



HAL
open science

Propriétés diélectriques des gels isolants : application aux composants d'électronique de puissance

Minh Tuan Do

► **To cite this version:**

Minh Tuan Do. Propriétés diélectriques des gels isolants : application aux composants d'électronique de puissance. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2008. Français. NNT: . tel-00377405

HAL Id: tel-00377405

<https://theses.hal.science/tel-00377405>

Submitted on 21 Apr 2009

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.

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER GRENOBLE 1
Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatique et Traitement du Signal
(EEATS)

THESE

présentée en vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Spécialité : **Génie Electrique**

par

Minh Tuan DO

Master en Génie Electrique

Propriétés diélectriques des gels isolants : application aux composants d'électronique de puissance

Directeurs de thèse : **Olivier LESAIN & Jean-Louis AUGÉ**

Soutenu le 26 mars 2008 devant la commission d'examen composée de :

Thierry LEBEY	Directeur de Recherche CNRS, LAPLACE	Rapporteur
Hervé MOREL	Directeur de Recherche CNRS, AMPERE	Rapporteur
Jean-Paul FERRIEUX	Professeur à l'UJF, G2E/lab	Examinateur
Valérie NASSIET	Maître de Conférences à l'ENT, LGP	Examinateur
Olivier LESAIN	Directeur de Recherche CNRS, G2E/lab	Directeur de thèse
Jean-Louis AUGÉ	Maître de Conférences à l'UJF, G2E/lab	Co-Encadrant

Thèse effectuée au Laboratoire Grenoble Génie Electrique (G2E/lab) – CNRS, Grenoble

A maman et à mon amour « babu »

Remerciements

Ce travail s'est déroulé au sein du Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble (*G2Elab*) du Centre National de Recherche Scientifique (CNRS) à Grenoble. Le support financier a été assuré par le Ministère Français de l'Education Nationale, de la Recherche et de la Technologie (MENRT).

Mes remerciements s'adressent en premier lieu à Monsieur Olivier LESAIN, Directeur de Recherche au CNRS et Directeur adjoint actuel du *G2Elab*, pour avoir encadré et dirigé avec beaucoup de dévouement ce travail. Ses qualités scientifiques et techniques m'ont permis de mener à bien cette étude. Qu'il me soit permis de lui exprimer mes plus sincères reconnaissances pour la bienveillance qu'il n'a cessée de manifester à mon regard !

Mes vifs remerciements s'adressent aussi à Monsieur Jean-Louis AUGE, Maître de Conférences à l'Université Joseph Fourier (UJF, Grenoble), qui a suivi ce travail en me prodiguant conseils et encouragements tout au long de sa réalisation. Son investissement et sa disponibilité m'ont permis d'évoluer dans les meilleures conditions ; ses nombreuses réflexions et interrogations ainsi que les discussions que nous avons échangées ont été des moteurs de ce travail. Je tiens à lui exprimer ma plus profonde gratitude.

Je tiens à remercier vivement Monsieur Thierry LEBEY, Directeur de recherche au CNRS au Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE) à Toulouse et Monsieur Hervé MOREL, Directeur de recherche au CNRS au Laboratoire AMPERE à Lyon, qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail et qui m'ont éclairé à plusieurs reprises.

Je remercie très sincèrement Monsieur Jean-Paul FERRIEUX, Professeur de l'Université Joseph Fourier pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury d'examen.

Je tiens à remercier également Madame Valérie NASSIET, Maître de Conférences à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tarbes (ENIT), pour avoir consacré de son temps et de ses compétences, en tant qu'examineur, à juger minutieusement ce mémoire et participer au jury.

C'est avec reconnaissance que je remercie Monsieur André DENAT, précédent Directeur du Laboratoire d'Electrostatiques et de Matériaux Diélectriques (*G2Elab*, ex- LEMD) pour m'avoir accueilli et permis de réaliser cette thèse dans son laboratoire.

Un grand merci à Messieurs Lucien SARAGOSSI, François MONTANVERT, Christophe POLLET, Jean-Luc PALENZUELA, Alain TISSERAND, qui ont assuré l'essentiel de la fabrication des cellules d'essais, et dont leur disponibilité et leur savoir-faire ont été des aides précieuses lors des mises en forme des échantillons.

Mesdames Claire ROUX, Geneviève TEISSEDRE, Monsieur Alain SYLVESTRE, doivent également être remerciés pour leurs précieux conseils et les nombreux services.

Je tiens à remercier également l'ensemble des personnels et doctorants du G2*Elab*, toute « équipe vietnamienne » à l'équipe Electrostatique et Matériaux Diélectriques (EMD) et du groupe « restaurant H2 » : Anh Thịnh « nháng », Anh Hoàng « sẹ », chị Nhi « xì tin » (hehe), Châu, Hoan « béo », Thơ, Minh « phó đoàn », Tùng « siêu dẫn », Hải, Tùng Master, Tuấn « béo », Loan, Minh CEA, Huyền, et tous mes amis vietnamiens de Grenoble, qui ont partagé avec moi des moments conviviaux et inoubliables.

