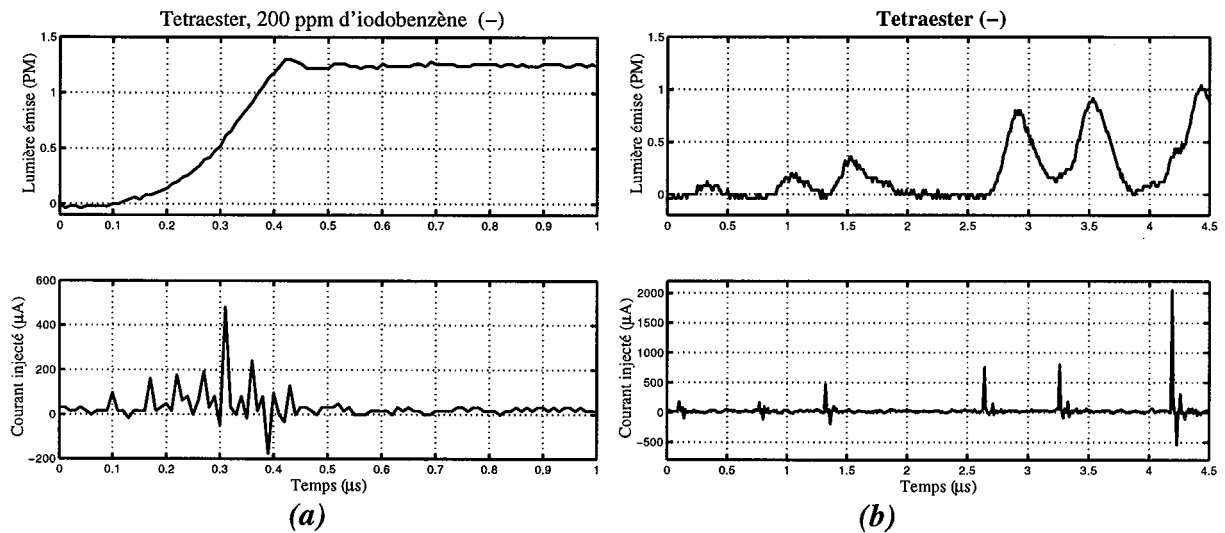


Figure II.25 : Oscillogramme des pics de courant et de lumière en polarité négative dans (a) le tétraester et (b) le tétraester avec un apport de 200 ppm d'iodobenzène à 1 bar avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ et 14 kV.

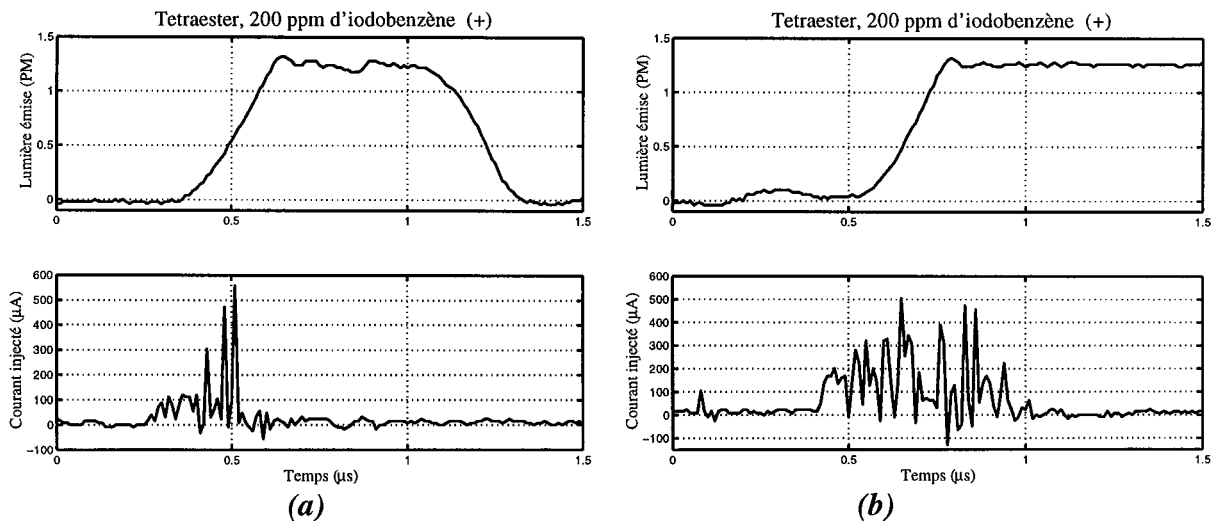


Figure II.26 : Oscillogramme des pics de courant et de lumière en polarité positive dans le tétraester avec un apport de 200 ppm d'iodobenzène (a) à 1 bar, 12 kV et (b) à 3.5 bars, 14 kV ; avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$.

Contrairement à la polarité négative, l'intensité lumineuse et la fréquence d'apparition des pics de courant en polarité positive ne sont pas influencées (Figure II.26).

Avec une concentration de 400 ppm d'iodobenzène dans le tétraester, l'influence sur la propagation des streamers est notable (Figure II.27, Figure II.28 et Figure II.29). Dans ces proportions d'iodobenzène, les pics de courant deviennent faibles cependant les mécanismes d'ionisation (pic de lumière) sont considérablement réduits en polarité négative et un peu moins en polarité positive. En effet, en polarité négative, les pics de lumière sont réduits d'environ 60 à 80 % en passant du tétraester pur au tétraester avec 400 ppm d'iodobenzène (Figure II.25 -b et Figure II.27).

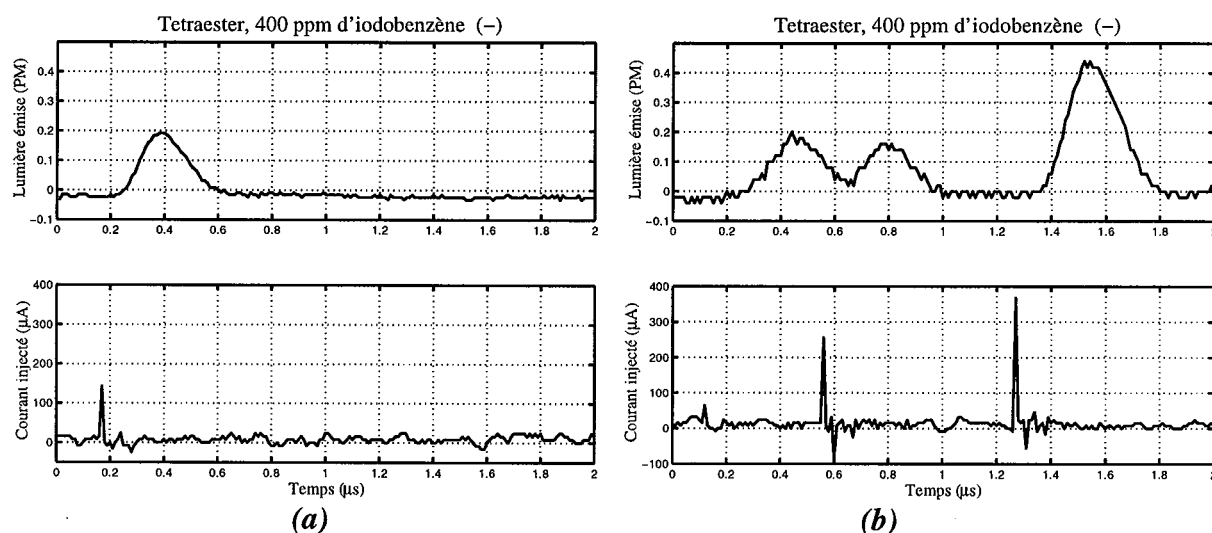


Figure II.27 : Oscillogramme des pics de courant et de lumière en polarité négative dans le tétraester avec un apport de 400 ppm d'iodobenzène (a) à 1 bar, 20 kV et (b) à 1 bar, 30 kV ; avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$.

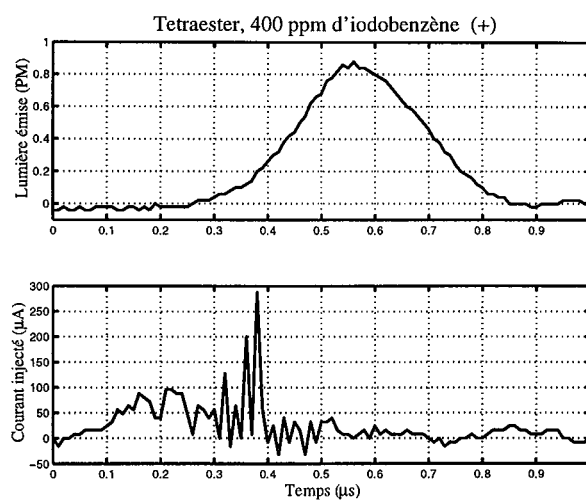


Figure II.28 : Oscillogramme des pics de courant et de lumière en polarité positive dans le tétraester avec un apport de 400 ppm d'iodobenzène à 1 bar, 20 kV avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$.

En polarité positive, les courants sont moins importants et les pics de lumière sont réduits d'à peine 20 % (Figure II.26 et Figure II.28).

En ce qui concerne l'accumulation de charge dans le tétraester avec ou sans additif (Figure II.29), on se rend compte qu'avec un apport de 400 ppm d'iodobenzène à 20 kV l'accumulation maximale de charge est seulement de 25 pC (Figure II.29-b) alors qu'à 16 kV dans le tétraester pur, le courant double et l'accumulation de charge passe à environ 32 pC (Figure II.29-c). La même observation est faite en polarité négative (Figure II.20 et Figure II.29-a).

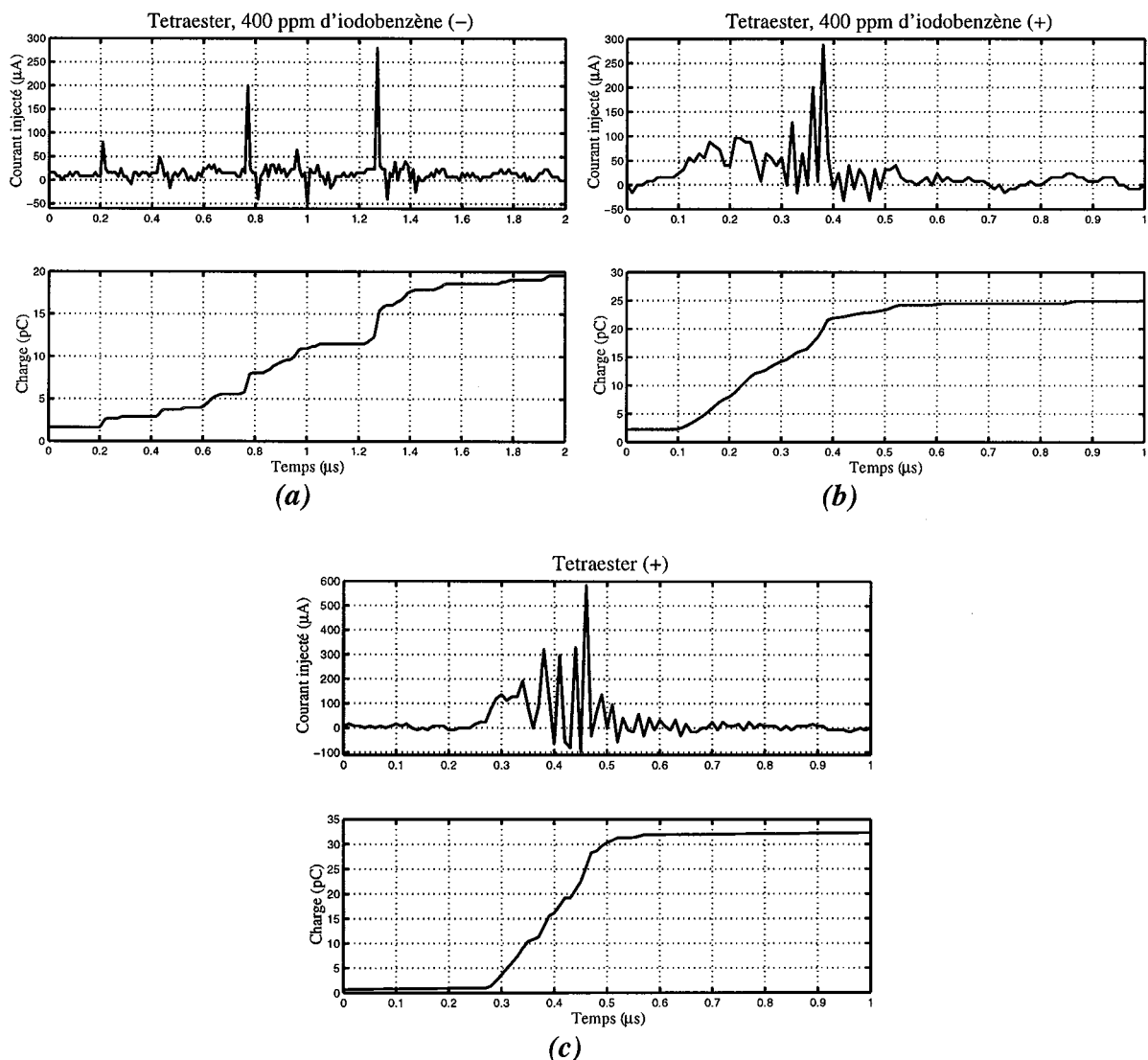


Figure II.29 : Oscillogramme des pics de courant et de l'accumulation de charge dans le tétraester avec un apport de 400 ppm d'iodobenzène (a) en polarité négative à 30 kV, (b) en polarité positive à 20 kV et (c) dans le tétraester pure en polarité positive 16 kV ; à 1 bar avec $d = 2.5$ mm, $R_p = 1.5$ µm.

Avec 400 ppm de tétrachlorure de carbone dans le tétraester, nous observons un nombre de pics de courants et de lumières plus important qu'avec une même concentration d'iodobenzène (Figure II.27, Figure II.28 et Figure II.30). Cependant, les amplitudes des pics de courant sont du même ordre.

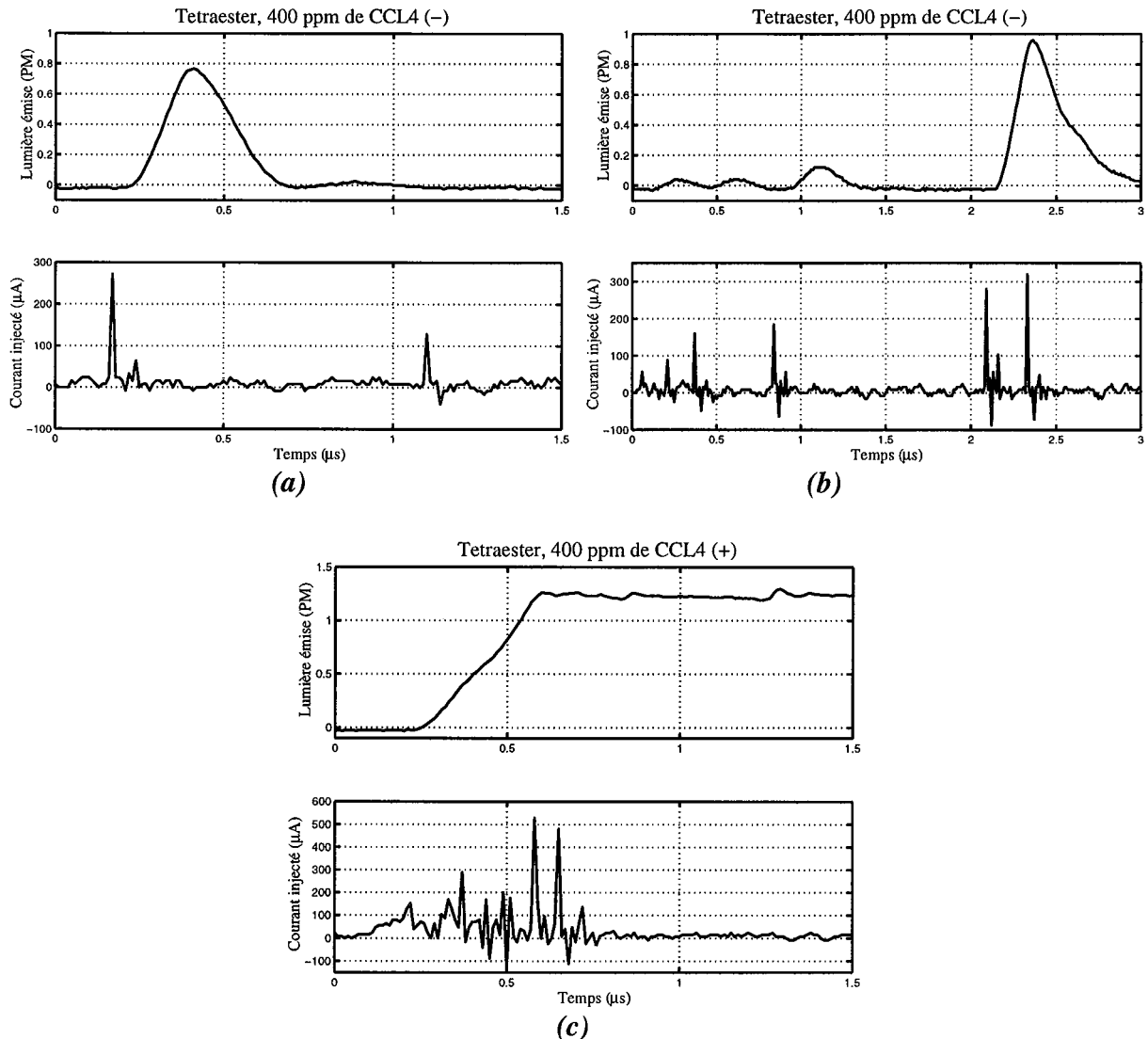


Figure II.30 : Oscillogramme des pics de courant et de lumière dans le tétraester avec un apport de 400 ppm de tétrachlorure de carbone (a) en polarité négative à 20 kV et (b) en polarité négative à 30 kV et (c) en polarité positive à 22 kV ; à 1 bar avec $d = 2.5$ mm, $R_p = 1.5$ μm.