Enfin, je tiens à remercier maman et plus particulièrement mon amour Loan « heo dẽ thương » pour leurs soutiens, leurs encouragements, et de m'avoir supporté et partagé des moments les plus difficiles durant toute cette période.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	5
CHAPITRE I ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	8
1 – Les modules IGBT	9
2 – Structure des modules IGBT, aspects matériaux.....	9
2.1 Structure interne d’un module IGBT	10
2.2 Les matériaux isolants.....	11
2.2.1 Les substrats.....	11
2.2.2 L’encapsulant : gel silicone.....	12
2.3 Contraintes limites	13
2.3.1 Contrainte thermique.....	13
2.3.2 Contrainte électrique.....	13
3 – Défaillances des modules de puissance IGBT.....	14
3.1 Corrosion des matériaux.....	14
3.2 Effets du cyclage thermique.....	14
3.3 Le phénomène de décharges partielles.....	15
3.3.1 Définition et classification	15
3.3.2 Caractérisation des décharges partielles.....	16
3.3.2.1 Décharges dans une cavité.....	16
3.3.2.2 Décharges couronnes	17
3.3.3 Techniques de détection et de mesure de décharges partielles	17
3.3.3.1 Détection par mesure électrique.....	17
3.3.3.2 Détection de DP par méthodes non électriques	19
3.3.4 Synthèse des études de décharges partielles réalisées sur les modules IGBT.....	19
4 – Problématique et travail entrepris : etude du gel silicone.....	20
CHAPITRE II DECHARGES PARTIELLES SUR DES SUBSTRATS D’ALN.....	23
1 - Matériaux de l’étude et techniques expérimentales	24
1.1 Matériaux diélectriques	24
1.1.1 Substrat	24
1.1.2 Gel silicone	24
1.2 Dispositifs expérimentaux.....	24
1.2.1 Cellule de mesure.....	25
1.2.2 Sources d’alimentation haute tension.....	26
1.2.3 Système de mesure électrique.....	27
1.2.4 Système de mesure optique.....	27
1.2.4.1 Caméra ultra haute sensibilité.....	27
1.2.4.2 Photomultiplicateur (PM)	28
2 - Simulation de la distribution du champ électrique.....	28
2.1 Présentation du problème, modèle et domaine de calcul	28
2.2 Résultats de simulation.....	30
2.2.1 Influence de la forme du bord de métallisation.....	30
2.2.2 Influence de l’épaisseur du substrat	31
2.2.3 Influence de la permittivité du milieu diélectrique autour du substrat.....	32
2.3 Conclusions	33

3 - Résultats expérimentaux	33
3.1 Mesure préliminaires : thermo-luminescence et photo-luminescence du substrat	33
3.2 Caractérisation des DP sous tension sinusoïdale alternative 50 Hz	35
3.2.1 Protocole de mesure	35
3.2.2 Calibration de la mesure optique.....	35
3.2.3 Régimes de décharges.....	36
3.2.3.1 Régime d'électroluminescence à faible tension.....	36
3.2.3.2 Régime de décharges partielles réversible.....	37
3.2.3.3 Régime de dégradation	39
3.2.4 Exemple d'évolution temporelle des DP "réversibles" à tension constante	40
3.2.5 Influence de la température.....	41
3.2.5.1 TADP en fonction de la température	41
3.2.5.2 Evolution des décharges en fonction de la tension appliquée.....	41
3.2.5.3 Evolution temporelle des décharges	43
3.3 Influence de la forme de tension appliquée.....	44
3.3.1 Influence de la fréquence	45
3.3.2 Influence du temps de montée de la tension	46
3.3.3 Influence d'une composante continue.....	47
3.3.4 Influence de la largeur de l'impulsion de tension	48
3.3.5 Discussion.....	48
4 - Discussions et Conclusions	50
CHAPITRE III DECHARGES PARTIELLES ET STREAMERS DANS LE GEL EN CONFIGURATION POINTE-PLAN.....	52
1 – Décharges partielles en géométrie pointe-plan sous tension alternative 50 Hz.....	53
1.1 Cellule de mesure et dispositifs expérimentaux	53
1.2 Caractérisation des décharges partielles.....	53
1.3 Influence de la température	56
2 - Phénomènes de « streamers » dans le gel silicone	58
2.1 Cellule de mesure et Dispositifs expérimentaux	58
2.1.1 Cellules de mesure	58
2.1.2 Dispositifs d'étude des streamers sous tension impulsionnelle	58
2.1.2.1 Générateurs d'impulsion haute tension.....	59
2.1.2.2 Mesure de charge des streamers	60
2.2 Caractérisation des streamers sous tension impulsionnelle.....	61
2.2.1 Protocole expérimental	61
2.2.1.1 Polarité positive	62
2.2.1.2 Polarité négative	64
2.2.1.3 Dégradation du gel.....	64
2.2.2 Génération des streamers	65
2.2.3 Propagation des streamers.....	66
2.2.3.1 Streamers positifs filamentaires rapides	67
2.2.3.2 Streamers lents.....	67
2.2.4 Charge des streamers	68
2.3 Streamers et cavités sous tension alternative	69
2.3.1 Dispositifs de mesure sous tension alternative.....	69
2.3.2 Streamers avec coupure de l'alimentation à la fin de l'alternance.....	70
2.3.3 Vitesse de propagation et longueur maximum.....	71
2.3.4 Mesures de charges et corrélation avec la longueur des streamers.....	73
2.3.5 Mesures sous tension alternative permanente	74
3 – Discussion et Conclusions.....	75

3.1 Streamers dans le gel, comparaison avec les liquides.....	75
3.2 Conséquences pour les mesures de décharges partielles : validité des mesures et comparaison avec les substrats.....	76
CHAPITRE IV CLAQUAGE DU GEL SILICONE ET CHAMPS DE GENERATION DES STREAMERS.....	77
1 – Introduction.....	78
2 – Techniques expérimentales.....	78
2.1 Cellules de mesure.....	78
2.2 Dispositifs haute tension.....	79
3 – Résultats de mesures.....	80
3.1 Analyses des résultats en champ quasi-uniforme.....	80
3.2 Analyse des résultats en champ divergent.....	84
3.3 Champ de génération des streamers.....	85
4 – Conclusions.....	86
CHAPITRE V PERTES DIELECTRIQUES ET CONDUCTION.....	87
1 – Introduction.....	88
2 – Spectroscopie Diélectrique.....	88
2.1 Réponse en fréquence et Pertes diélectriques des isolants.....	88
2.1.1 Pertes diélectriques.....	88
2.1.2 Types de polarisation en fonction de la fréquence.....	89
2.1.3 Phénomènes de polarisation aux basses fréquences.....	90
2.1.3.1 Polarisation interfaciale ou de charge d'espace : l'effet Maxwell-Wagner-Sillars.....	90
2.1.3.2 Polarisation des électrodes.....	91
2.1.3.3 Dispersion à basse fréquence (<i>Low Frequency Dispersion – LFD</i>).....	91
2.2 Principe de mesure de spectroscopie diélectrique.....	92
2.3 Techniques expérimentales.....	93
2.3.1 Cellule de mesure.....	93
2.3.2 Dispositifs expérimentaux.....	93
2.3.2.1 Spectroscopie diélectrique basse tension.....	93
2.3.2.2 Spectroscopie diélectrique à haute tension.....	94
2.3.2.3 Comparaison des deux dispositifs de spectroscopie diélectrique.....	95
2.4 Résultats de mesure.....	95
2.4.1 Comportement diélectrique à température ambiante.....	95
2.4.2 Effet de la température.....	96
2.4.2.1 Evolution des propriétés diélectriques au cours du temps.....	96
2.4.2.2 Mesure de la teneur en eau dans le gel silicone.....	97
2.4.2.3 Evolution des propriétés diélectriques en fonction de la température.....	99
2.4.3 Effet de la teneur en eau absorbée.....	100
2.4.3.1 Protocole de détermination de la teneur en eau absorbée.....	101
2.4.3.2 Résultats et discussion.....	102
2.4.4 Effet du champ électrique.....	103
2.5 Conclusions.....	104
3 – Conduction en géométrie pointe-plan sous champ continu.....	104
3.1 Conduction électrique dans les liquides sous champs intenses en géométrie pointe-plan.....	104
3.1.1 Réponse d'un isolant à une contrainte électrique.....	104

3.1.2 Conduction dans les liquides sous champs électriques élevés	105
3.2 Techniques expérimentales	106
3.2.1 Cellule de mesure.....	106
3.2.2 Dispositif de mesure.....	106
3.3 Résultats et Discussion.....	107
3.4 Conclusions	108
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES.....	109
ANNEXES.....	113
BIBLIOGRAPHIE	125

INTRODUCTION GENERALE

En électronique de puissance, la tendance est aujourd'hui à l'augmentation des tensions et des courants dans les applications de conversion d'énergie électrique ou de commande de convertisseurs électromécaniques. Les transistors de puissance généralement utilisés dans les convertisseurs sont depuis plus d'une décennie des IGBT en raison de leurs bonnes caractéristiques intrinsèques (faible tension de commande, faible tension de déchet) et de la facilité de mise en œuvre de leur électronique de commande. Un module IGBT est constitué de l'assemblage de semi-conducteurs (transistors et diodes) sur un substrat isolant généralement en céramique ; les interconnexions électriques sont réalisées par des fils d'aluminium ("*bondings*"). La structure repose sur une structure métallique (semelle) pour permettre l'évacuation des calories vers le milieu extérieur. L'ensemble de la structure est noyé dans un isolant pour assurer d'une part, la tenue diélectrique du module, et d'autre part préserver les composants semi-conducteurs des agressions externes (humidité, contamination, corrosion...). Les modules IGBT couvrent aujourd'hui une large gamme de puissance allant d'une dizaine à quelques milliers d'ampères et de 300 à 6500 V [1, 2]. Les calibres en courant peuvent atteindre plusieurs dizaines d'ampères.

Les substrats céramiques et les gels d'encapsulation sont deux matériaux diélectriques déterminants pour la fiabilité des modules haute tension dédiés à des applications en électronique de puissance. Dans ce travail, nous avons choisi d'effectuer une étude des propriétés de ce couple de matériaux, en portant une attention plus particulière sur les propriétés diélectriques du gel silicone. Les gels silicones utilisés possèdent d'excellentes propriétés thermiques, et leur grande souplesse ne génère pas de contraintes mécaniques élevées sur les assemblages. En comparaison des liquides, ils présentent l'avantage de ne pas couler, ce qui simplifie considérablement leur mise en œuvre. En revanche, leurs propriétés diélectriques restent assez mal connues : les études réalisées jusqu'à présent ont essentiellement été consacrées à leur caractérisation dans un contexte d'application (notamment par mesure de décharges partielles). Du point de vue de leur structure, ces matériaux sont intéressants ; ils présentent un état "intermédiaire" entre les solides et les liquides. Au-delà de l'électronique de puissance, d'autres applications de ces matériaux sont actuellement envisagées, par exemple le remplacement du gaz sous pression dans certaines parties des postes blindés moyenne tension, et l'encapsulation et/ou imprégnation de condensateurs de puissance.