En polarité négative et avec 400 ppm d'iodobenzène, la charge totale accumulée sur les deux premières microsecondes est deux fois plus importante qu'avec le tétrachlorure de carbone (Figure II.29-a et Figure II.31-a). Par contre, en polarité positive, les charges sont plus importantes avec le tétrachlorure de carbone (Figure II.29-b, c et Figure II.31-b).

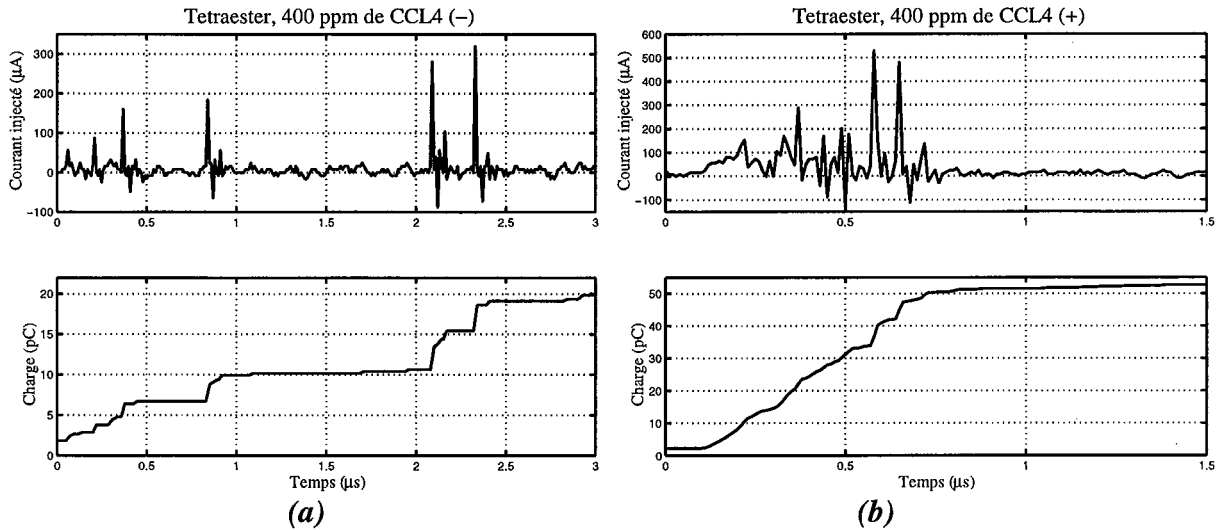


Figure II.31 : Oscillogramme des pics de courant et de l'accumulation de charge dans le tétraester avec un apport de 400 ppm de tétrachlorure de carbone (a) en polarité négative à 30 kV et (b) en polarité positive à 22 kV et ; à 1 bar avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \mu\text{m}$.

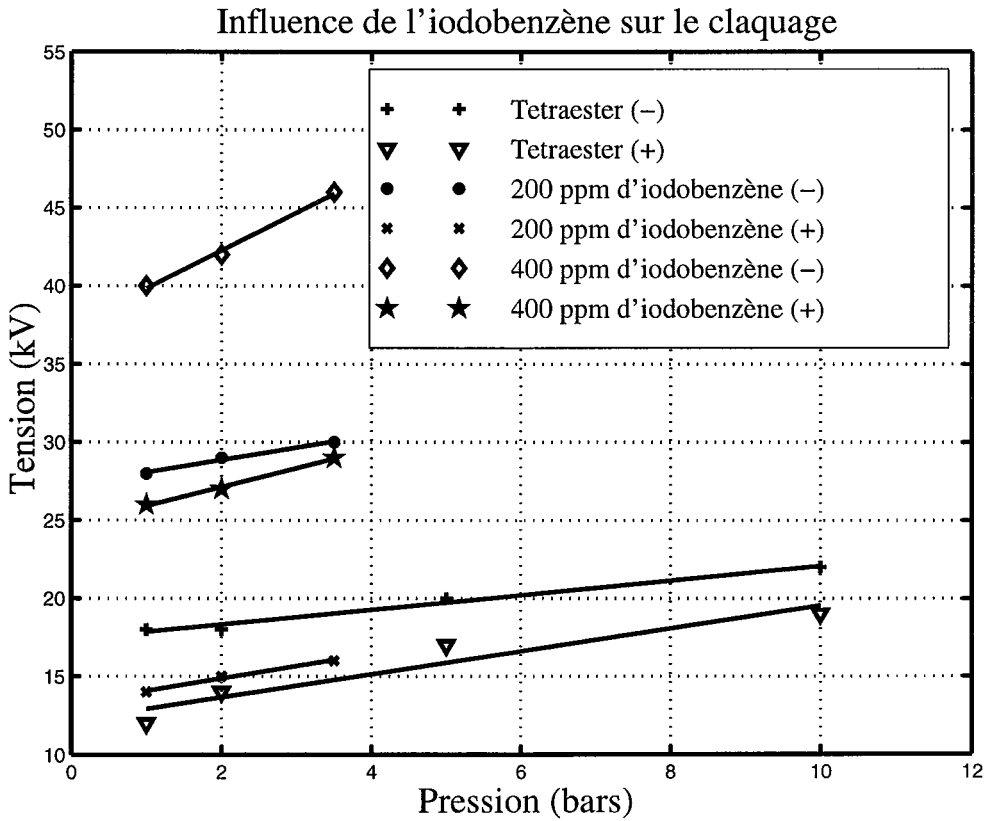


Figure II.32 : Influence de l'iodobenzène sur la tenue diélectrique du tétraester en fonction de la pression avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \mu\text{m}$. Les signes (-) et (+) désignent la polarité.

L'influence de ces additifs est bénéfique, non seulement sur la tension de génération (augmentation), mais également sur la tenue diélectrique et ce pour les deux polarités (Figure II.32 et Figure II.33) ; la tension de claquage augmente de manière significative.

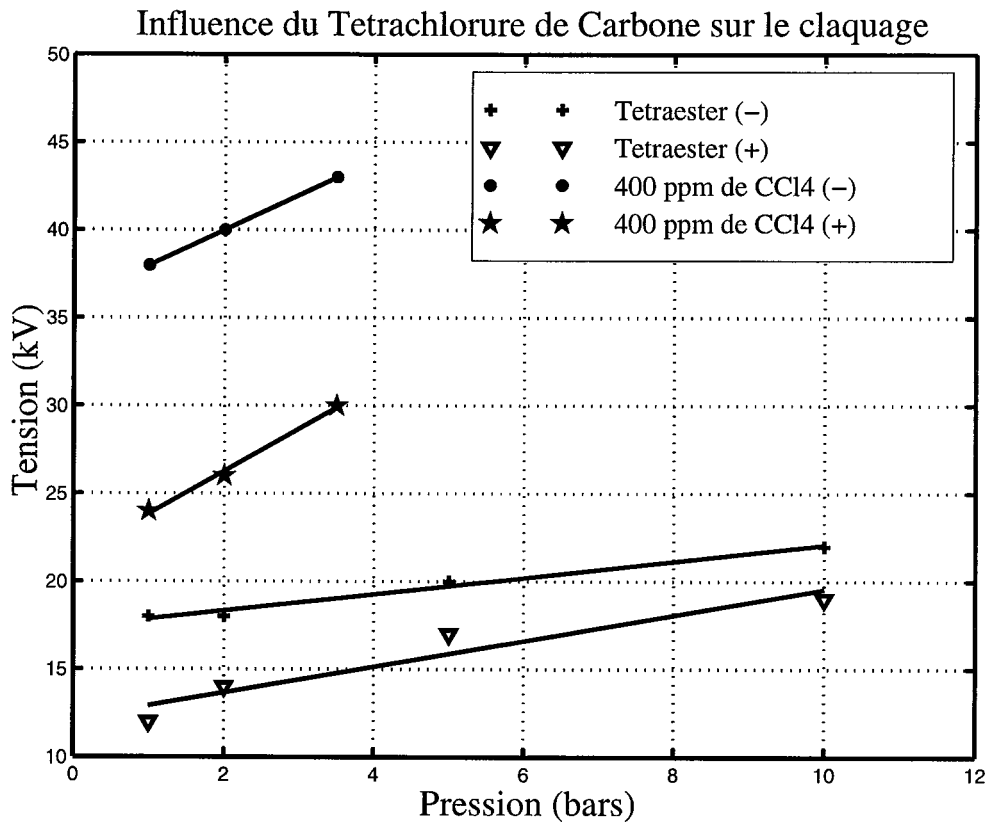


Figure II.33 : Influence du tétrachlorure de carbone sur la tenue diélectrique du tétraester en fonction de la pression avec $d = 2.5 \text{ mm}$, $R_p = 1.5 \mu\text{m}$.
Les signes (-) et (+) désignent la polarité.

II.3. Conclusion

Les résultats expérimentaux obtenus montrent que les mécanismes impliqués dans la phase de génération décident de la structure et du développement des streamers. Dès que la tension appliquée aux électrodes atteint ou dépasse une certaine valeur seuil, nous observons une impulsion de courant, le plus souvent accompagnée d'un changement d'indice de réfraction du liquide dans le voisinage de l'électrode où le champ électrique est le plus intense (électrode pointe) indiquant la génération d'une bulle gazeuse ; les dimensions de cette bulle peuvent être estimées à partir de l'énergie électrique injectée dans le liquide, correspondant à cette impulsion de courant. Comme les champs de génération à la pointe, estimés par un code

de calcul utilisant les éléments finis (FLUX2D) sont du même ordre que les champs d'ionisation ou d'émission, l'injection de courant est vraisemblablement due à un plasma. Cette tension seuil peut être augmentée en appliquant une pression hydrostatique croissante ou en ajoutant une concentration de composés capteurs d'électrons, preuve que les mécanismes électroniques et gazeux sont présents dans cette phase contrairement à ce qui a été rapporté dans la littérature où seuls les mécanismes de vaporisation locale sont tenus pour responsables. D'autre part, nous avons remarqué que pour ces mêmes niveaux de tension, l'impulsion de courant peut, dans certains cas, être non accompagnée de génération de bulle ; le cas où une perturbation est détectée sans qu'il n'y ait d'impulsion de courant est également observé.

Nous avons aussi remarqué que la tension de claquage d'un diélectrique liquide (Tétraester) augmente en présence d'une concentration donnée (400 ppm) d'additifs capteurs d'électrons (Iodobenzène ou tétrachlorure de carbone). Par conséquent, en agissant sur la tension de génération des streamers, on peut améliorer la tenue diélectrique du liquide même si la vitesse des streamers est augmentée. Ce n'est pas parce que le streamer est accéléré que la tension de claquage va être diminuée.

Chapitre III

DYNAMIQUE D'UNE BULLE GAZEUSE IMMERGÉE DANS UN DIÉLECTRIQUE LIQUIDE EN CHAMP ÉLECTRIQUE DIVERGENT : TRANSITION VERS LES STREAMERS

Il est bien connu que les streamers dans les diélectriques liquides sont généralement précédés par la génération d'une bulle gazeuse [30, 45, 73-74]. La structure des streamers dépend de l'instabilité de l'interface de cette bulle [8, 75] et du liquide environnant [76]. Cette instabilité dépend de plusieurs paramètres et en particulier de la tension appliquée, de la géométrie des électrodes et des propriétés physico-chimiques du diélectrique liquide.

Ce chapitre est dédié à l'étude de la dynamique d'une bulle et des conditions de déclenchement de génération de streamers à son interface. Tout en prenant en compte la tension superficielle de la bulle et des charges électriques qui y sont drainées [33]. Nous établissons un modèle mathématique pour décrire la forme de la bulle et par la même occasion analyser ses déformations en fonction des conditions expérimentales [77]. La fréquence des perturbations à l'interface est étudiée et les zones où le champ électrique local est élevé sont déterminées. La valeur du champ électrique nous amène à obtenir des structures de streamers habituellement obtenues dans la littérature [44, 78] à savoir des formes sphériques, hémisphériques, parapluies, buissonneuses, filamenteuses, ...

III.1. Modèle et Équations

Pour étudier la dynamique de la bulle, nous considérons une bulle de gaz de forme sphérique préexistante (permittivité $\epsilon_{r,l}$ approximativement égale à celle de l'air 1) en suspension dans un milieu diélectrique liquide. Celui-ci de permittivité relative ϵ_r , est soumis à un champ électrique divergent E . Un tel champ est obtenu en utilisant un système d'électrodes pointe-plan (Figure III.1).

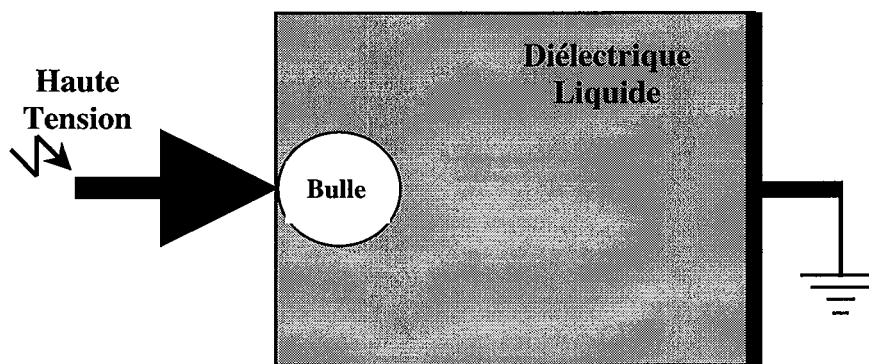


Figure III.1. Schéma d'une bulle immergée dans un diélectrique liquide en champ électrique divergent (géométrie pointe-plan).

La bulle, initialement de rayon R_m , est située dans le voisinage de l'électrode pointue. Nous allons étudier la dynamique de la bulle grâce à la théorie des petites perturbations (déplacements). La perturbation ζ peut être due aux mouvements électroconvectifs du diélectrique liquide dans le champ E . Nous négligerons les forces de frottement et supposons que les elongations sont suffisamment petites pour que nous puissions considérer la tension superficielle A_0 comme invariable et les déplacements de chaque point de l'interface bulle-liquide sont considérés radiaux.

Ainsi l'équation de l'interface bulle-liquide, en coordonnées sphériques (r, θ, φ) , est donnée par :

$$r(\theta, \varphi, t) = R_m + \zeta(\theta, \varphi, t). \quad (\text{III.1})$$

III.1.1. Équations et Dynamique de l'interface

L'interface bulle-liquide constitue une sorte de couche double électrique par laquelle d'une part d'éventuelles impuretés adhèrent et d'autre part les charges ou les particules polarisables tendent à être absorbées [42]. Nous supposons donc m_s comme étant la masse par unité de surface (kg/m^2) de l'interface. L'équation d'équilibre des forces donne :

$$m_s \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = \sum_{\Omega} (\text{forces appliquées}), \quad (\text{III.2})$$

où Ω constitue la surface de l'interface. Les forces appliquées à Ω sont déterminées dans la suite.

III.1.2. Contraintes Électriques

Dans ce qui suit, nous utiliserons l'expression du champ électrique radial à l'interface donnée par WATSON et *al.* [79] :

$$E(r) \approx \frac{U_0}{D^{\frac{1}{2}} r^{\frac{3}{2}}}, \quad (\text{III.3})$$

avec respectivement D et U_0 la distance inter-électrodes et la tension électrique qui lui est appliquée. En supposant la bulle conductrice, on définit, en tout point, la traction électrique radiale dirigée vers le diélectrique de la façon suivante :

$$T_e(r) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r E^2. \quad (\text{III.4})$$

Pour des perturbations ζ suffisamment petites devant le rayon initial R_m , de la bulle ($\zeta \ll R_m$), on obtient par substitution de (III.3) dans (III.4) :

$$T_e(r) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{U_0^2}{D^{\frac{1}{2}} R_m^{\frac{3}{2}}} \left(1 - \frac{3\zeta}{2R_m} \right) \quad (\text{III.5})$$

ou encore

$$T_e(r) = T_e(R_m) \left(1 - \frac{3\zeta}{2R_m} \right). \quad (\text{III.6})$$

III.1.3. Contraintes Mécaniques

La théorie de la tension superficielle A_0 nous indique que chaque unité de surface de l'interface est soumise à l'action d'une densité de force normale, aussi appelée énergie superficielle, égale à

$$f = A_0 \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (\text{III.7})$$

où R_1 et R_2 désignent en un point M donné de la surface, les rayons de courbures principaux. En coordonnées sphériques, on établit :

$$\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{2}{R_m} - \frac{2\zeta}{R_m^2} - \frac{1}{R_m^2} \Lambda \zeta, \quad (\text{III.8})$$

où l'opérateur mathématique Λ est donnée par :

$$\Lambda = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (\text{III.9})$$

Par ailleurs, on suppose qu'il règne à l'intérieur de la bulle la pression de vapeur saturante P_{vs} du liquide diélectrique qui se serait localement vaporisé et à l'extérieur dans le diélectrique la pression P_0 . Nous obtenons de l'équilibre initial (bulle sphérique $r = R_m$), la relation suivante dite formule de LAPLACE :

$$P_{vs} - P_0 = \frac{2A_0}{R_m} + \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r E^2(R_m). \quad (\text{III.10})$$

III.1.4. Équation de la Dynamique de la Bulle

En réécrivant l'expression de la dynamique de la bulle (III.2) avec les relations (III.6), (III.7), (III.8), (III.9) et (III.10) obtenues ci-dessus, on arrive à l'équation régissant la dynamique de la bulle :

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \zeta + \frac{1}{\alpha_1} \Lambda \zeta = 0 \quad (\text{III.11})$$

où

$$\alpha_1 = m_s \frac{R_m^2}{A_0} \text{ et } \alpha_2 = 2 + \frac{3\varepsilon_0 \varepsilon_r U_0^2}{4A_0 \sqrt{DR_m}}. \quad (\text{III.12})$$

III.2. Résolution

Pour résoudre l'équation de la bulle (III.11), nous définissons le vecteur \mathbf{Z} tel que

$$\mathbf{Z} \begin{cases} u = \zeta \\ v = \frac{\partial \zeta}{\partial t} \end{cases}. \quad (\text{III.13})$$

La dérivation des composantes de ce vecteur par rapport au temps avec l'utilisation de l'expression (III.11), nous conduisent à

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = v \\ \frac{dv}{dt} = -\frac{\alpha_2}{\alpha_1} u - \frac{1}{\alpha_1} \Lambda u \end{cases}. \quad (\text{III.14})$$

En définissant un opérateur Θ tel que :

$$\Theta = -\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - \frac{1}{\alpha_1} \Lambda, \quad (\text{III.15})$$

nous obtenons de la relation (III.14), l'expression matricielle

$$\frac{d\mathbf{Z}}{dt} = \mathbf{L}\mathbf{Z}, \quad (\text{III.16})$$

avec $\mathbf{L} = \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ \Theta & 0 \end{pmatrix}$ et \mathbf{I} correspondant à l'opérateur identité. \mathbf{L} régira la stabilité du système que constitue l'interface bulle-liquide au travers des valeurs prises (réelles ou complexes) par les valeurs propres de la matrice \mathbf{L} .