Dans ce travail nous avons tenté de répondre à un certain nombre de questions qui restent posées à propos des propriétés du gel silicone, en partant du contexte particulier de son utilisation en électronique de puissance. Ces questions portent sur les mécanismes de décharges partielles, les phénomènes d'injection de charge d'espace (qui ont une grande influence sur l'apparition des décharges partielles sous tension continue ou alternative), les critères de dimensionnement de l'isolation, la tenue diélectrique du gel silicone sous température élevée, et les propriétés d'auto-cicatrisation du gel.

Le manuscrit s'articule autour de 5 chapitres.

Dans un premier chapitre, nous présentons une description générale de la structure interne des modules de puissance IGBT en se focalisant sur les matériaux isolants utilisés et les contraintes appliquées à ces matériaux. Une brève présentation des phénomènes de dégradation liés aux cyclages thermiques et à la corrosion est ensuite donnée, et nous décrivons plus en détail le mécanisme et les techniques de mesures de décharges partielles qui feront l'objet de ce travail.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des phénomènes de décharges partielles sur des substrats d'AlN noyés dans du gel silicone. Une étude de la distribution du champ électrique par simulation numérique permet de mettre en évidence le rôle que peut jouer l'architecture de l'isolation (épaisseur du substrat, métallisation, permittivité du milieu). Nous présentons une description des dispositifs expérimentaux qui nous ont permis d'effectuer des mesures de décharges partielles, en particulier une méthode de mesure optique qui permet de faire des mesures de décharges sous tension non-sinusoidale (ondes à front raide). A l'aide des dispositifs, nous étudierons l'influence de certains paramètres tels que la forme de l'onde, sa fréquence, la température.

Dans le troisième chapitre, dans le but de mieux comprendre les mécanismes à l'origine des décharges partielles, nous analysons le comportement du gel dans une géométrie pointe-plan dans laquelle le renforcement local du champ est maîtrisé. La visualisation des phénomènes générés sous champ élevé (génération et propagation de « streamers », de cavités) permet de mieux caractériser les mécanismes mis en jeu. Les essais sont effectués sous tension alternative et impulsionnelle. Une étude de la répartition du champ électrique dans cette géométrie par simulation numérique est également réalisée pour évaluer les niveaux de champ et leurs répartitions.

Le chapitre 4 est dédié à l'étude des conditions d'apparition des décharges dans le gel en fonction de la température, la taille et la forme des électrodes et la forme de l'onde de tension. Ceci sera réalisé en étudiant le claquage du gel silicone dans diverses configurations d'électrodes: pointe-plan et sphère-plan. Le but recherché sera de préciser la signification de la notion de « champ local de claquage » qui reste très mal définie.

Dans le chapitre 5, nous étudions la permittivité, les pertes diélectriques et les propriétés de conduction du gel par spectroscopie d'impédance. Les influences du recuit du gel, de la température, du champ électrique et de la présence d'eau sur la permittivité et les propriétés de conduction sont analysées. Nous présentons également des mesures de courant de conduction en géométrie pointe-plan, permettant une caractérisation de la conduction sous champ élevé et une évaluation de la mobilité des charges.

Pour terminer, dans la conclusion générale, nous soulignons les résultats essentiels de cette étude et les perspectives de recherche qui en découlent.

CHAPITRE I
ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1 – LES MODULES IGBT

L'IGBT (*Insulated Gate Bipolar Transistor*) qui a émergé aux milieux des années 90 associe les avantages des transistors bipolaires (tensions et courants élevés) et ceux des transistors MOSFET [3] (rapidité des commutations, énergie de commande faible). Cependant, l'IGBT présente l'inconvénient d'un blocage moins rapide que le MOSFET, ce qui limite sa fréquence de commutation à quelques dizaines de kHz à basse tension et à 3 kHz pour des composants de calibre 3,3kV.

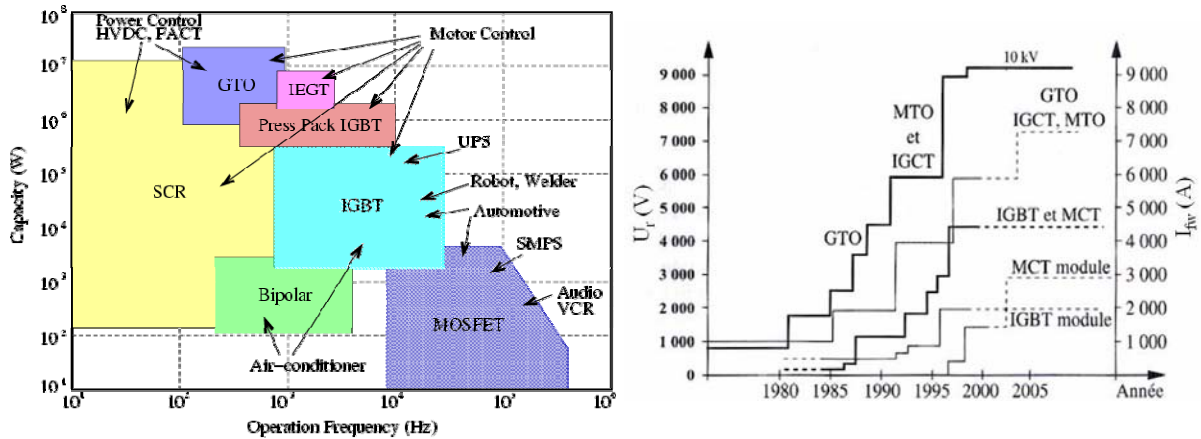


Figure I-1 : Domaine d'applications (a) [4] et l'évolution des gammes de tensions et courants couverts par différentes familles de composants de forte puissance (b) [5].

L'IGBT de part ses caractéristiques intrinsèques (faible tension de commande, faible tension de déchet) est devenu un composant incontournable dans le domaine de l'électronique de puissance. Les modules IGBT couvrent aujourd'hui une large gamme de puissance allant d'une dizaine à quelques milliers d'ampères et de 300 à 6500 V [1, 2], afin de se conformer aux exigences d'une multitude d'applications, dans les domaines des fortes et des moyennes puissances (Figure I-1). Sa suprématie dans le domaine de la moyenne puissance (quelques centaines de kW) n'est plus contestée et il est de plus en plus utilisé dans les applications de forte puissance (> 1 MW) faisant concurrence au GTO (*Gate Turn Off*) [6]. On retrouve les modules IGBT dans les variateurs de vitesse, les alimentations sans interruption (ASI), le domaine de la traction électrique, la gestion de sources d'énergie éolienne ou solaire, les véhicules électriques, les ascenseurs, les appareils domestiques... La Figure I-1 donne les performances (puissance-fréquence) de différents interrupteurs et leurs domaines d'applications.

2– STRUCTURE DES MODULES IGBT, ASPECTS MATERIAUX

Il existe actuellement sur le marché plusieurs fabricants de modules IGBT pour les applications de conversion de l'énergie électrique : SIEMENS, ABB, EUPEC, MISHUBISHI, etc. Les technologies mises en œuvres sont sensiblement les mêmes d'un fabricant à l'autre. Dans un module, les puces IGBT sont disposées en parallèle afin d'obtenir le calibre en courant désiré. Des associations plus ou moins complexes sont envisageables, allant du simple interrupteur formé d'un IGBT avec sa diode en antiparallèle, en passant par le hacheur, le bras de pont, les ponts en H ou triphasé (six-pack) [1, 2], le module de puissance complet baptisé CIB (*Converter, Inverter, Brake*) [7] ou PIM (*Power Integrated Module*) [8] réunissant un pont redresseur, un hacheur de freinage avec les six IGBT de l'onduleur, et enfin des modules dits "intelligents" ou IPM (*Intelligent Power Module*) [9] incluant en sus le driver et différents capteurs (de température, courant, etc.).

Les dernières avancées technologiques ont pour objectif d'améliorer la fiabilité des modules, et portent sur l'optimisation du compromis entre les pertes en régimes de commutation et de conduction dans les éléments semi-conducteurs. Quant à la tenue en tension, elle ne semble guère pouvoir aller bien au-delà des 6500 V actuels, en raison des limites imposées par la technologie silicium.

2.1 STRUCTURE INTERNE D'UN MODULE IGBT

Sur la Figure I-2 sont représentées la structure et les étapes d'un procédé typique de fabrication d'un module de puissance IGBT.

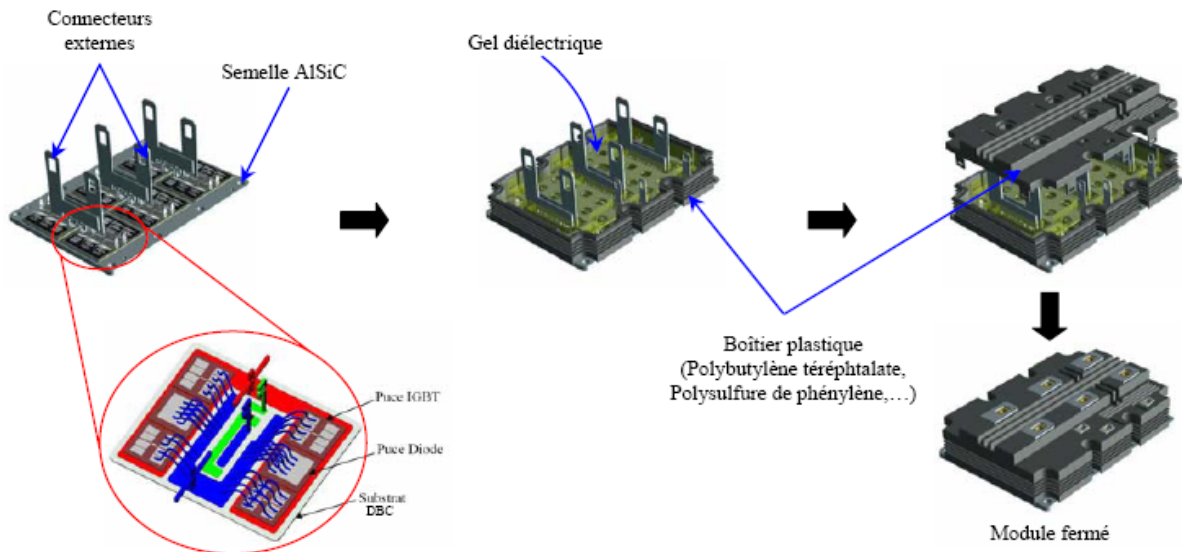


Figure I-2 : Représentation schématique de l'encapsulation d'un module de puissance IGBT.