III.2.1. Valeurs Propres de la Matrice \mathbf{L}

En considérant λ comme étant une valeur propre de la matrice \mathbf{L} , nous pouvons écrire la relation

$$\mathbf{LZ} = \lambda \mathbf{Z} \quad (\text{III.17})$$

qui se développe en

$$v = \lambda u \quad (\text{III.18})$$

et

$$\Theta u = \lambda v. \quad (\text{III.19})$$

En substituant l'équation (III.18) dans (III.19), nous obtenons

$$\Theta u = \lambda^2 u. \quad (\text{III.20})$$

Cette dernière relation suggère que λ^2 constitue une valeur propre de l'opérateur Θ .

De plus, en coordonnées (r, θ, φ) , les vecteurs propres de l'opérateur Λ sont les fonctions sphériques [80]

$$f_{nm} = e^{jm\varphi} P_n^m(\cos\theta) \quad (\text{III.21})$$

car

$$\Lambda f_{nm} = -n(n+1)f_{nm} \quad (\text{III.22})$$

avec n et m constituant respectivement le degré et l'ordre du polynôme de Legendre de premier espèce. Pour l'entier positif n fixé, il faudra noter que $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm n$, nous obtenons donc $2n+1$ valeurs de m .

La substitution de (III.22) dans (III.15) nous conduit à l'équation

$$\Theta f_{nm} = \frac{n(n+1) - \alpha_2}{\alpha_1} f_{nm} \quad (\text{III.23})$$

qui identifiée à celle obtenue ci-dessus (III.20) nous permet de déterminer, du fait de l'unicité de la valeur propre, le carré des valeurs propres de la matrice \mathbf{L} , à savoir :

$$\lambda^2 = \frac{n(n+1) - \alpha_2}{\alpha_1}. \quad (\text{III.24})$$

Aussi, il devient possible de résoudre le système d'équation (III.16) afin de déterminer ζ puis r au travers de l'expression (III.1).

III.3. Instabilité de l'Interface de la Bulle

L'analyse de la déformation de l'interface bulle-liquide est obtenue en étudiant les valeurs prises par les valeurs propres de la matrice \mathbf{L} (III.24).

Pour l'entier positif n fixé on a :

a) Si $\alpha_2 \leq n(n+1)$ alors $\lambda = \pm \sqrt{\frac{n(n+1) - \alpha_2}{\alpha_1}}$ et nous obtenons des valeurs propres réelles.

L'équation de l'interface est alors donnée par :

$$r(\theta, \varphi, t) = R_m + e^{\lambda t} \sum_{m=-n}^n \beta_m f_{nm}(\theta, \varphi) \quad (\text{III.25})$$

où les constantes β_m sont déterminées en fonction de la déformation initiale.

On a ici des mouvements d'expansion avec un taux de $|\lambda|$ ou des mouvements d'implosion avec un taux de $-|\lambda|$.

b) Si $\alpha_2 > n(n+1)$ alors on a des valeurs propres purement imaginaires $\lambda = \pm j\omega$ où

$$\omega = \sqrt{\frac{\alpha_2 - n(n+1)}{\alpha_1}} \quad (\text{III.26})$$

désigne la pulsation. L'interface a donc comme équation

$$r(\theta, \varphi, t) = R_m + e^{\pm j\omega t} \sum_{m=-n}^n \beta_m f_{nm}(\theta, \varphi) \quad (\text{III.27})$$

où les constantes β_m sont déterminées de la même manière que précédemment.

Le terme $e^{\pm j\omega t}$ introduit à l'interface des mouvements oscillatoires. Par conséquent, nous obtenons un mouvement d'ensemble alternativement expansif et implosif autour de la position sphérique initiale ($r = R_m$) comme observé expérimentalement par d'autres chercheurs [46].

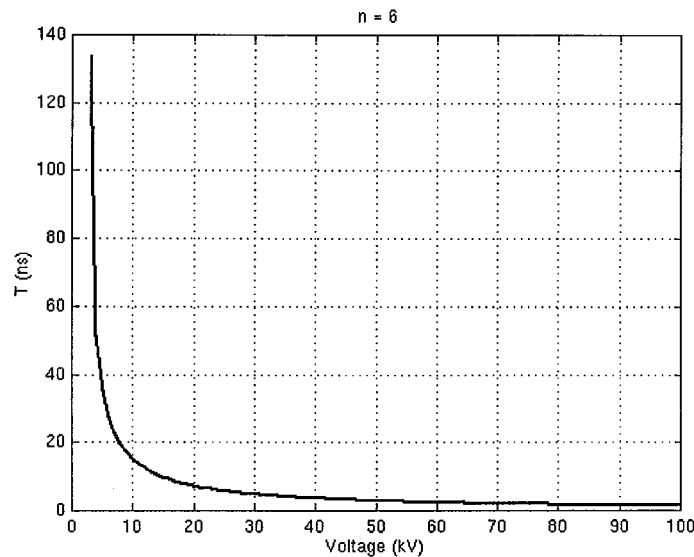


Figure III.2. Variation de la période $T = 2\pi / \omega$ avec la tension appliquée pour $n = 6$, $\epsilon_r = 2.2$, $A_0 = 1.8 \times 10^{-2}$ N/m, $D = 5$ mm et $R_m = 5$ μ m en géométrie pointe-plan.

Les mouvements d'oscillation de l'interface dépendent de la tension appliquée. Ils tendent à être plus rapide (c'est à dire diminution de la période $T = 2\pi / \omega$) lorsque la tension

appliquée augmente pour un mode n donné (Figure III.2). Ce fait conforte la théorie et les essais de bon nombre de chercheurs [32, 81-84].

Par ailleurs, nous pouvons noter que la valeur de la permittivité relative ϵ_r a une influence notable sur la période du mouvement de l'interface. La figure III.3 montre bien la diminution de la période quand la permittivité croît. On observe une réduction de la période d'environ 30 % lorsque la tension appliquée passe de 20 à 70 kV pour une permittivité donnée.

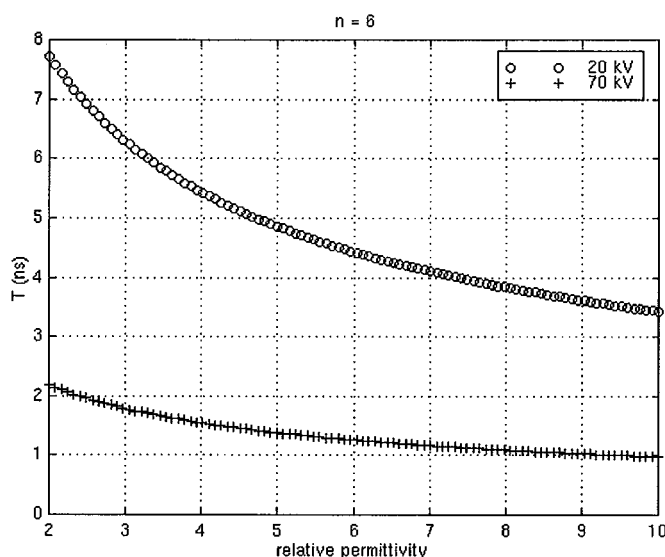


Figure III.3. Variation de la période $T = 2\pi / \omega$ avec la permittivité relative pour $n = 6$, $A_0 = 1.8 \times 10^{-2} \text{ N/m}$, $D = 5 \text{ mm}$ et $R_m = 5 \mu\text{m}$ en géométrie pointe-plan.

Les 1^{er}, 2^e, 3^e et 4^e mode de perturbation donnent des formes sphériques ou ellipsoïdales avec des champs électriques localement importants pouvant atteindre 10.7 MV/cm (Figure III.4-a). Les valeurs de ces champs électriques sont voisines de celles correspondant à la génération des streamers secondaires en pointe positive approximativement 12 MV/cm [84].

Pour le 5^e mode (Figure III.4-b), nous obtenons des déformations concaves et convexes sur la surface de la bulle. Sur ces surfaces déformées, les champs électriques sont renforcés et peuvent atteindre 13.5 MV/cm . Ces valeurs correspondent à celles des streamers secondaires en polarité positive [84]. Mais en polarité négative, ces champs sont plutôt nettement supérieurs.

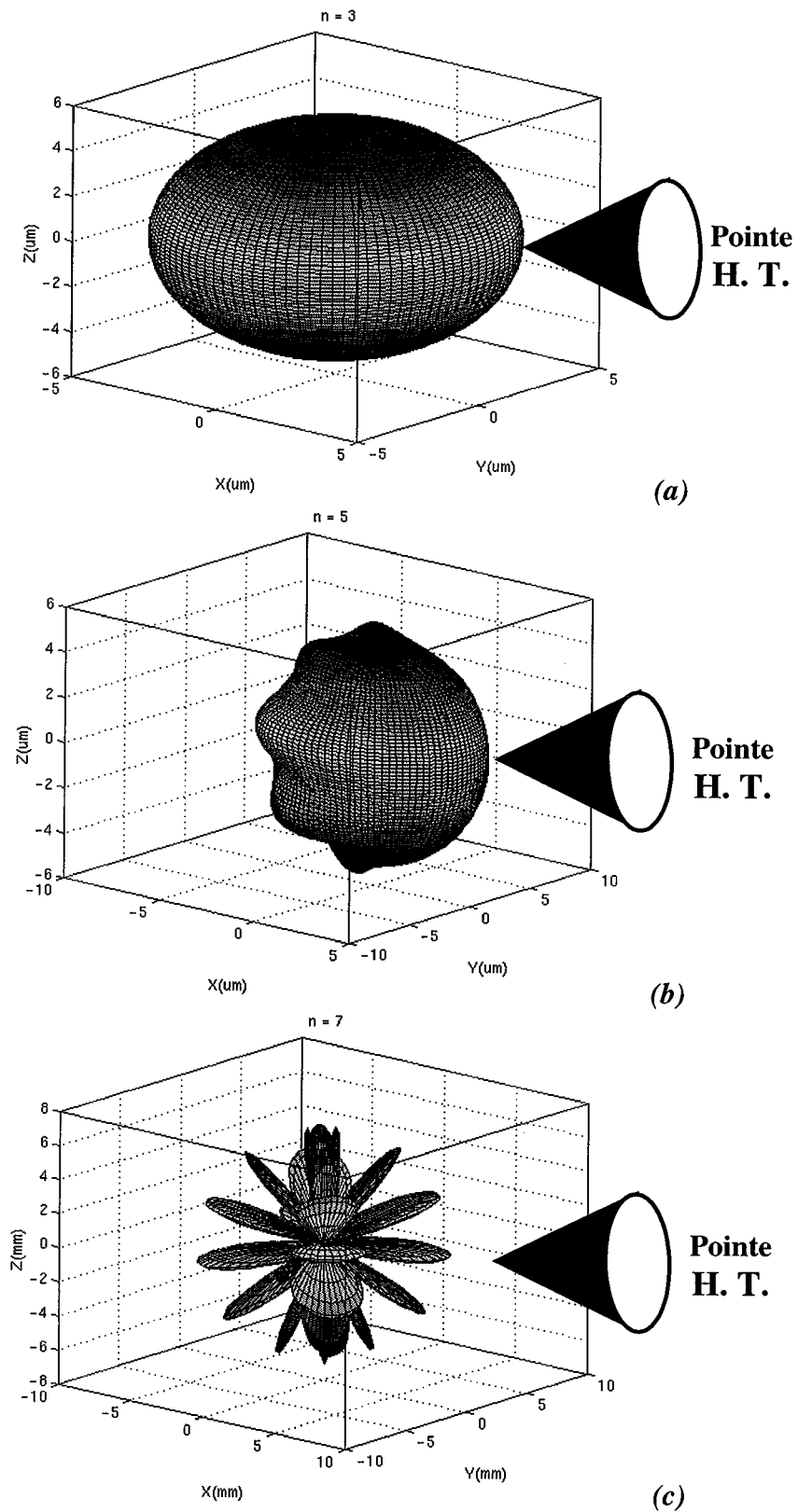


Figure III.4 : Dynamique de la bulle dans un diélectrique liquide soumis à un champ électrique divergent : $U_0 = 30 \text{ kV}$, $\epsilon_r = 2.2$, $A_0 = 1.8 \times 10^{-2} \text{ N/m}$, $D = 10 \text{ mm}$ et $R_m = 5 \text{ }\mu\text{m}$ en géométrie pointe - plan avec les modes (a) $n = 3$, (b) $n = 5$ et (c) $n = 7$.

Pour les modes de perturbation 6 et 7 (Figure III.4 -c), nous observons des ramifications à la surface. Les champs électriques calculés sont de l'ordre de 30 MV/cm . Ces valeurs sont plus importantes que celles trouvées par BADENT et al [84] pour la génération des streamers tertiaires (3^e mode).

III.4. Conclusion

Le modèle mathématique proposé permet de caractériser la dynamique d'une bulle immergée dans un diélectrique liquide soumis à un champ électrique important.

Nous avons montré qualitativement qu'il est possible de rencontrer deux types de déformation de la surface de la bulle : (i) une expansion ou une implosion (modes $e^{\lambda t}$) et (ii) des mouvements alternatifs d'expansion et/ou d'implosion (mode $e^{\pm j\omega t}$).

Par la même occasion, en fonction des modes de perturbation (ondulations de l'interface), nous obtenons différentes formes : sphérique, ellipsoïdale ou ramifiée entraînant des structures buissonneuses, filamenteuses, parapluies, etc ...

Nous avons pu établir le rôle déterminant que jouent les valeurs de champs électriques dans la structure des streamers générés.

Chapitre IV

MODÉLISATION DE LA PROPAGATION DES STREAMERS MULTICANAUX

Cette partie est consacrée à la conception d'un modèle de simulation de la dynamique des streamers ramifiés (multicanaux) au sein des diélectriques liquides soumis à un champ électrique divergent (système pointe-plan) : à savoir la génération et l'avancement d'arborescences (streamers) (Figure IV.1) aux voisinages d'aspérités afin de pouvoir en déterminer les courants et charges injectés dans le milieu diélectrique ainsi que le potentiel électrique aux extrémités des streamers.

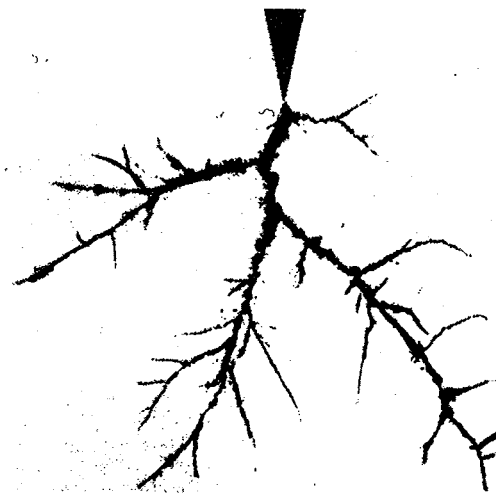


Figure IV.1 : Génération d'arborescences (streamers) dans l'hexachlorodiphényle en géométrie pointe-plan [25, pp 340].

Pour s'affranchir de la complexité présentée par le circuit électrique associé aux streamers ramifiés, nous optons pour le calcul de réseau [85-90]. Ce modèle est essentiellement basé sur le calcul de réseau électrique pour simuler la propagation des streamers multicanaux en s'appuyant sur l'énergie de vaporisation de l'isolant liquide (échauffement local) comme critère de propagation en plus de celui du champ électrique à la tête des streamers.

Nous montrerons que ce modèle nous permet de déduire la charge, l'énergie et la puissance injectées, puis localement la valeur du champ électrique, la vitesse de propagation, la mobilité des porteurs de charge, la viscosité et la température. Nous confrontons nos résultats avec ceux obtenus expérimentalement.

IV.1. Définition des éléments électriques du streamer

Il ressort des différents travaux rapportés dans la littérature [68, 91] que les streamers sont constitués d'un ensemble de canaux conducteurs plus ou moins cylindriques (de conductivité σ , de longueur l et de rayon r_0) ; on assimilera donc les canaux à des résistances R_{est} calculés de la façon suivante :

$$R_{est} = \frac{l}{\sigma \pi r_0^2} \quad (\text{IV.1})$$

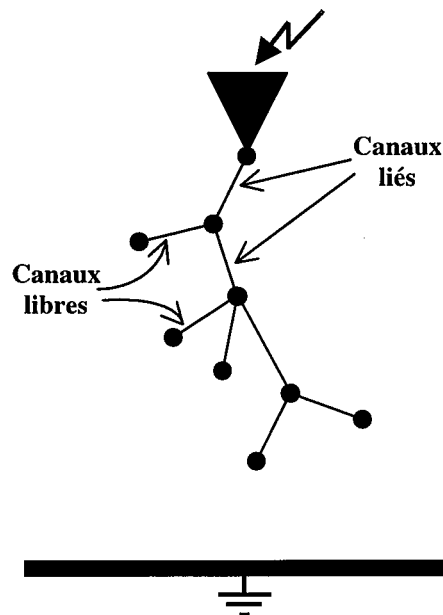


Figure IV.2 : Discrétisation d'une arborescence.

Pour la suite, on définira deux types de canaux à savoir les canaux libres et les canaux liés. On entend par "libre", les canaux dont l'une des extrémités n'est rattachée à aucun autre canal et par "lié", les canaux qui ont leurs deux extrémités rattachées chacune à au moins un canal (Figure IV.2).

Ainsi on associera à chaque canal libre un condensateur électrique (constitué de l'extrémité libre et du plan en face de la pointe) de capacité C_{capa} obtenue par approximation hyperboloïdale [68, 85] en tenant compte de l'angle solide (obtenu en regardant le plan depuis l'extrémité libre d'un canal libre) sous la forme suivante :

$$C_{capa} = 2\pi\epsilon_0\epsilon_r\alpha_c \left(1 + \frac{m_1}{1-m_2}\right) \quad (IV.2)$$

avec

$$\alpha_c = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\phi/2d}{1-m_2}\right)^2}} \quad (IV.3)$$

et

$$\begin{cases} m_1 = \frac{r_0}{d} \\ m_2 = \frac{L_{axiale}}{d} \end{cases} \quad (IV.4)$$

où d est la distance inter-électrode, L_{axiale} la longueur axiale du canal, ϵ_r la constante diélectrique, ϵ_0 la permittivité du vide et ϕ le diamètre du plan.

À partir de la structure générée (Figure IV.1) et des hypothèses ci-dessus, on construit donc un circuit électrique qu'on résoudra par le calcul de réseaux en déterminant les courants et les d.d.p.

IV.2. Description du calcul des réseaux

La théorie des réseaux nous permet de nous affranchir de la difficulté de la résolution constituée par la complexité du réseau électrique généré par l'arborescence.

Dans tout ce qui suit, on parlera d'une part de nœud pour désigner les extrémités des canaux y compris l'électrode plane (désigné par le nœud de référence N° 1) et l'électrode pointe (désignée par le nœud N° 2) respectivement portées à la masse et à la haute tension ; et d'autre part d'arête pour désigner les canaux (les ramifications du streamer représentées par des résistances), les intervalles non franchis entre les têtes des ramifications et le plan (représentés par des condensateurs).

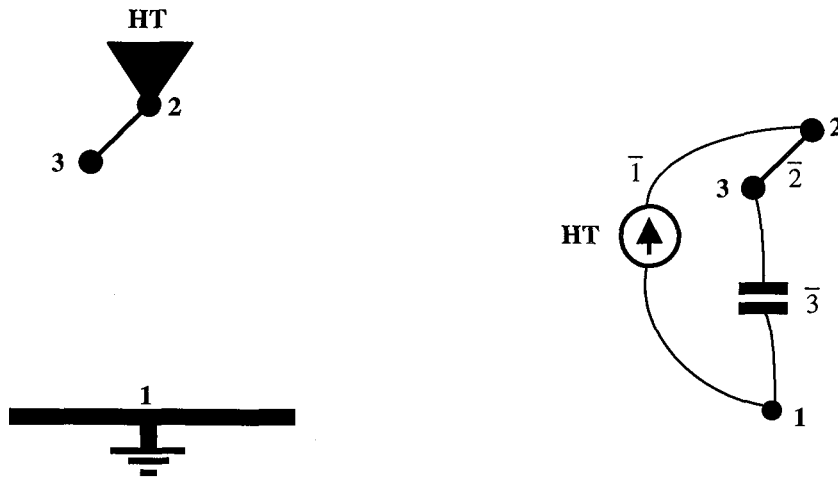
La source haute tension (HT) est représentée par l'arête No. $\bar{1}$, source de tension principale de tout le système reliant le nœud de référence (No. 1) et la pointe (No. 2).

Chaque nœud et chaque arête du circuit sont repérés par un numéro comme suit :

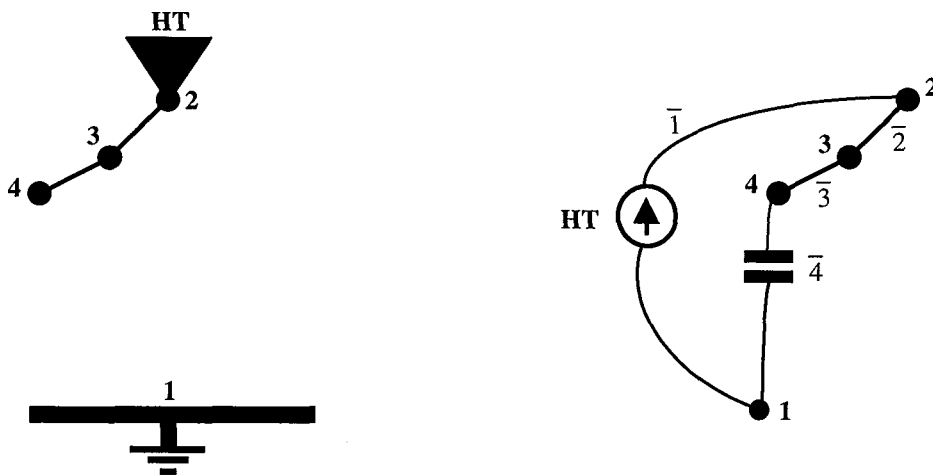
- Numéro des arêtes : $\bar{1}, \bar{2}, \bar{3}, \dots$
- Numéro des nœuds : 1, 2, 3, ...

Nous donnons ici un exemple d'étapes d'avancement d'une structure arborescente quelconque dans un diélectrique liquide avec les graphes électriques qui leurs sont associés.

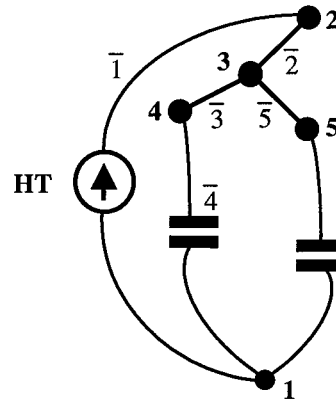
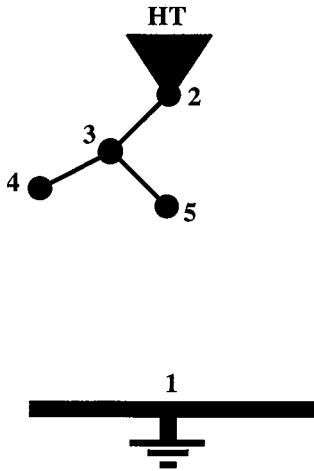
- Étape 1 à t_1 :



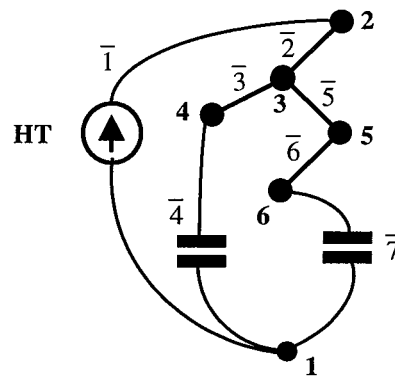
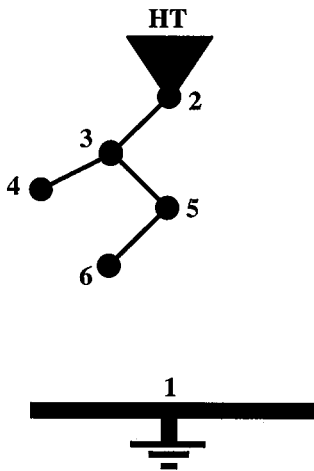
- Étape 2 à t_2 :



- Étape 3 à t_3 :



- Étape 4 à t_4 :



etc

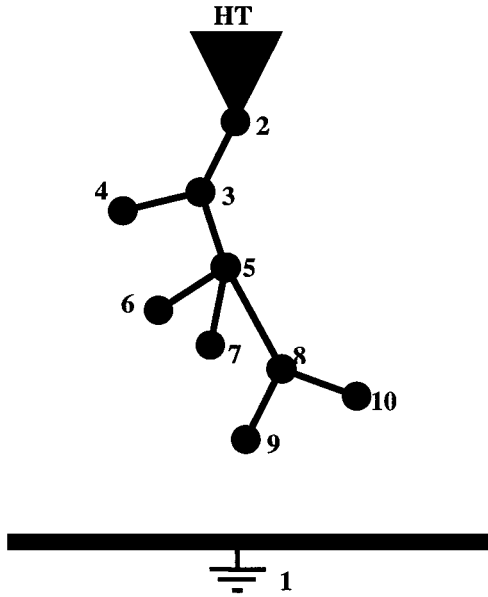


Figure IV.3 : Exemple d'arborescence générée dans les diélectriques liquides.

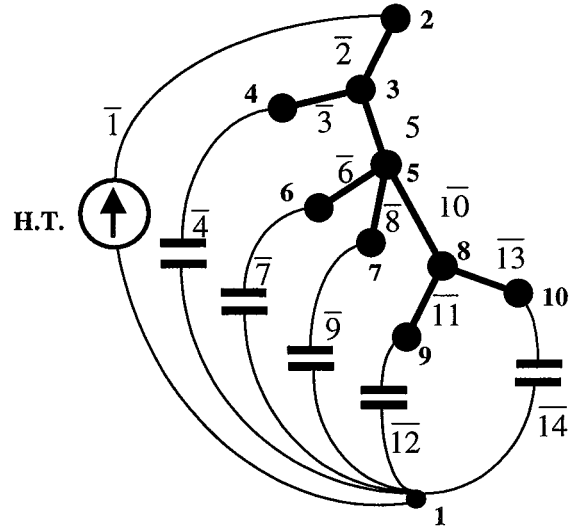


Figure IV.4 : Graphe associé.

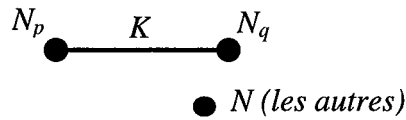
Il s'agira de définir à chaque instant où un canal conducteur sera généré, l'état physique ; c'est à dire quantifier les courants, les charges, l'énergie et la puissance injectés dans l'isolant ainsi que la vitesse des streamers et le champ à leur tête en passant par la mobilité du canal et la viscosité locale.

IV.2.1. Matrice topologique temporelle du circuit électrique généré

À chaque fois qu'un canal est généré, on construit une matrice A_{init} . Chaque ligne de cette matrice correspond à un numéro d'arête et chaque colonne à un numéro de nœud.

Si une arête numérotée K a pour nœud initial (début) N_p et pour nœud terminal (fin) N_q , les termes de la $K^{ième}$ ligne de la matrice A_{init} s'écrivent :

$$\begin{cases} A_{init}(K, N_p) = 1 & \text{si l'arête } K \text{ part du nœud } N_p, \\ A_{init}(K, N_q) = -1 & \text{si l'arête } K \text{ arrive au nœud } N_q, \\ A_{init}(K, N) = 0 & \text{pour } N \text{ différent de } N_p \text{ et } N_q. \end{cases} \quad (IV.5)$$



À partir de la matrice \mathbf{A}_{init} , on construira la *matrice topologique* \mathbf{A} dite *matrice d'incidence arête-nœud*. Cette matrice est obtenue en supprimant la première colonne de \mathbf{A}_{init} . Cette première colonne relative au nœud de référence (N° 1) introduit dans la matrice \mathbf{A}_{init} une dépendance linéaire de ses colonnes. C'est à dire que chaque colonne de \mathbf{A}_{init} est une combinaison linéaire des autres colonnes.

IV.2.2. Description des éléments du circuit

À partir des considérations topologiques sur le réseau électrique ainsi constitué par l'arborescence (décharge électrique), on détermine l'ensemble des équations régissant le dit réseau. Pour cela, on décompose le circuit initial en plusieurs circuits élémentaires (Figure IV.5) appelés arêtes. C'est à dire chaque arête est représentée par un tel circuit élémentaire.

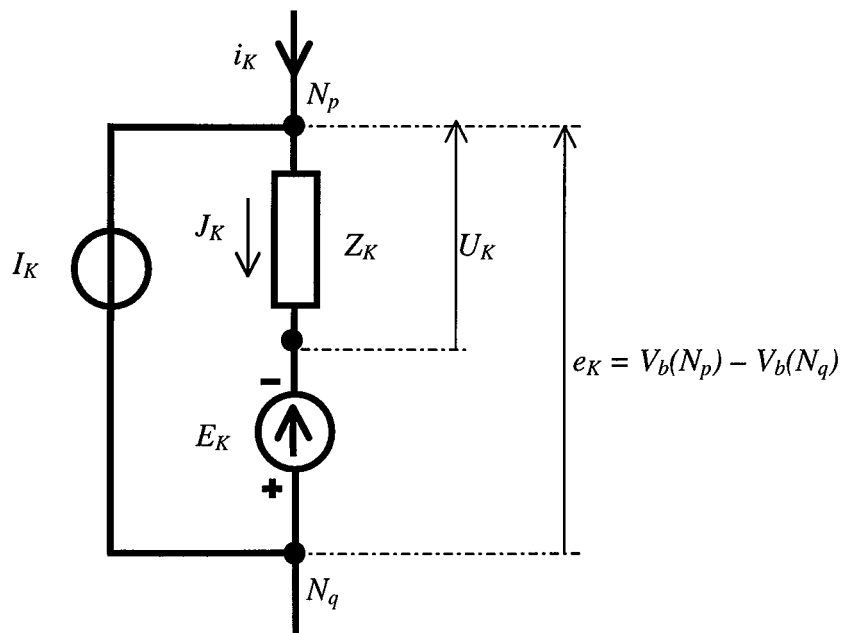


Figure IV.5 : Circuit élémentaire d'une arête quelconque du réseau, numérotée K reliant les nœuds numérotés N_p et N_q , du réseau électrique associé à l'arborescence.

Les arêtes seront donc représentées chacune par un élément passif associé :

- en série avec une source de tension E ou
- en parallèle avec une source de courant I .

Il faudra noter que la source de courant ou la source de tension ou les deux pouvant ne pas exister.

IV.2.2.1. Matrices descriptives du fonctionnement du circuit

On désignera par la suite :

- **courants**

I_K le courant débité par la source de courant de l'arête K ,

i_K le courant de l'arête K ,

J_K le courant circulant dans l'élément passif,

\mathbf{i} la matrice courant d'arête,

\mathbf{J} matrice courant circulant dans les éléments passifs,

- **tensions**

E_K la tension délivrée par la source de tension de l'arête K ,

U_K la différence de potentiel (d. d. p.) aux bornes de l'élément passif,

e_K la différence de potentiel (d. d. p.) aux bornes de l'arête K ,

$V_b(N_p)$ ou $V_b(N_q)$ la tension du nœud numéroté N_p ou N_q par rapport à la masse,

\mathbf{e} matrice d. d. p. aux bornes des arêtes,

\mathbf{U} matrice d. d. p. aux bornes des éléments passifs,

\mathbf{V}_b matrice tension de nœuds par rapport au nœud de référence.

IV.2.2.2. Matrices descriptives des arêtes

On définira les matrices suivantes :

\mathbf{E} matrice source de tension où les éléments $E(K) = E_K$,

- I** matrice source de courant où les éléments $I(K) = I_K$,
- Z** matrice d'impédance du réseau où
 $Z(K,K) = Z_K$ désigne l'impédance propre de l'arête K et
 $Z(K_1, K_2)$ l'impédance mutuelle entre les arêtes K_1 et K_2 ,
- Y** matrice d'admittance primitive du réseau telle que

$$\mathbf{Y} = \mathbf{Z}^{-1}. \quad (\text{IV.6})$$

IV.2.3. Méthodes d'analyse du circuit

IV.2.3.1. Équations régissant le circuit

D'après la constitution même des arêtes, on a les deux relations :

$$\begin{cases} \mathbf{J} = \mathbf{I} + \mathbf{i} \\ \mathbf{e} = \mathbf{U} - \mathbf{E} \end{cases} \quad (\text{IV.7})$$

La loi d'ohm appliquée aux divers éléments passifs permet par ailleurs d'écrire les deux relations :

$$\begin{cases} \mathbf{U} = \mathbf{Z} \mathbf{J} \\ \mathbf{J} = \mathbf{Y} \mathbf{U} \end{cases} \quad (\text{IV.8})$$

La matrice d'incidence arête-nœud \mathbf{A} , de par sa construction, permet de relier les tensions des arêtes aux tensions des nœuds

$$\mathbf{e} = \mathbf{A} \mathbf{V}_b \quad (\text{IV.9})$$

et sa transposée exprime que la somme des courants en un nœud est nulle

$${}^t \mathbf{A} \mathbf{i} = 0. \quad (\text{IV.10})$$

Partant de ces relations, on peut déterminer les tensions ou les courants caractéristiques du fonctionnement du circuit ainsi défini.

IV.3. Résolution Nodale du circuit

Compte tenu des relations (IV.7) et (IV.8) on peut écrire :

$$\mathbf{I} + \mathbf{i} = \mathbf{Y}(\mathbf{E} + \mathbf{e}) \quad (\text{IV.11})$$

ou

$$\mathbf{i} = \mathbf{Y}(\mathbf{E} + \mathbf{e}) - \mathbf{I}, \quad (\text{IV.12})$$

en multipliant les deux membres par ${}^t\mathbf{A}$ transposée de \mathbf{A} , on a :

$$0 = {}^t\mathbf{A}[\mathbf{Y}(\mathbf{E} + \mathbf{e}) - \mathbf{I}]. \quad (\text{IV.13})$$

Ce qui peut encore s'écrire :

$${}^t\mathbf{A}\mathbf{Y}\mathbf{e} = {}^t\mathbf{A}(\mathbf{I} - \mathbf{Y}\mathbf{E}). \quad (\text{IV.14})$$

Compte tenu de la relation (IV.9), on a une équation matricielle dite de *forme canonique* :

$$\mathbf{Y}_b \mathbf{V}_b = \mathbf{I}_b \quad (\text{IV.15})$$

où

$$\mathbf{Y}_b = {}^t\mathbf{A}\mathbf{Y}\mathbf{A} \quad (\text{IV.16})$$

désignant la *matrice d'admittance nodale* et

$$\mathbf{I}_b = {}^t\mathbf{A}(\mathbf{I} - \mathbf{Y}\mathbf{E}) \quad (\text{IV.17})$$

la matrice des sources de courants fictifs aux nœuds.

En somme, la méthode consiste à construire à chaque bond du streamer la *matrice d'incidence arête-nœuds* \mathbf{A} (IV.5), la *matrice d'admittance primitive* \mathbf{Y} (IV.6) et les matrices source \mathbf{E} et \mathbf{I} respectivement de tension et de courant.

Ensuite on calcule :

- les sources de courants fictifs aux nœuds \mathbf{I}_b (IV.17),
- la *matrice d'admittance nodale* \mathbf{Y}_b (IV.16),
- les tensions des nœuds par rapport au nœud de référence

$$\mathbf{V}_b = \mathbf{Y}_b^{-1} \mathbf{I}_b, \quad (\text{IV.18})$$

- les d.d.p. aux bornes des arêtes \mathbf{e} (IV.9)
- et enfin les courants dans les arêtes \mathbf{i} (IV.12).