Un module IGBT est constitué de l'assemblage des semi-conducteurs (transistors et diodes) sur un substrat isolant métallisé sur ses deux faces ; les interconnexions électriques sont réalisées par des fils d'aluminium ("*bondings*"). La structure repose sur une structure métallique (semelle) pour permettre l'évacuation des calories vers le milieu extérieur. En raison de leur excellente conductivité thermique, le cuivre et l'AlSiC sont les matériaux couramment utilisés pour la semelle. L'efficacité de transfert de la chaleur doit être optimisée pour éviter des températures de fonctionnement de la puce trop importantes ce qui conduirait à la défaillance du semi-conducteur. L'ensemble de la structure est noyé dans un isolant pour assurer d'une part, la tenue diélectrique du module, et d'autre part préserver les composants semi-conducteurs des agressions externes (humidité, contamination, corrosion...). Le module est complété par un capot en plastique supportant les connexions extérieures.

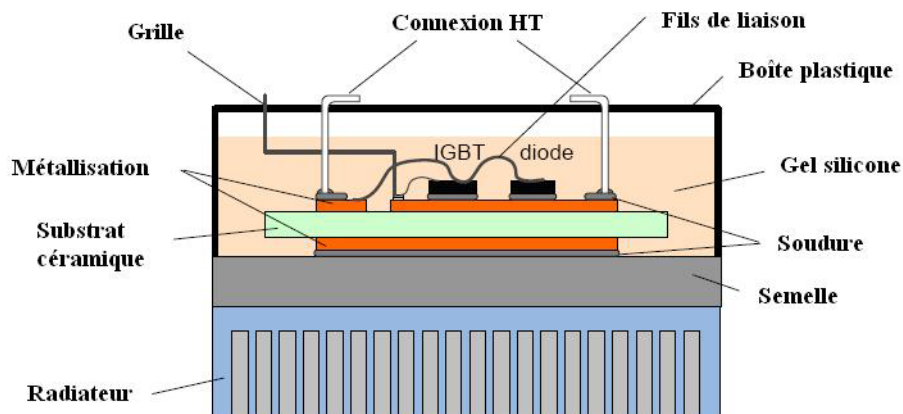


Figure I-3 : Représentation d'une structure de base d'un module de puissance IGBT.

2.2 LES MATERIAUX ISOLANTS

Il existe différents types de matériaux qui coexistent dans la réalisation d'un module. Dans cette partie, nous ne parlerons que des isolants qui font l'objet de notre étude.

2.2.1 Les substrats

Le substrat est un des éléments fondamentaux du module IGBT [10, 11]. Le rôle du substrat est multiple. Il sert à isoler les pistes de puissance et les composants électroniques de la base du module qui est relié au refroidisseur (donc à la masse), et doit donc pouvoir supporter des tensions élevées. Les derniers modules commercialisés atteignent des calibres en tensions de 6,5 kV [1, 2]. Le substrat assure également le transfert de la chaleur des puces vers le refroidisseur et doit donc présenter une bonne conduction thermique. Le choix du substrat repose sur divers critères et contraintes :

- La technologie utilisée (circuit imprimé, couche mince, couche épaisse...);
- Les contraintes électriques;
- Les contraintes mécaniques et thermiques;
- et bien sur le coût.

Le substrat est souvent composé d'une plaque céramique métallisée. Les céramiques se présentent sous la forme d'agglomérat de grains de poudres frittés pour donner une pièce massive et bien densifiée. Ils possèdent des propriétés qui dépendent de leur structure électronique (nature des atomes et des liaisons) et de leur structure cristalline (phases cristallines, amorphes et présence de défauts). La caractéristique commune de ces matériaux est leur point de fusion élevé, leur rigidité mécanique, leur légèreté et leur résistance à la chaleur et aux agents chimiques. Les principales caractéristiques de ces matériaux sont résumées dans le Tableau I-1.

Tableau I-1 : Comparaison des propriétés de matériaux céramiques [12]

Propriétés	AlN	BeO	SiC	Al ₂ O ₃
Module d'Young (10 ³ MPa)	300-310	300-350	380	300-380
Contrainte à rupture (MPa)	300-500	170-250	450-500	250-300
Conductibilité thermique (W/m.K)	260	250	270	20-30
Coefficient de dilatation thermique (10 ⁻⁶ /°C)	4,2	7,5	3,7	8,1
Résistivité électrique à 300 K (Ω.m)	10 ¹⁴	10 ¹⁴	10 ¹³	10 ¹³
Constante diélectrique (à 1 MHz)	8,8	6,5	40	9,7
Perte diélectrique (à 1 MHz en 10 ⁻⁴)	8	2	500	3-4
Tension de claquage (kV/mm)	14-17	10-14	0,7	11-16

Le matériau le plus couramment employé pour réaliser les substrats en électronique de puissance est l'alumine (Al₂O₃). Matériau à faible coût, l'alumine répond bien souvent aux besoins de l'électronique ; il possède une conductibilité thermique de 20-30 W/m.K et une tenue diélectrique de 11-16 kV/mm. Toutefois, les contraintes thermiques spécifiques aux applications ferroviaires ne font pas de l'alumine le meilleur candidat. Le nitrure d'aluminium (AlN) est préféré à l'alumine dans les applications de forte puissance pour ses meilleures performances thermiques, même s'il est plus coûteux. Malgré leurs meilleures propriétés thermiques, l'oxyde de béryllium et la carbure de silicium sont moins utilisés en raison de leur toxicité (BeO) ou de leurs propriétés diélectriques inadaptées (SiC).

Pour métalliser les céramiques, il est nécessaire de modifier leurs surfaces soit par une activation chimique soit par dépôt mince d'alliage. Différentes techniques sont actuellement mises en œuvre pour métalliser le nitrure d'aluminium. Les plus répandues sont le *Direct Bonding Copper* (DBC) [13] et l'*Active Metal Brase* (AMB) [14].

2.2.2 L'encapsulant : gel silicone

La plupart des encapsulants utilisés sont des polymères qui se présentent initialement sous forme liquide. Ces polymères sont souvent des silicones. Dans ce qui suit nous rappellerons leurs principales caractéristiques et propriétés, qui s'avèrent nécessaires lors de l'interprétation de nos résultats.

Les silicones (ou polysiloxanes) sont caractérisées par la présence dans leur molécule, en plus de la liaison silicium-carbone (Si-C), de la liaison silicium-oxygène (Si-O). Cette dernière est à l'origine de leur nom. L'architecture moléculaire des silicones peut être représentée par la répétition d'un motif unitaire de formule :

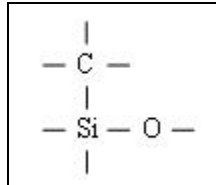


Figure I-4 : Motif unitaire des silicones.

Suivant la nature des fonctions organiques rattachées au silicium et suivant les conditions de fabrication, les produits obtenus sont extrêmement variés : *huiles, gommes, pâtes, graisses, élastomères et résines*. A l'intérieur de chacune de ces familles, les produits sont différents suivant leur composition, leurs degrés de polycondensation, de ramification et de réticulation, ce qui rend difficile une description précise de leurs propriétés.

La chimie des silicones distingue quatre types de siloxaniques (Figure I-5). Des détails sur ces types de siloxaniques sont donnés dans [15].

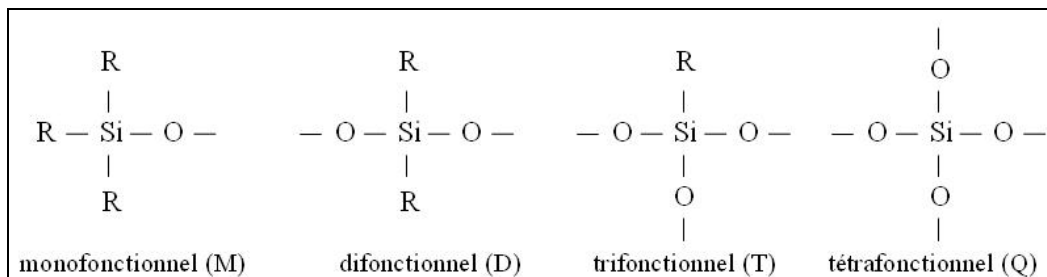


Figure I-5 : Formules chimiques des différents motifs siloxaniques.

L'enchaînement Si-O-Si offre une très bonne stabilité thermique et une excellente inertie chimique dues à la solidité de la liaison Si-O. Cette liaison, très résistante à l'oxydation et à l'hydrolyse en l'absence d'acide ou de base, possède une énergie élevée comparée à celle de la liaison C-C. Les silicones contiennent également des liaisons Si-C et les groupements organiques ainsi fixés sur l'atome de silicium amènent, en plus des facilités de mise en œuvre, les propriétés essentielles suivantes :

- Stabilité thermique (de -80 à +250°C) ;
- Stabilité chimique ;
- Isolation électrique ;
- Propriétés modulables d'anti-adhérence ou d'adhésion, selon les cas ;
- Hydrophobie ou organophobie ;
- Bonne tenue au feu sans dégagement de fumées toxiques ;
- Propriétés lubrifiantes et adoucissantes, en relation avec leur faible tension superficielle.

Le point faible des silicones réside dans leurs propriétés mécaniques inférieures à celles des polymères organiques [15].

Les gels silicones sont des fluides faiblement réticulés de polydiméthylsiloxane (PDMS) (Figure I-6), où la réticulation est réalisée par les méthylchlorosilanes de motif T ou par une réaction chimique entre un groupe Si-vinyle avec de l'hydrogène des différentes chaînes de siloxane.

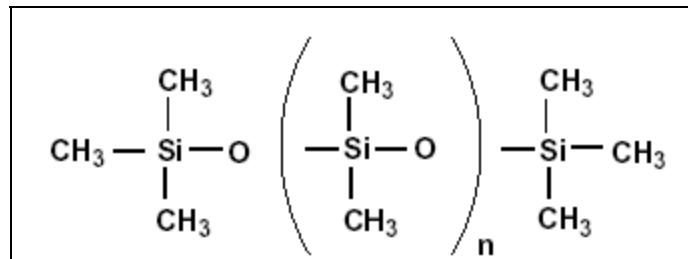


Figure I-6 : Structure des polydiméthylsiloxanes.

Les gels silicones combinent les avantages des propriétés chimiques des silicones avec les propriétés physiques typiques des gels. Ils sont semblables aux élastomères du fait qu'ils soient solides et réticulés. Ce réseau réticulé forme un "cadre" qui maintient la phase liquide et empêche son écoulement. Les gels mous peuvent contenir jusqu'à 90% de fluide. Le fluide est typiquement de l'huile silicone qui est compatible avec le réseau réticulé. La concentration élevée du fluide rend le gel mou et flexible. L'élasticité du gel lui permet d'enrober les composants en générant des contraintes mécaniques faibles.

2.3 CONTRAINTES LIMITES

Un module IGBT en service est soumis à des contraintes qui ne doivent pas dépasser certaines limites. Ces contraintes limites sont liées soit au packaging soit aux puces semi-conductrices (IGBT et diodes). Les détails de ces contraintes ont été décrits dans [16, 17].