IV.4. Génération des arborescences

IV.4.1. Temps de bond

Le temps de bond est la durée de génération de deux arêtes consécutives. Des études conduites par BILLER [63] ont montré la dépendance de ce temps avec le champ électrique à la tête des canaux générés. Le champ électrique sera calculé à partir de l'approximation hyperboloïdale [68] :

$$E_{\text{tête}} = \frac{2V_{\text{capa}}}{r_0 \log \left(4 \frac{d - L_{\text{axiale}}}{r_0} \right)} \quad (\text{IV.19})$$

où V_{capa} est la d.d.p. dans les arêtes capacitives.

On introduit la fonction normalisée $\psi(E_{\text{tête}})$ défini de la façon suivante :

$$\psi(E_{\text{tête}}) = \text{cste} \left[\frac{E_{\text{tête}}}{U_0/d} \right]^{\eta_r} \quad (\text{IV.20})$$

avec U_0 la tension de normalisation, cste une constante de dimension s^{-1} et η_r qui vaut 1 si le système est linéaire et 3 lorsqu'il est non-linéaire.

On détermine donc le laps de temps entre la génération de deux arêtes consécutives à l'aide de l'expression suivante :

$$\Delta t = -\frac{\log \mu_t}{\psi(E_{\text{tête}})} \quad (\text{IV.21})$$

où compte tenu de la génération stochastique, la constante μ_t est uniformément distribuée dans l'intervalle unité. Des expressions (IV.20) et (IV.21) on remarque que le temps de génération est d'autant plus court que la valeur du champ est plus élevée.

IV.4.2. Algorithme de génération des arborescences

Comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre, le critère de propagation adopté est le suivant. Il s'agit de calculer d'une part le champ électrique à la tête du canal généré (§ IV.19) puis le comparer au champ seuil et d'autre part l'énergie libérée par celui-ci :

$$W_{\text{joule}} = RI_R^2 \Delta t \quad (\text{IV.22})$$

où I_R est le courant résistif, et de la comparer à la chaleur latente de vaporisation L_v de l'isolant. Pour une arête donnée, lorsque W_{joule} est supérieure L_v on calcule les nouvelles longueurs et direction de la prochaine arête.

IV.4.2.1. Calcul de la longueur des arêtes générées

Nous avons construit intuitivement un algorithme qui répond bien à nos attentes de génération stochastique de la longueur des streamers de la façon suivante :

$$newLength = oldLength \times \phi(\tau) \quad (IV.23)$$

où

$$\phi(\tau) = 0.25 + 0.5\tau \quad (IV.24)$$

est la fonction de pondération de variable τ [92] qui lui est uniformément distribuée dans l'intervalle unité, $newLength$ désigne la nouvelle longueur et $oldLength$ la longueur précédente.

IV.4.2.2. Calcul de la direction de propagation

Lorsque les conditions sont remplies pour la génération d'une nouvelle branche, on choisit κ_1 distribué uniformément dans un intervalle unité et on détermine la nouvelle direction de la façon suivante :

Si $\kappa_1 \leq 0.5$

$$newDir = oldDir + \arccos(1 + \alpha \log(\kappa_1 \alpha_2 + \alpha_1)) \quad (IV.25)$$

sinon

$$newDir = oldDir + \arccos(1 + \alpha \log(2 - \kappa_1 \alpha_2 - \alpha_1)) \quad (IV.26)$$

avec $\alpha = 0.25$, $\alpha_1 = \exp\left(-\frac{2}{\alpha}\right)$ et $\alpha_2 = 2\left(1 - \exp\left(-\frac{2}{\alpha}\right)\right)$.

Par la suite nous effectuons une résolution récursive temporelle sur cet algorithme tout en déduisant à chaque instant tous les paramètres physiques.

IV.5. Simulation

IV.5.1 Les types de sources de tension utilisés

La résolution requiert le choix d'une matrice colonne source de tension qui caractérise le type de tension appliquée au système dont la longueur correspond au nombre d'arêtes $N_{arête}$.

Le premier terme de cette matrice est la source Haute Tension dans l'arête N° 1. On choisira la source H.T. parmi les formes suivantes de tension : tension continue, tension alternative, choc de foudre (Figure IV.6) et choc de manœuvre (Figure IV.7).

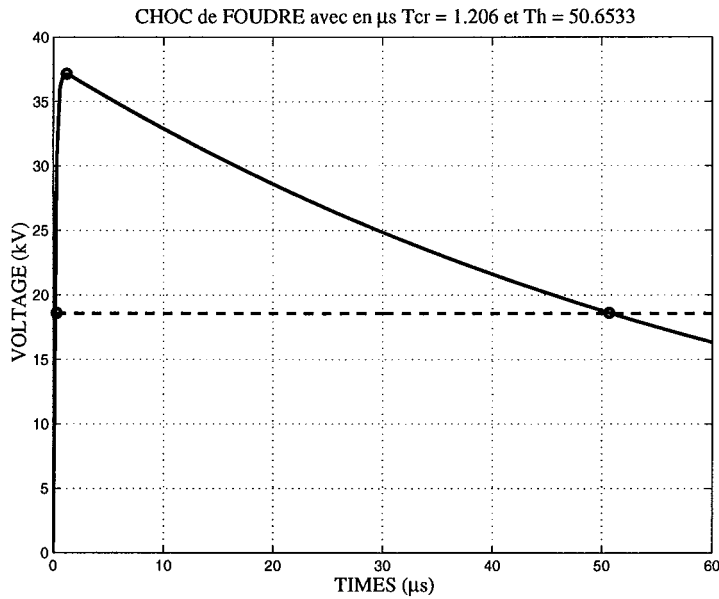


Figure IV.6 : Choc de foudre 1.206/50.653 μs , avec $U_{cr} = 37.148$ kV.

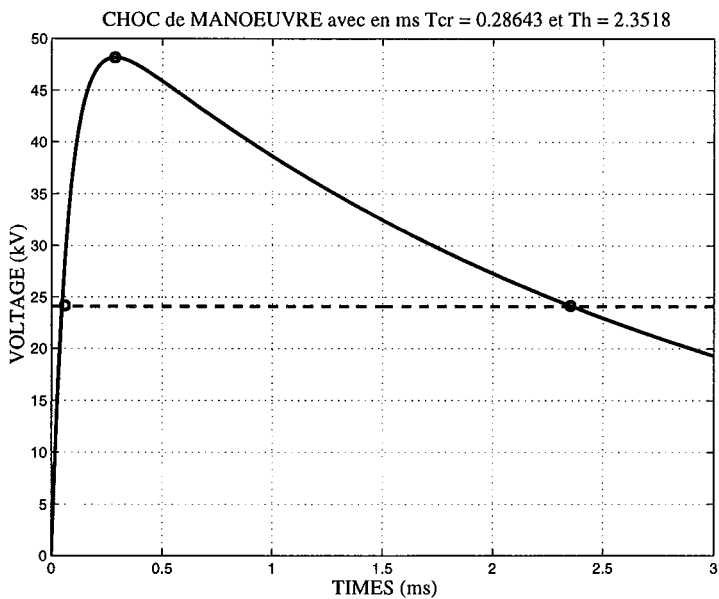


Figure IV.7 : Choc de manœuvre 286.4/2351.8 μs , $U_{cr} = 48.2$ kV.

IV.5.2. Construction de la matrice d'impédance

La construction de la matrice carrée d'impédance \mathbf{Z} de dimension $(N_{arête} \times N_{arête})$ présente deux aspects qu'il convient de noter. L'aspect le plus simple est celui où l'on suppose qu'il n'y a aucun couplage électrique entre les arêtes. On obtient alors une matrice diagonale qui est construite à partir des impédances propres de chaque arête telle que :

$$Z(i, j) = \begin{cases} \text{impédance propre} & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases} \quad \text{pour } i, j = 1, 2, \dots, N_{arête} \quad (\text{IV.27})$$

$$\mathbf{Z} = \begin{pmatrix} * & 0 & 0 & . & . & . & . & . & . & 0 \\ 0 & * & 0 & & & & & & & 0 \\ 0 & 0 & * & 0 & & & & & & . \\ . & & 0 & * & 0 & & & & & . \\ . & & & 0 & * & 0 & & & & . \\ . & & & & 0 & * & 0 & & & . \\ . & & & & & 0 & * & 0 & & . \\ . & & & & & & 0 & * & 0 & . \\ . & & & & & & & 0 & * & 0 \\ 0 & 0 & . & . & . & . & . & . & 0 & * \end{pmatrix} \quad (\text{IV.28})$$

Cette matrice est assez simple à construire et à manipuler (opérations matricielles) ; elle permet de gagner en temps de calcul.

Par contre, lorsqu'on souhaite introduire un couplage électrique entre les arêtes, la matrice impédance devient assez fastidieuse à concevoir puis à réaliser. La difficulté ne se situe pas au niveau de l'assemblage de la matrice impédance où, assez rapidement, l'on s'aperçoit qu'on aura une matrice symétrique. Celle-ci a sur sa diagonale les impédances propres des arêtes et en dehors de la diagonale les termes suivants :

$$\begin{cases} Z(i, j) = \text{impédance propre} & \text{si } i = j & \text{et } i, j = 1, 2, \dots, N_{arête} \\ Z(i, j) = 0 & \text{si } i = 1 & \text{et } j = 2, 3, \dots, N_{arête} \\ Z(i, j) = Z(j, i) & \text{si } i \neq j & \text{et } i, j = 1, 2, \dots, N_{arête} \end{cases} \quad (\text{IV.29})$$

$$\mathbf{Z} = \begin{pmatrix} * & 0 & 0 & . & . & . & . & . & . & 0 \\ 0 & * & * & . & . & . & . & . & . & * \\ 0 & * & * & . & . & . & . & . & . & * \\ . & . & . & * & . & . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & * & . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & . & * & . & . & . & . \\ . & . & . & . & . & . & * & . & . & . \\ . & . & . & . & . & . & . & * & . & . \\ . & . & . & . & . & . & . & . & * & * \\ 0 & * & * & . & . & . & . & . & * & * \end{pmatrix} \tag{IV.30}$$

Il faut remarquer que les termes :

$$Z(i, j) = 0 \quad \text{si } i = 1 \quad \text{et} \quad j = 2, 3, \dots, N_{\text{arête}}$$

car l'arête N° 1 (source H.T. extérieure au diélectrique) est supposée ne pas influencer électriquement les autres arêtes construites au sein du diélectrique liquide ; c'est à dire l'existence d'impédance mutuelle entre les streamers et la source haute tension est à écarter.

Par contre, la grande difficulté est de trouver une base de formulation physique pour quantifier les éléments qui ne sont pas sur la diagonale, c'est à dire trouver une expression physique pour exprimer un possible couplage électrique sans oublier qu'il faut faire le tri entre les arêtes résistives et les arêtes capacitives d'autant plus que ces dernières sont "fictives" vis à vis des canaux constituant l'arborescence (streamers) et ne peuvent donc pas créer une quelconque influence électrique.

IV.6. Résultats

Nous présentons des exemples d'arborescences obtenues par simulation d'un système pointe-plan (distance inter-électrode de 10 mm), immergé dans un liquide diélectrique de permittivité $\epsilon_r = 2$. Nous utilisons une valeur de conductivité σ des streamers égale à $5 \times 10^{-2} \Omega^{-1}.cm^{-1}$ et un rayon $r_0 = 5 \mu m$ pour les canaux des streamers ; ces valeurs sont celles estimées par certains chercheurs et rapporté dans la littérature [67].

Les structures obtenues par simulation (Figure IV.8) sont similaires à celles observées expérimentalement [44, 49, 53, 93- 97] ou obtenues par des considérations fractales [62-65, 98]. On obtient des formes diverses et variées d'arborescences pendant la prédécharge. Ces formes sont soit clairsemées ou touffues et étalées ou non.

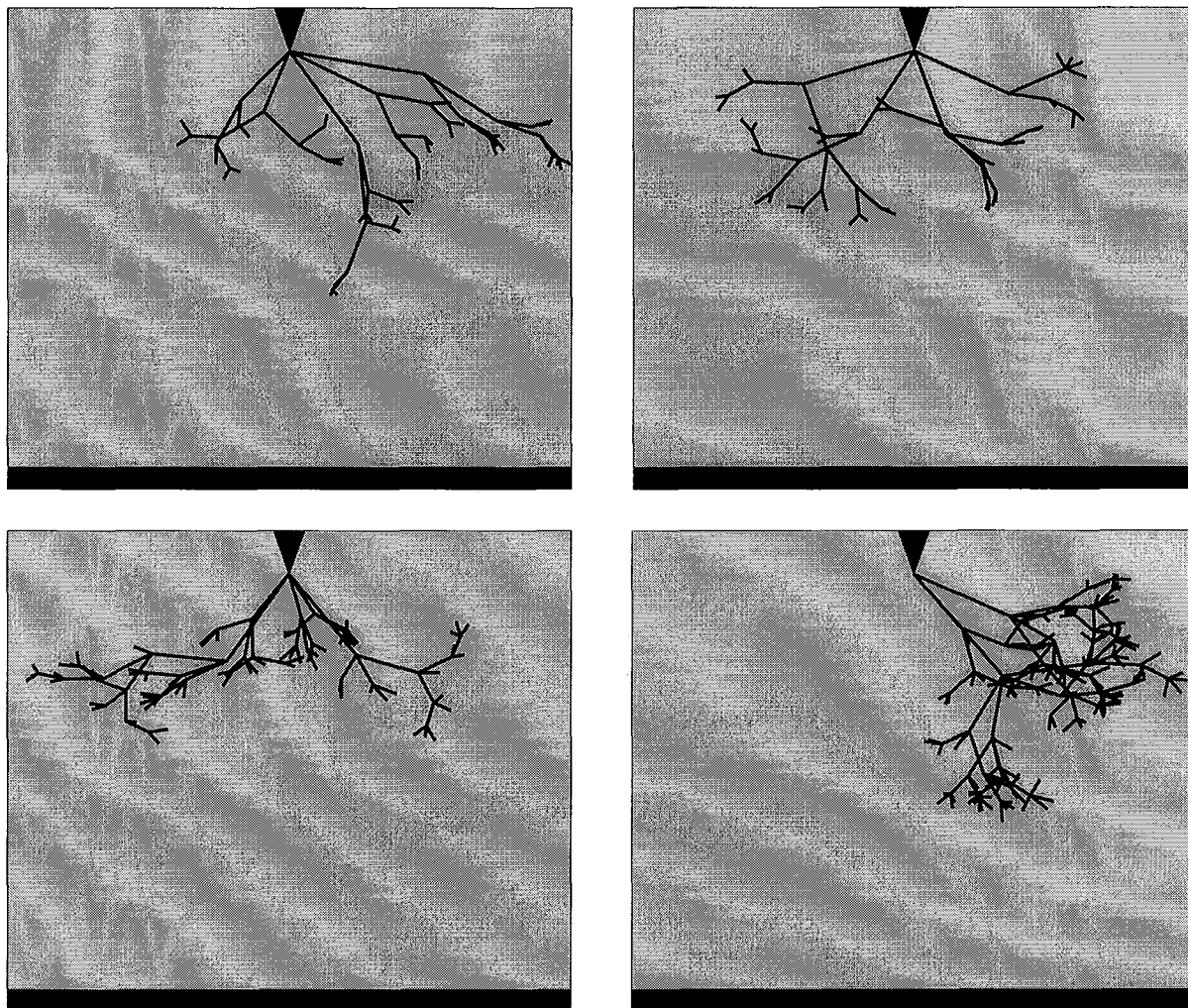


Figure IV.8 : *Différentes structures de streamers simulées*

Par ailleurs, nous avons obtenu, sous une tension continue (DC) de 30 kV , au bout de $35\ \mu\text{s}$, la structure ci-après Figure IV.9. Nous analyserons tous les paramètres physiques qui découlent de cet exemple de simulation.



Figure IV.9 : Simulation de la génération d'une arborescence en géométrie pointe-plan sous tension continue.

IV.6.1. Courants injectés

Les courants capacitifs dans le milieu isolant, dit courants injectés, sont extraits du vecteur courant d'arêtes \mathbf{i} (IV.12). On observe (Figure IV.10 et Figure IV.11) une série de pics irréguliers qui traduit le caractère discret de l'avancement des streamers pendant son développement. Les valeurs des courants varient ici entre 80 et $300 \mu A$.

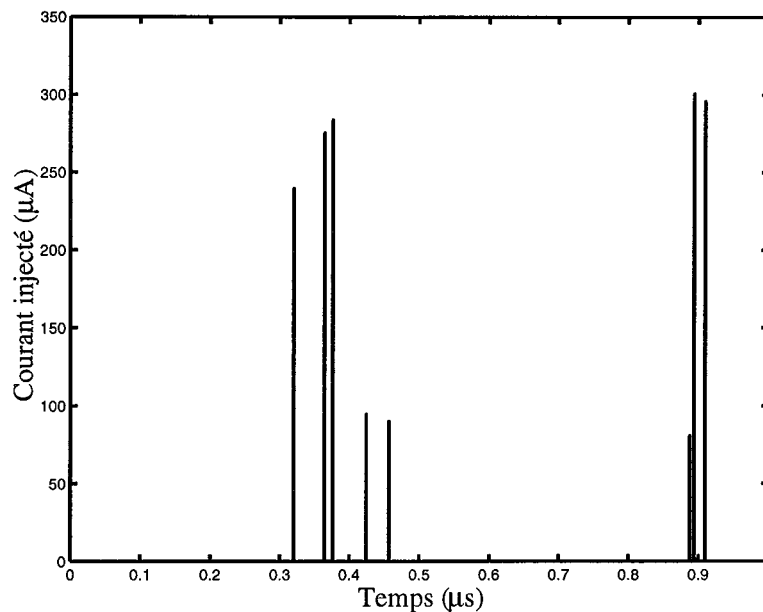


Figure IV.10 : Courant injecté durant la première microseconde.

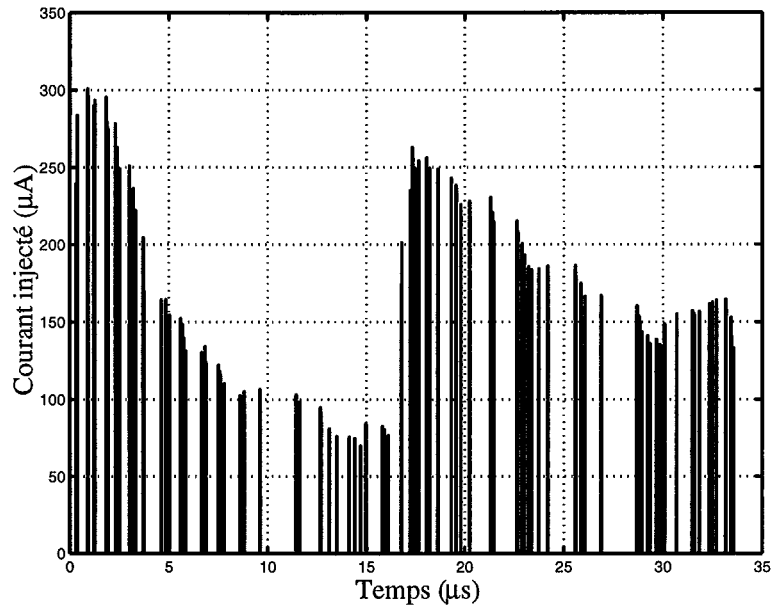


Figure IV.11 : Courants injectés dans l'isolant liquide pendant toute la simulation.

Dans l'ensemble, nous obtenons des pics de courants brefs et irréguliers. Le premier sommet correspond à la génération d'un canal auquel sera associée une suite de canaux qui perdront de la vitesse au fil du temps pour laisser place au second sommet.

IV.6.2. Champ électrique

À la tête des canaux libres, nous calculons le champ électrique à partir de la relation (IV.19) où V_{capa} est obtenue du vecteur \mathbf{e} (IV.9). On obtient des valeurs de champ (Figure IV.12) assez élevées comprises entre 5 et 15 MV/cm. On peut observer que les valeurs de champ électrique suivent les variations du courant injecté. Ce qui traduit bien que la suite de canaux en perte de vitesse ait des valeurs de champ de moins en moins importantes.

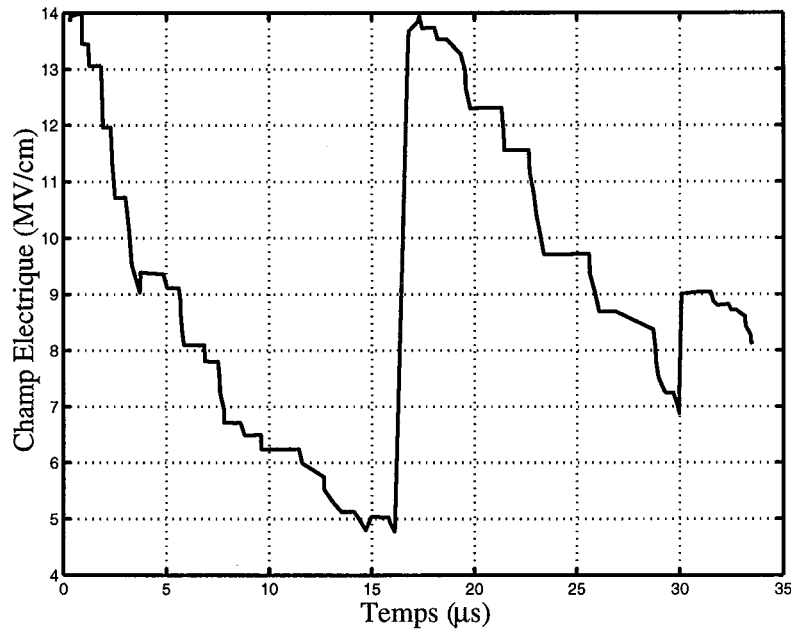


Figure IV.12 : Champs électriques à la tête des streamers générés.

IV.6.3. Charge injectée

À chaque instant qu'un canal est généré (streamer) nous calculons :

- La charge électrique instantanée injectée associée aux équations (IV.2 et IV.9) par :

$$q = C_{capa} \cdot V_{capa} , \quad (IV.32)$$

- La charge injectée cumulée (Figure IV.13 et Figure IV.14) dans le temps

$$Q = \sum_i q . \quad (IV.33)$$

Les charges ainsi obtenues sont de l'ordre de quelques centaines de picocoulombs. La courbe des charges injectées est sous forme d'escalier et traduit bien l'accumulation de charge mesurée et simulée dans la littérature [49, 68, 99] en plus de nos observations (§ Chapitre II). Ainsi le diélectrique passe progressivement de son état non-conducteur vers celui de conducteur.

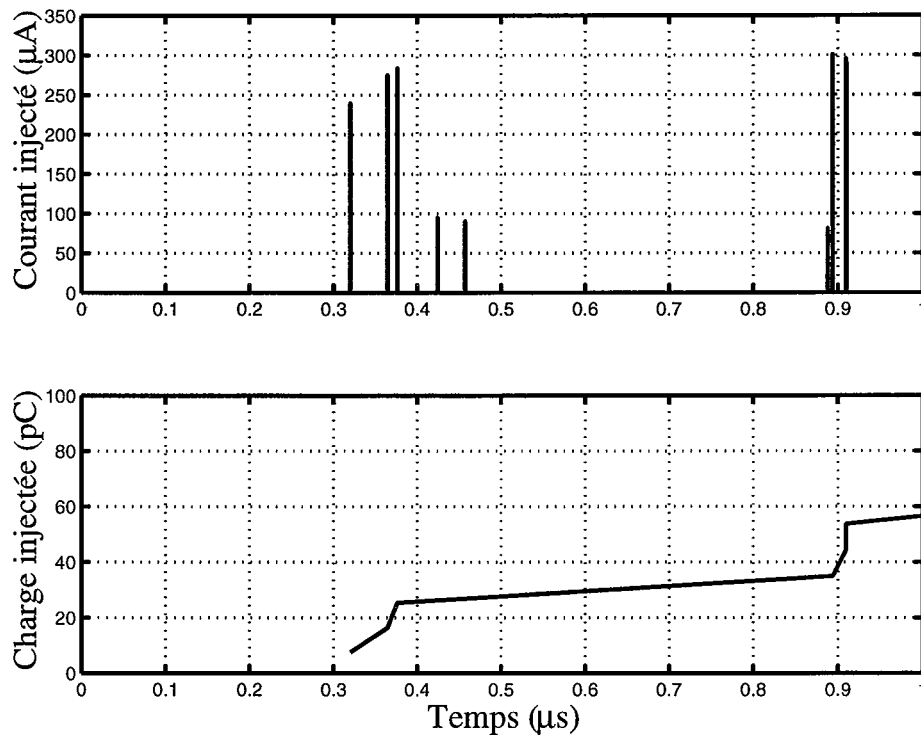


Figure IV.13 : Charge injectée durant la première microseconde associée au courant injecté sur le même laps de temps dans l'isolant liquide.

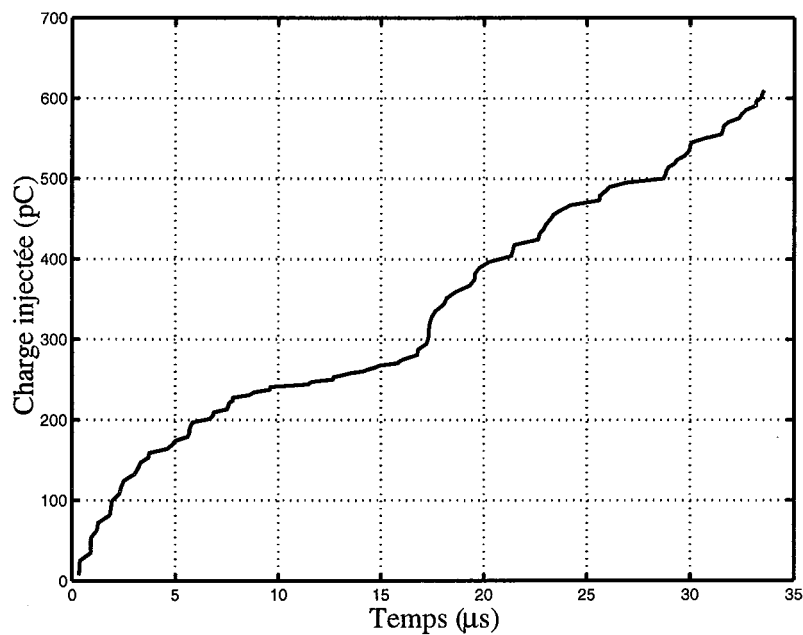


Figure IV.14 : Charge injectée dans l'isolant liquide.

IV.6.4. Puissance et Energie

Pendant le développement de l'arborescence, le système développe à chaque instant une énergie qui servira localement à ioniser, à échauffer, à vaporiser l'isolant liquide et enfin à déplacer le streamer.

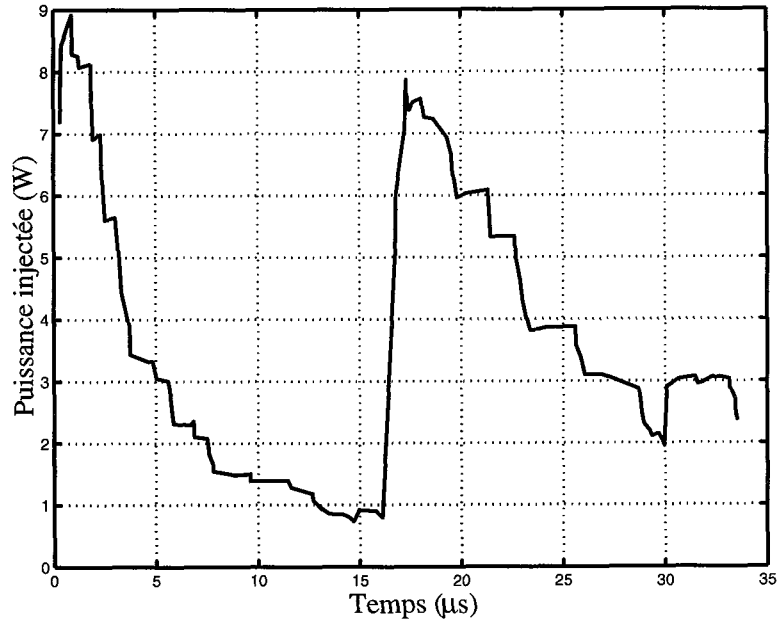


Figure IV.15 : Puissance injectée dans l'isolant liquide.

La puissance instantanée est déduite de l'expression suivante :

$$P_{sca} = V_{capa} I_{capa} \quad (\text{IV.34})$$

où V_{capa} et I_{capa} sont respectivement extraites des vecteurs \mathbf{e} et \mathbf{i} (IV.9 et IV.12).

La puissance (Figure IV.15) présente une forme similaire à celle des courbes représentant le courant injecté et le champ électrique à la tête des streamers. Comme constaté pour le courant et le champ électrique, les pertes de vitesse et les baisses des valeurs de champ impliquent bien une baisse de puissance. On obtient des valeurs de puissance de l'ordre de quelques Watts avec des variations allant de 1 à 9 Watts.

On déduit l'énergie cumulée (Figure IV.16) associée à la dynamique du streamer généré en faisant une intégration cumulative de la puissance dans le temps.

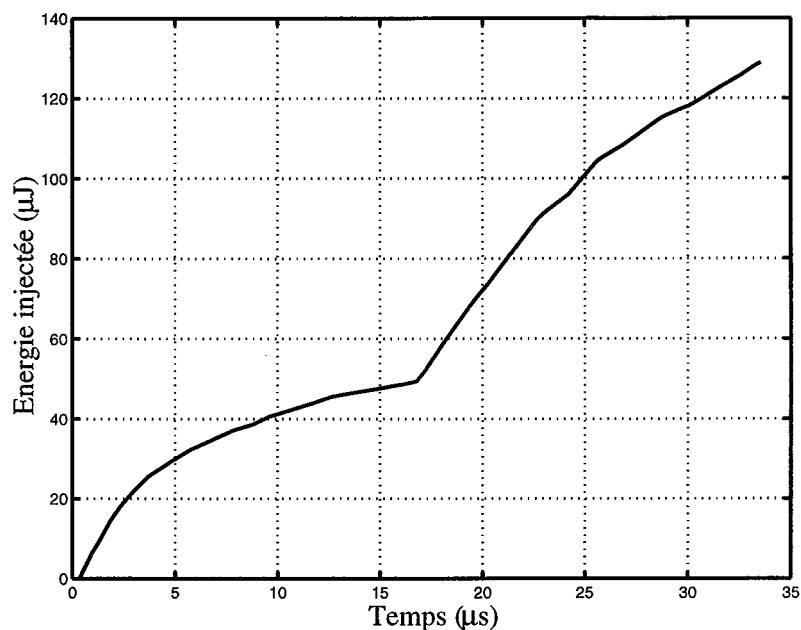


Figure IV.16 : Énergie injectée dans l'isolant liquide.

IV.6.5. Vitesse des streamers

Des travaux antérieurs [16, 68] ont établi que l'énergie électrique totale fournie au système (diélectrique liquide se trouvant dans le voisinage de la pointe) est utilisée sous différentes formes : vaporisation, décomposition chimique, énergie capillaire due à l'interface gaz-liquide, au déplacement et à l'ionisation. Il a été déduit que la vitesse des streamers est obtenue en supposant qu'environ le 10^{ième} ($\beta = 0.1$) de l'énergie injectée est utilisée pour le déplacement. Elle vaut donc :

$$v = \left(\frac{2\beta P_{sce}}{\rho_s \pi r_0^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{IV.35})$$

et sa variation est donnée par la figure IV.17. Nous avons des ordres de grandeur de quelques km/s qui correspondent bien à ceux obtenus dans la littérature [44, 100] pour ce type de streamer.

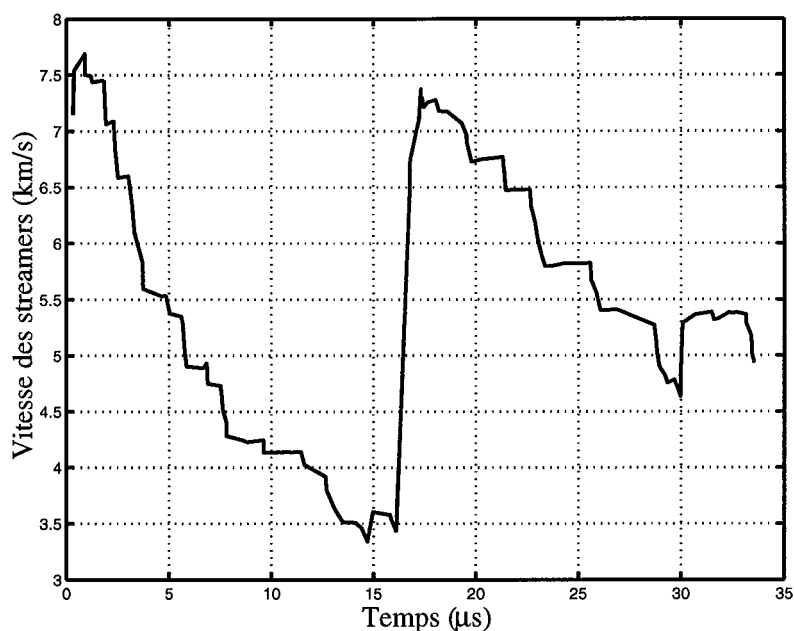


Figure IV.17 : *Vitesse des streamers.*

Nous observons une diminution suivie d'une augmentation. Il ressort de cette observation un "essoufflement" du streamer pendant un certain temps suivi d'un regain de vitesse matérialisé par les pics au cours du développement de l'arborescence. Ce qui confirme les observations faites par CHADBAND, WRIGHT [1] et BEROUAL, TOBAZEON [15, 27, 70]. Le champ électrique et la vitesse passent par un minimum se trouvant entre $1/2$ et $2/3$ de l'intervalle inter-électrode, avant de reprendre sa croissance jusqu'à atteindre l'autre électrode. La thèse de la perte de vitesse analysée précédemment (§ IV.6.1 à 4) est ainsi confirmée.

IV.6.6. Mobilité

Nous avons déterminé la mobilité K_m des porteurs de charge contenus dans le canal conducteur (streamer) actif, c'est à dire le canal généré à l'instant où nous calculons la mobilité. La mobilité est donnée par :

$$K_m = \frac{v}{E_{r\hat{e}te}}. \quad (\text{IV.36})$$

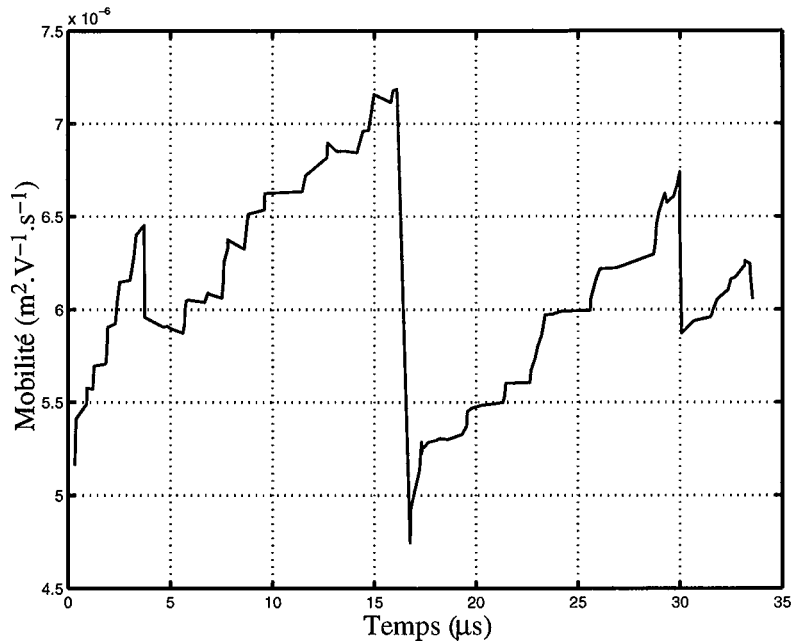


Figure IV.18 : Mobilité des porteurs de charge constituant les streamers.

On obtient (Figure IV.18) des mobilités proches de celles des porteurs de charge évoluant en milieu gazeux (canaux de l'arborescence) [25]. Les grandeurs obtenues sont de quelques $10^{-6} m^2.V^{-1}.s^{-1}$. De plus, elles avoisinent 100 fois la mobilité ionique typique ($10^{-8} m^2.V^{-1}.s^{-1}$).

IV.6.7. Viscosité

Il faudra noter que la viscosité calculée localement n'est pas celle de l'ensemble du liquide isolant, mais plutôt la viscosité de la matière gazeuse constituant le canal conducteur (streamer) généré à l'instant considéré. On s'est donc appuyé sur la relation donnée par WALDEN [25] quoique discutable lorsque le champ devient très intense [101] :

$$K_m \eta_v = cste_w \quad (IV.37)$$

Les valeurs obtenues (Figure IV.19) sont de quelques millièmes (10^{-3}) de centipoise. À titre de comparaison la viscosité à la température ambiante de l'air, de l'eau et des huiles sont respectivement de $15 \times 10^{-3} cp$, $1 cp$ et 150 à $800 cp$. Ainsi, on s'aperçoit que les canaux sont bien constitués de matière gazeuse pour rejoindre les observations faites expérimentalement dans la littérature [44, 102-104].

On se rend bien compte que les diminutions de la viscosité correspondent bien aux croissances de la mobilité de même pour les croissances de la viscosité et la diminution de la mobilité. Cet aspect conforte bien l'intuition qui est qu'une particule est d'autant plus mobile dans un milieu lorsque celui-ci est de moins en moins visqueux.

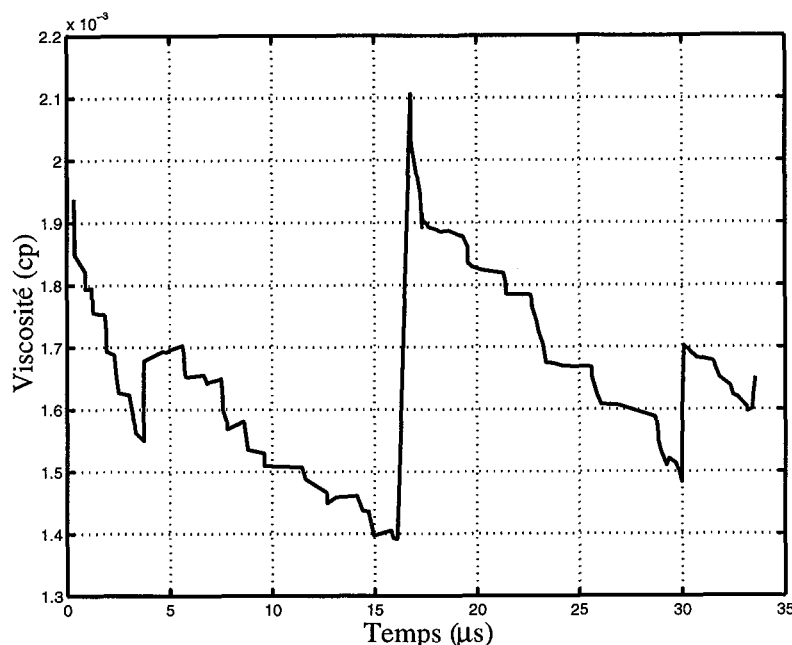


Figure IV.19 : Viscosité de la matière constituant les streamers.

IV.6.8. Température

Les variations considérables de la viscosité témoignent d'une forte activité thermique locale dont les streamers générés sont le siège. C'est pourquoi nous avons été amenés à déterminer la température des canaux (streamers) qui n'est surtout pas celle de l'isolant liquide. Parce que la génération de l'ensemble de l'arborescence est si rapide (quelques dizaines de μs voire même de centaines de ns) qu'il n'a pas le temps d'échanger de l'énergie avec le reste de l'isolant liquide non vaporisé.

La température T a donc été obtenue au travers de l'expression (IV.38) [41] qui la relie à la viscosité η_v et à l'énergie d'activation W_{act} supposée constante. Soit :

$$\eta_v = cste_r \exp\left(\frac{W_{act}}{kT}\right) \quad (IV.38)$$

ou

$$T = \frac{W_{act}}{k \log(\eta_v / cste_T)} \quad (IV.39)$$

avec k la constante de Boltzmann et $cste_T$ une constante.

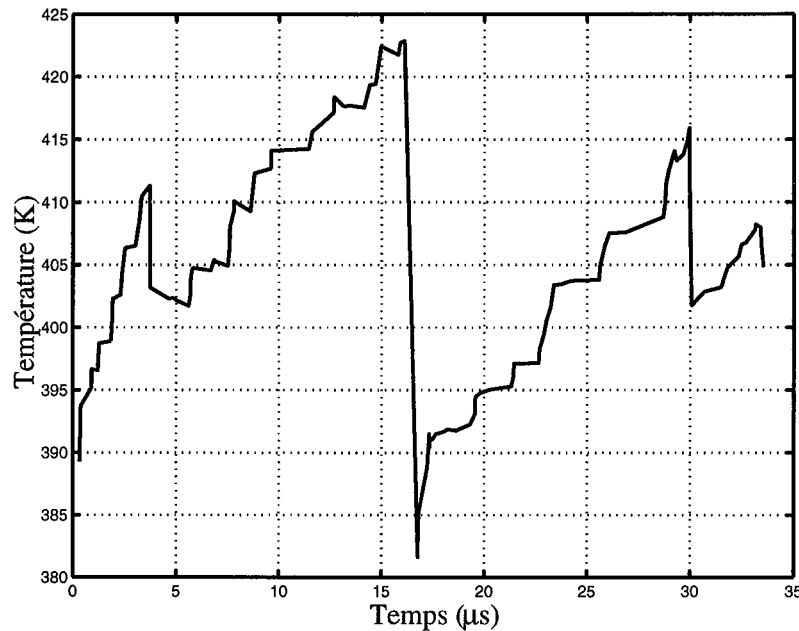


Figure IV.20 : Température de la matière constituant les streamers.

Nous obtenons (Figure IV.20) localement, à l'intérieur des streamers, des variations de température entre $380^{\circ}K$ et $425^{\circ}K$ (soit $107^{\circ}C$ et $152^{\circ}C$). Ces températures sont nettement au-dessus des températures de vaporisation des huiles de transformateur et de la plupart des isolants liquides.

IV.7. Conclusion

La résolution d'un circuit électrique équivalent associé aux streamers par le calcul de réseaux semble être un outil particulièrement adapté pour modéliser les streamers multicanaux pendant la phase de préclaquage dans les diélectriques liquides. L'approche réseaux permet, suivant la forme de l'onde Haute Tension appliquée, de déterminer la structure de l'arborescence ainsi que le réseau électrique qui lui est associé.

Il est possible de déterminer les paramètres caractéristiques du streamer comme les courants, les charges, les puissances et l'énergie injectés ainsi que les champs électriques et les différences de potentiel à la tête des streamers. Nous pouvons aussi déduire les paramètres mécanique et thermique, la vitesse des streamers, la mobilité des porteurs de charge dans l'arborescence puis la viscosité et la température de la matière constituant celle-ci.

Dans l'ensemble, les formes des différents paramètres simulés ainsi que leurs ordres de grandeur correspondent assez bien à nos attentes au regard de nos mesures et des publications sur les liquides diélectriques.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Ce travail nous a permis de montrer que, grâce au dispositif expérimental mis au point et aux essais effectués, la génération des streamers dans les diélectriques liquides est précédée par la formation d'une phase gazeuse (bulle de quelques micromètres de diamètre) résultant de l'injection d'une impulsion de courant dont la charge correspondante permet d'estimer ses dimensions. Dans un système d'électrodes pointe-plan, cette bulle prend naissance au voisinage de la pointe dès que la tension atteint ou dépasse une certaine valeur seuil, correspondant à un champ de quelques MV/cm . Les valeurs de ces champs, déterminées par un code de calcul utilisant les éléments finis (FLUX2D), sont du même ordre que les champs nécessaires à une ionisation ou une émission de champ.

Cette tension seuil augmente quasi-linéairement avec la pression, indiquant que la perturbation générée au voisinage de la pointe est bien de nature gazeuse. D'autre part en ajoutant une certaine concentration de composés capteurs d'électrons, la tension seuil augmente, preuve que les mécanismes électroniques sont également présents. Par conséquent, aussi bien les mécanismes électroniques que les mécanismes gazeux sont impliqués dans la phase de génération. Signalons que pour ces mêmes niveaux de tension, l'impulsion de courant peut, dans certains cas, être non accompagnée de la formation d'une bulle ; le cas où une perturbation est détectée sans qu'il n'y ait d'impulsion de courant est également observé. La perturbation détectée dans ce dernier cas est certainement due aux phénomènes de mouvement du liquide.

L'analyse de la dynamique de la bulle montre qu'il est possible d'avoir deux types de déformation de la surface de la bulle : (i) une expansion ou une implosion (mode $e^{\lambda t}$) et (ii) des mouvements alternatifs d'expansion et/ou implosion (mode $e^{\pm j\omega t}$).

Selon les modes de perturbation de l'interface, différents types de streamers peuvent prendre naissance: structures buissonneuses ou filamenteuses, en forme de parapluie, etc ...

Les résultats expérimentaux montrent également que la tension de claquage d'un diélectrique liquide augmente en présence d'une concentration optimale donnée d'additifs capteurs d'électrons (Iodobenzène ou tétrachlorure de carbone). Par conséquent, en agissant sur la tension de génération des streamers, on peut améliorer la tenue diélectrique du liquide même si la vitesse des streamers est augmentée. Ce n'est pas parce que le streamer est accéléré que la tension de claquage va être diminuée. En augmentant la pression, on peut aussi relever la tenue diélectrique d'un liquide.

La modélisation des streamers par des circuits électriques équivalents et leur résolution par le calcul de réseaux nous a permis, suivant la forme de l'onde de tension appliquée, de déterminer la structure des streamers ainsi que leurs paramètres caractéristiques tels que les courants, les charges, les puissances et l'énergie injectés ainsi que les champs électriques et les différences de potentiel à leurs têtes. Nous pouvons aussi déduire les paramètres mécanique et thermique, la vitesse des streamers, la mobilité des porteurs de charge dans le streamer puis la viscosité et la température de la matière qui la constitue. Les formes ainsi que les ordres de grandeur des différents paramètres simulés correspondent assez bien aux résultats de nos mesures et à ceux rapportés par d'autres chercheurs.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] W.G. CHADBAND and G.T. WRIGHT, "*A Prebreakdown Phenomena in the Liquid Dielectric Hexane*", Brit. J. Appl. Phys., Vol. 16, pp. 305-313, 1965.
- [2] S. J. RZAD, J. C. DEVINS and R. J. SCHWABE, "*Transient Behavior in Transformer Oils: Prebreakdown and Breakdown Phenomena*", IEEE Trans. on Electr. Insul., Vol. 14, pp. 289-296, 1979.
- [3] J. C. DEVINS, S. J. RZAD and R. J. SCHWABE, "*Breakdown and Prebreakdown in Liquids*", J. Appl. Phys., Vol. 52 (7), pp. 4531-4545, 1981.
- [4] I. E. BALYGIN, "*Predischarge Phenomena in Liquids*", Soviet Physics JETP, Vol. 3, No. 3, pp. 355-361, 1956.
- [5] V. S. KOMEL'KOV, "*Development of a Pulse Discharge in Liquids*", Soviet Physics-Technical Physics, Vol. 6, No. 8, pp. 691-699, 1962.
- [6] I. S. STEKOL'NIKOV and V. Ya. USHAKOV, "*Discharge Phenomena in Liquids*", Soviet Physics-Technical Physics, Vol. 10, pp. 1307-1313, 1966.
- [7] J. A. BELL, R. R. ROGERS and A. H. GUENTHER, "*Nanosecond Breakdown in Hexane*", IEEE Trans. on Electr. Insul., Vol. 7, pp. 78-83, 1972.
- [8] N. J. FELICI, "*Bubbles, Partial Discharges and Liquid Breakdown*", Inst. Phys. Conf. Ser. No. 48, pp. 181-190, 1979.

- [9] F. HEIMAN, P. SIBILLOT and R. COELHO, "*New Observations of Pre-breakdown Events in n-Hexane in a Point-Plane Configuration*", J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 9, pp. 95-100, 1976.
- [10] R. E. HEBNER, E. F. KELLEY, E. O. FORSTER and G. J. FITZPATRICK, "*Observation of Prebreakdown and Breakdown Phenomena in Liquid Hydrocarbons*", J. Electrostatics, Vol. 12, pp. 265-283, 1982.
- [11] P. J. McKENNY and P. B. McGRATH, "*Anomalous Positive Prebreakdown Behavior in Dielectric Liquids*", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 19, No. 2, pp. 93-100, 1984.
- [12] P.K. WATSON, "*EHD Instabilities in the Breakdown of Point-Plane Gaps in Insulating Liquids*", IEEE Ann. Rep., CEIDP, Whithaven PA, pp. 370-376, 1981.
- [13] P.K. WATSON and W.G. CHADBAND, "*The Dynamics of Pre-Breakdown Cavities in Viscous Silicone Fluids in Negative Point-Plane Gaps*", IEEE Trans. on Electr. Insul., Vol.23, pp. 729-738, 1988.
- [14] P. K. WATSON, W. G. CHADBAND and M. SADEGHZADEH-ARAGHI, "*The Role of Electrostatic and Hydrodynamic Forces in the Negative-point Breakdown of Liquid Dielectrics*", IEEE Trans. Electr. Ins., Vol. 26, No. 4, pp. 543-559, August 1991.
- [15] A. BEROUAL and R. TOBAZEON, "*Prebreakdown Phenomena in Liquid Dielectrics*", IEEE Trans. on Electr. Insul., Vol. 21, pp. 613-627, 1986.
- [16] A. BEROUAL, "*Electronic and Gaseous Processes in Prebreakdown Phenomena of Dielectric Liquids*", J. Appl. Phys. 73 (9), pp. 4528-4533, 1993.
- [17] O. LESAIN and R. TOBAZEON, "*Study of Streamer Mechanisms in Insulation Liquids under AC Voltage*", Conf. Record of 1986 IEEE Inter. Symp. on Electr. Insul. Washington, DC, pp. 94-98, June 1986.

- [18] S. SAKAMOTO and H. YAMADA, "*Optical Study of Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids*", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 15, 3, pp. 171-181, 1980.
- [19] FRANCK M. CLARK, "*Insulating Materials for Design and Engineering Practice*", John Wiley & Sons, Inc., Printed in USA, New York, London, 1962.
- [20] O. LESAIN, "*Propagation of Positive Discharges in Long Liquid Gaps*", Conf. Record of the 12th Inter. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids, Roma (Italy), pp. 161-166, 1996.
- [21] D. LINHJELL, L. LUNDGAARD and G. BERG, "*Streamer Propagation under Impulse Voltage in Long Point-Plane Oil Gaps*", IEEE Trans. on Diel. and Electr. Insul., Vol. 1, pp. 447-458, 1994.
- [22] O. LESAIN and R. TOBAZEON, "*Streamer Generation and Propagation in Transformer Oil under AC Divergent Field Conditions*", IEEE Trans. on Electr. Ins., Vol. 23, pp. 941-954, 1988.
- [23] R. KATTAN, A. DENAT and O. LESAIN, "*Generation Growth and Collapse of Vapor Bubbles in Hydrocarbon Liquids under High Divergent Electric Field*", J. Appl. Phys., Vol. 66, pp.4062-4066, 1989.
- [24] R. FOURNIÉ, "*Les Isolants en Electrotechnique : Concepts et Théories*", Collection de la Direction des études et Recherches d'Électricité de France, ÉDITIONS EYROLLES, 1986.
- [25] I. ADAMCZEWSKI, "*Les Phénomènes d'ionisation et de Conduction dans les Diélectriques Liquides*", Adaptation Française, MASSON et C^{ie}, EDITEURS, 1968.
- [26] P. GOURNAY and O. LESAIN, "*A Study of the Inception of Positive Streamers in Cyclohexane and Pentane*", J. Phys. D: Appl. Phys. 26, pp. 1966-1974, 1993.

- [27] 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., 22, pp. 1568-1569, 1989.
- [28] H. YAMADA, T. MURAKAMI, K. KUSANO and T. SATO, "*Positive Streamer Propagation and Breakdown Time Lag in Cyclohexane under Microsecond Rectangular Pulse Voltage*", Conf. Rec. of the 10th Int. Conf. on Cond. and Breakd. in Diel. Liq., pp.410-414, 1990.
- [29] H. YAMASHITA and K. YAMAZAWA, W. MACHIDORI and Y.S. WONG, "*The Effect of Tip Curvature on the Prebreakdown Density Change Streamer in Cyclohexane*", IEEE 12-th ICDL, Rome, Italy, pp. 226-229, 1996.
- [30] Lord RALEIGH, "*On the Pressure Developed in a Liquid during the Collapse of a Spherical Cavity*", Phil. Mag., Vol. 34, No. 200, pp. 94-98, 1917.
- [31] J. R. MELCHER and G. I. TAYLOR, "*Electrohydrodynamics: A Review of the Role of Interfacial Shear Stresses*", Annual Review of Fluid Mech., Vol. 1, part 1, pp. 111-146, 1969.
- [32] C. G. GARTON and Z. KRASUCKI, "*Bubbles in Insulating Liquids: Stability in an Electric Field*", Proc. Royal Soc. of London, Series A, Math. And Phys. Sciences, Vol. 280, No. 1381, pp 211-226, 1964.
- [33] A. BEROUAL, "*Behavior of Charged and Uncharged Bubbles in Dielectric Liquids Subjected to Electric Stress*", J. Appl. Phys., Vol. 71, No.3, pp. 1142-1145, 1st February 1992.
- [34] R. KATTAN, "*Étude de la Formation et de la Dynamique de Bulles dans les Hydrocarbures Liquides Générées par les Impulsions de Courant de Courant en Champ Électrique intense*", Thèse de Doctorat, Université Joseph FOURIER - GRENOBLE I, France, November 1990.

- [35] Paul-Joseph VUARCHEX, "*Huiles et Liquides Isolants*", Techniques de l'Ingénieur, Génie Électrique {D2 II}, pp. D 230-3, pp. D 231-2, 1995.
- [36] Yves PELENC, "*Appareillage Électrique d'Interruption à Haute Tension*", Techniques de l'Ingénieur, pp. D 4 703-3, 1988.
- [37] Michel AGUET et J-J MORF, "*Énergie Électrique*", Éditions Georgi, Traité d'Electricité, EPFL, Volume XII, pp. 255-257, 1987.
- [38] Robert ARRIGHI, "*Évolution des Disjoncteurs à Haute et Moyenne Tensions*", Editions Eyrolles, Collection de la Direction des Études et Recherches d'EDF, 1983.
- [39] M. AGUET et M. IANOZ, "*Haute Tension*", Éditions Dunod, Traité d'Electricité, pp. 14-19, 1987.
- [40] L. PEYRAQUE, "*Étude des Phénomènes d'Électrisation Statique dans les Transformateurs de Puissance à Débit d'Huile Forcé*", Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon, France, Novembre 1995.
- [41] T. J. GALLAGHER, "*Simple Dielectric Liquids: Mobility, Conduction, and Break-down*", Oxford University Press, 1975.
- [42] J. A. KOK, "*Rigidité Diélectrique des Liquides Isolants*", Bibliothèque Technique Philips, DUNOD, 1964.
- [43] A. BEROUAL, "*Phénomènes de Propagation et de Génération des streamers dans les Diélectriques Liquides en Géométrie Pointe-Plan sous Créneau de Tension*", Thèse de Doctorat, Université Joseph FOURIER - GRENOBLE I, France, Janvier 1987.
- [44] A. BEROUAL and *al.*, "*Propagation and Structure of Streamers in Liquid Dielectrics*", IEEE Electr. Ins. Magazine, Vol. 14, No. 2, pp. 6-17, 1998.

- [45] O. LESAIN and P. GOURNAY "*On the Gaseous nature of Positive Filamentary Streamers in Hydrocarbon Liquids. I: Influence of the Hydrostatic Pressure on the Propagation*", J. Phys. D: Appl. Phys. 27, pp. 2111-2116, 1994.
- [46] R. KATTAN, A. DENAT and N. BONIFACI, "*Formation of Vapor Bubbles in Non-Polar Liquids Initiated by Current Pulses*", IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 26, No. 4, pp. 656-662, August 1991.
- [47] Z. KRASUCKI, "*Breakdown of Liquid Dielectrics*", Proc. Royal Soc., Vol. 294, pp 393-404, 1966.
- [48] G. I. TAYLOR and A. McEWAN, "*The Stability of a Horizontal Fluid Interface in a Vertical Electric Field*", Journal of Fluid Mech., Vol. 22, part 1, pp. 1-15, 1965.
- [49] O. LESAIN and G. MASSALA, "*Positive Streamer Propagation in Large Oil Gaps: Experimental Characterization of Propagation Modes*", IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 5, No. 3, pp. 360-370, June 1998.
- [50] T. R. BLACKBURN, R. E. JAMES, Q. SU, T. PHUNG, R. TYCHSEN, and J. SIMPSON, "*An Improved Electric/Acoustic Method for the Location of Partial Discharges in Power Transformers*", IEEE 3rd International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials, Tokyo, Japan, July 8-12, pp. 1132-1135, 1991.
- [51] M. KAHLE, "*Possibilities and Limits of Partial Discharge Analysis in Insulation Diagnostics*", IEEE 3rd International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials, Tokyo, Japan, July 8-12, pp. 25-30, 1991.
- [52] T. BENGTTSSON, M. LEIJON, L. MING and B. JÖNSSON, "*Directivity of Acoustic Signals from Partial Discharges in Oil*", IEE, Proc-Sci. Meas. Technol., Vol. 142, No. 1, pp.85-88, January 1995.
- [53] Lars LUNDGAARD, Dag LINHJELL, Gunnar BERG and Svein SIGMOND, "*Propagation of Positive and Negative Streamers in Oil with and without Pressboard*

- Interfaces*", IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 5, No. 3, pp. 388-395, June 1998.
- [54] A. L. WINTENBERG, M. O. PACE, T. V. BLALOCK and J. V. FOUST, "***Prebreakdown Current Pulses in n-Hexane and other Dielectric Fluids***", IEEE Trans. Elec. Insul., Vol. 4, No. 1, pp. 67-74, February 1989.
- [55] A. BADENT, K. KIST and A. J. SCHWARD, "***Voltage Dependence of Prebreakdown Phenomena in Insulating Oil***", Conf. IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Pittsburg, PA, USA, June 5-8, pp. 414-417, 1994.
- [56] E. F. KELLEY, M. NEHMADI, R. E. HEBNER, M. O. PACE, A. L. WINTENBERG, T. V. BLALOCK and J. V. FOUST, "***Measurement of Partial Discharges in Hexane under dc Voltage***", IEEE Trans. Elec. Insul., Vol. 24, No. 6, pp. 67-74, December 1989.
- [57] A. C. T. BRIGGS, A. BEROUAL and F. BURET, "***The Dynamics of DC Predisruption in Liquid Insulating Media***", IEEE Trans. Diel. and Electr. Insul., Vol. 1, No. 3, pp. 371-376, 1994.
- [58] R. E. HEBNER, "***Measurements of Electrical Breakdown in Liquids***", in *The Liquid State and its Electrical Properties*, E. E. Kunhardt, L. G. Christophoreau, and L. H. Luessen, Eds., Plenum Press, New York, pp. 519-537, 1988.
- [59] H. YAMADA and T. SATO, "***High Speed Electro-optical Measurement of Prebreakdown current in Dielectric Liquids***", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 20, No. 2, pp. 261-267, 1985.
- [60] Y. NAKAO, H. ITOH, S. HOSHINO, Y. SAKAI and H. TAGASHIRA, "***Effects of Additives on Prebreakdown Phenomena in n-Hexane***", IEEE Trans. on Diel. and Electr. Insul., Vol. 1, No. 3, pp. 383-390, 1994.
- [61] L. NIEMEYER and L. PIETRONERO, H. J. WIESMANN, "***Fractal Dimension of Dielectric Breakdown***", Phys. Rev. Lett., Vol. 52, pp. 1033-1036, 19 march 1984.

- [62] M. NOSKOV, D. KARPOV, V. LOPATIN and O. PLESHKOV, "*The Simulation of the Discharge Channels Propagation in Liquids*", IEEE 12th ICDL, Roma, Italy, pp.263-266, July 15-19, 1996.
- [63] P. BILLER, "*Fractal Streamer Models with Physical Time*", IEEE 11th ICDL, Baden-Dättwil, Switzerland, pp.199-203, July 19-23, 1993.
- [64] K. KUDO, "*Fractal Analysis of Electrical Trees*", IEEE Trans. Electr. Ins., Vol. 5, No. 5, pp. 713-727, October 1998.
- [65] A. P. ERSHOV and A. L. KUPERSHTOKH, "*Fluctuation Model of Liquid Dielectrics Breakdown with Incomplete Charge Relaxation*", IEEE 11th ICDL, Baden-Dättwil, Switzerland, pp.194-198, July 19-23, 1993.
- [66] D. A. WILLMING and C. H. WU, "*A Stochastic Model for Dielectric Breakdown in thin Capacitors*", J. Appl. Phys., Vol. 63, No 2, pp.456-459, 15 January 1988.
- [67] A. BEROUAL and I. FOFANA, "*Modelling of the Streamer in Dielectric Liquids with an Equivalent Electrical Network*", IEEE 12th ICDL, Roma, Italy, pp. 214-217, July 15-19, 1996.
- [68] I. FOFANA and A. BEROUAL, "*Predischage Models in Dielectric Liquids*", Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 37, No. 5A, pp.11-18, May 1998.
- [69] A. BEROUAL and S. BOUAZABIA, "*Mechanisms Involved in Generation of Gaseous Bubbles in Liquid Dielectric under DC Voltage*", Archi. of Electr. Eng., Vol. XLVIII, No. 3, pp.295-303, 1999.
- [70] A. BEROUAL and R. TOBAZEON, "*Propagation et Génération des Streamers dans les Diélectriques Liquides*", Rev. Phys. Appl., 22, pp. 1117-1123, 1987.
- [71] I. FOFANA, V. WASSERBERG, H. BORSI and E. GOCKENBACH, "*Determination of the Electrical Properties of Mixed Transformer Fluids under Thermal Ageing*",

- 11th Intern. Symp. on High Voltage Engineering, ISH'99, August 22-27, pp. 360-363, 1999, London, England.
- [72] A. C. T. BRIGGS, A. BEROUAL and F. BURET, "*Prebreakdown Current Pulses in DC Stressed Tetraester*", IEEE Intern. Symp. on Electr. Insul., June-10 1992, pp. 423-426, Baltimore, USA.
- [73] P. K. WATSON, W. G. CHADBAND and W. Y. MAK, "*Bubble Growth Following a Localized Electrical Discharge and its Relationship to the Breakdown of Triggered Spark Gaps in Liquids*", IEEE Trans. on Electr. Ins., Vol. EI-20, No. 2, April 1985, pp.275-280.
- [74] S. M. KOROBAYNIKOV and Yu. N. SINIKH, "*Bubbles and Breakdown of Liquid Dielectrics*", IEEE Inter. Symp. on Electr. Ins., Arlington, Virginia, USA, June 7-10, 1998, pp. 603-606.
- [75] P. S. EPSTEIN and M. S. PLESSET, "*On the stability of Gas Bubbles in Liquid - Gas Solutions*", The J. Chem. Phys. Vol. 18, No. 11, November, 1950, pp. 1505-1509.
- [76] T. MAXWORTHY, "*Bubble formation, motion and interaction in a Hele - Shaw cell*", J. Fluid Mech., Vol. 173, 1986, pp. 95-114.
- [77] T. AKA-NGNUI and A. BEROUAL, "*Bubble Instabilities and Transition to Streamers in Liquid Dielectrics*", IEEE Annual Report 1998, Conf. on Electr. Insul. and Diel. Phenomena, Atlanta, Georgie, USA, October 25-28, 1998, pp. 440-443.
- [78] R. BADENT, K. KIST and A. J. SCHWAB, "*The Effect of Hydrostatic on Streamer Inception in Insulation Oil*", IEEE Inter. Sym. on Electr. Ins., Pittsburgh, PA USA, June 5-8, 1994, pp.402-405.
- [79] P. K. WATSON, "*Electrostatic and Hydrodynamic Effets in the Electrical Breakdown of liquid Dielectrics*", IEEE Trans. Elect. Ins., Vol. EI-20 No. 4, pp. 395-399, April 1985.

- [80] F. BAYEN and C. MARGARIA, "*Espaces de Hilbert et Opérateurs*", Collection Ellipses, pp. 236–239, 1986.
- [81] G. XUHAN, Z. YONGHUI and L. FUYI, "*The Deformation of the Gas Bubbles in the Dielectric Liquids Under High Field*", 10th ISH, Yokohama (Japan), August 25-29, 1997, pp.339-341.
- [82] A. CASTELLANOS and A. GONZALEZ, "*Interfacial Electrohydrodynamic Instability: The Kath and Hoburg Model Revisited*", Phys. Fluids A., Vol. 4, No. 6, pp. 1307-1309, June 1992.
- [83] A. L. KUPERSHTOKH, S. M. ISHCHEKHO and A. P. ERSHOV, "*Instability of Interface between Conductive Liquid and Non-Conductive One in Electric Field*", IEEE 12th ICDL, Roma, Italy, July 15-19, 1996, pp.107-110.
- [84] R. BADENT, K. KIST and A. J. SCHWAB, "*Investigation of Pre-breakdown Phenomena in Insulating Oil*", 8th ISH, Yokohama (Japan), August 23-27, 1993, pp.24-30.
- [85] R. PELISSIER, "*Les Réseaux d'énergie électrique : Calcul et Réglage des Réseaux (Tome 2)*", DUNOD Paris 1971.
- [86] R. PELISSIER, "*Les Réseaux d'énergie électrique : Architecture et Développements des Réseaux (Tome 3)*", DUNOD, 1975.
- [87] R. PELISSIER, "*Les Réseaux d'énergie électrique : Propagation des Ondes Électriques sur les Lignes d'Énergie (Tome 4)*", DUNOD, 1975.
- [88] P. DIMO, "*L'Analyse Nodale des Réseaux d'Énergie*", EYROLLES 1971.
- [89] A. BRAMPELLER, M. N. JOHN and M. R. SCOTT, "*Practical Diakoptics for Electrical Networks*", CHAPMAN & HALL LTD, 11 New Fetter Lane ec4, 1969.
- [90] Paul M. CHIRLIAN, "*Basic Network Theory*", McGraw-Hill Book Company, 1969.

- [91] A. BEROUAL, "*Relationship between current, charge and propagation velocity of streamers in dielectric liquids*", *Archiwum Elektrotechn*, 1/4, pp.45-56, 1992.
- [92] M., ABRAMOWITZ, I. A. STEGUN, "*Handbook of Mathematical Fonctions*", Dover Publication Inc. New York, 1970.
- [93] H. YAMADA, T. MURAKAMI, K. KUSANO, T. FUJIWARA and T. SATO, "*Positive Streamer in Cyclohexane under Microsecond Pulse Voltage*", *IEEE Trans. on Electr. Insul.*, Vol. 26, No. 4, pp. 708-714, 1991.
- [94] Y. NAKAO, H. ITOH, Y. SAKAI and H. TAGASHIRA, "*Studies of Impulsion Cree-page Discharge in Transformer Oil*", *IEEE Trans. on Electr. Insul.*, Vol. 26, No. 4, pp. 732-738, 1991.
- [95] H. YAMADA and *al.*, "*High-Speed Photography of Prebreakdown in Mixtures of Hydrocarbon Liquid and Carbon Tetrachloride*", *Proceedings of the 11th ICDL, Baden-Dättwil, Switzerland*, pp. 294/B23-298, July 19-23, 1993.
- [96] P. K. WATSON, TOWFICK SUFIAN and W. G. (BILL) CHADBAND, "*A Thermal Model of Positive Pre-breakdown Streamers in Insulating Liquids*", *Proceedings of the 11th ICDL, Baden-Dättwil, Switzerland*, pp. 229/B10-233, July 19-23, 1993.
- [97] Y. MUROOKA and H. YAMASHITA, "*Prebreakdown Phenomena Observations*", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. EI-21 No. 6, pp. 1011-1014, December 1986
- [98] Seiichi FUJIMORI, "*Electric Discharge and Fractals*", *Jnp. J. Appli. Phys.* Vol. 24, No. 9, pp.1198-1203, September 1985.
- [99] K. L. STRICKLETT and *al.*, "*Observation of Partial Discharge in Hexane under High Magnification*", *IEEE Trans. on Electr. Insul.*, Vol. 26, No. 4, pp. 692-697, 1991.

- [100] R. HARROLD, "*A Simple Electronic Technique for Measuring Streamer Velocities in Insulating Liquids and Gases*", Ann. Rep. CEIDP, NAS-NRC, 1974, pp. 123-135.
- [101] A. DENAT, Thèse d'État, Grenoble, November 1982.
- [102] A. H. SHARBAUGH, J. C. DEVINS and S. J. RZAD, "*Progress in the Field of Electrical Breakdown in Dielectric Liquids*", IEEE Trans. on Electr. Insul., Vol. 13, pp. 249-276, 1978.
- [103] H. YAMASHITA and H. AMANO, "*Prebreakdown Current and Light Emission in Transformer Oil*", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 20, 1995, pp. 247-255.
- [104] H. YAMASHITA and H. AMANO, "*Prebreakdown Phenomena in Hydrocarbon Liquids*", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 23, 1988, pp. 739-750.

Titre :

Contribution à l'Étude des Phénomènes de Préclaquage dans les Diélectriques Liquides - Modèles de Génération et de Propagation des Streamers.

Title :

Contribution to the Study of Pre-Breakdown Phenomena in Dielectric Liquids - Streamers Initiation and Propagation Models.

Résumé :

Ce travail est dédié aux phénomènes de préclaquage et de claquage dans les diélectriques liquides. Il est montré que dans un système d'électrodes pointe-plan, la génération des streamers est précédée par la formation d'une phase gazeuse (bulle) au voisinage de la pointe, résultant de l'injection d'une impulsion de courant dès que la tension appliquée atteint ou dépasse une certaine valeur seuil U_s . U_s augmente quasi-linéairement avec la pression. L'addition d'une certaine concentration de composés capteurs d'électrons augmente U_s , preuve que les mécanismes électroniques sont également présents. L'analyse de la dynamique de la bulle montre que deux types de déformation de la surface de la bulle sont possibles: (i) une expansion ou une implosion (modes $e^{\lambda t}$; λ est le taux d'expansion ou d'implosion) et (ii) des mouvements alternatifs d'expansion et/ou implosion (mode $e^{\pm j\omega t}$; ω est la pulsation). Selon les modes de perturbation de l'interface, différents types de streamers peuvent prendre naissance.

D'autre part, la tension de claquage d'un diélectrique liquide augmente en présence d'une concentration optimale donnée d'additifs capteurs d'électrons (Iodobenzène ou tétrachlorure de carbone). Par conséquent, en agissant sur la tension de génération des streamers, on peut améliorer la tenue diélectrique du liquide même si la vitesse des streamers est augmentée. En augmentant la pression, on peut aussi relever la tenue diélectrique d'un liquide.

Une modélisation des streamers par des circuits électriques équivalents et leur résolution par le calcul de réseaux a permis de déterminer la structure des streamers ainsi que leurs paramètres caractéristiques : courants, charges, puissances et énergies injectés, champs électriques et différences de potentiel à leurs têtes, vitesse et mobilité des porteurs de charge dans le streamer, viscosité et température locales.

Mots clés :

Diélectriques liquides, préclaquage et claquage, dynamique de la bulle, streamers, génération et propagation, tenue diélectrique, additifs et pression, modélisation.

Keywords :

Dielectric liquids, pre-breakdown and breakdown, bubble dynamics, streamers, initiation and propagation, dielectric strength, additives and pressure, modeling.

Direction de recherche

Abderrahmane BEROUAL, Maître de Conférences - Docteur d'État
Centre de Génie Electrique de Lyon (CEGELY) - UMR CNRS n° 5005
Ecole Centrale de Lyon - B.P. 163 - 69131 Ecully Cedex (France)