2.3.1 Contrainte thermique

La durée de fonctionnement d'un module IGBT dépend fortement des contraintes thermiques subies [17, 18, 19]. Dans les modules IGBT actuels, avec des tensions de blocage de quelques kV et des courants d'une centaine d'Ampère, la dissipation de chaleur générée par les puces peut atteindre quelques centaines de W/cm^2 [20]. Afin d'assurer le fonctionnement normal du module, la température des composants du module ne doit pas dépasser un seuil critique lié à :

- la température maximale de jonction des puces, de l'ordre de 150°C à 200°C. Pour des questions de fiabilité, les constructeurs admettent que cette température ne doit pas dépasser 125°C en fonctionnement continu et 150°C en régime de surcharge de courte durée [16].
- la température maximum du silicium comprise entre 200 et 300°C. Cette température dépend du matériau utilisé, de la quantité de dopant, de la largeur de bande interdite [21]. Au-delà de cette température, la concentration intrinsèque n'est plus négligeable par rapport à la concentration extrinsèque. La résistivité de la puce décroît très rapidement ce qui génère un échauffement fatal pour le module IGBT [22].
- la contrainte limite de la température de fusion des brasures est comprise entre 180 et 200°C (selon les matériaux de brasure utilisés).

2.3.2 Contrainte électrique

Dans le module d'IGBT, l'isolation électrique est assurée par le substrat céramique et par l'enrobage constitué par le gel silicone. Les derniers modules IGBT commercialisés atteignent des

calibres en tensions de 6,5 kV [1, 2]. Les puces sont soumises à des potentiels élevés, et le champ électrique appliqué aux diélectriques peut dépasser localement une centaine de kV/mm [23, 24], en raison de la forme acérée des bords de la métallisation ou des bondings. Il est donc nécessaire que le substrat céramique et le gel silicone aient une bonne tenue diélectrique. Des valeurs de champs de claquage des céramiques couramment employées sont données sur le Tableau I-1 (10 à 17 kV/mm), et des valeurs comparables sont données pour les gels silicones (15 à 18 kV/mm). Toutefois, ces valeurs publiées mesurées selon des méthodes normalisées ne sont pas directement utilisables pour la conception du module, comme nous le verrons au cours de notre étude.

3 – DEFAILLANCES DES MODULES DE PUISSANCE IGBT

Les modules IGBT, comme tout composant électronique en fonctionnement, sont soumis à des mécanismes de dégradation et de vieillissement qui peuvent, à long terme, conduire à des défaillances et à la destruction du module. Les causes de défaillance sont multiples et sont souvent constituées d'un enchaînement de phénomènes. Dans les paragraphes suivants, nous allons brièvement décrire les phénomènes de dégradation liés à la corrosion et au cyclage thermique, et nous décrirons plus en détail le mécanisme de décharge partielle qui fait l'objet de ce travail.

3.1 CORROSION DES MATERIAUX

Le phénomène de corrosion peut toucher les parties métalliques des composants du module (bonding, métallisation...) et également les encapsulants (gel silicone). La corrosion des fils de bonding, généralement en aluminium, est un mécanisme de défaillance bien connu en microélectronique. Quand ces fils sont mis en contact avec de l'oxygène, une couche fine d' Al_2O_3 se forme. En présence d'eau, cette couche se transforme en hydroxyde d'aluminium ($Al_2(OH)_3$). Quand ce dernier est exposé à une autre solution, il peut être dissous par des acides forts (acide phosphorique H_3PO_4 , acide chlorhydrique HCl) et des bases fortes (hydroxyde de potassium KCl) [19]. En présence d'un électrolyte, l'aluminium est corrodé par oxydoréduction [25]. Cette corrosion conduit à une détérioration des fils à long terme, pouvant conduire à leur rupture (Figure I-7a).

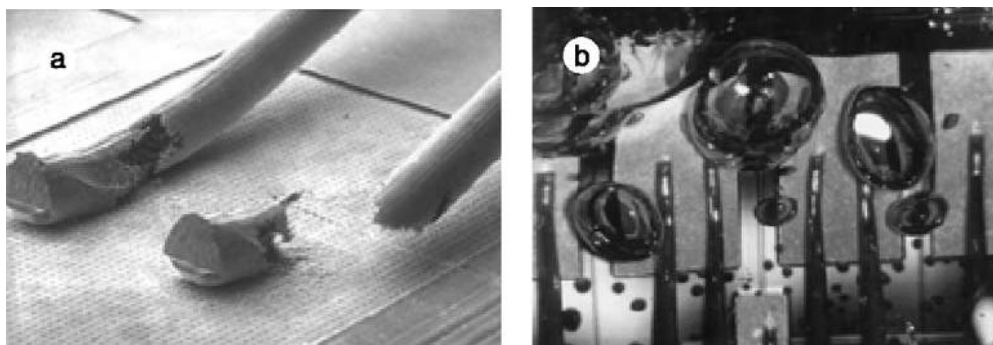


Figure I-7 : Rupture d'un bonding d'émetteur due à la corrosion (a) et formation d'inclusions gazeuses dans le gel silicone (b) [19].

En outre, on a observé que la corrosion des bondings se produit en liaison avec la formation d'inclusions gazeuses dans le gel silicone (dégagement gazeux dû aux différentes réactions chimiques) (Figure I-7b), particulièrement pendant le fonctionnement à haute température du module [19]. L'interaction entre le gel et les mécanismes de corrosion reste mal connue.

3.2 EFFETS DU CYCLAGE THERMIQUE

Pour les composants de moyenne et de forte puissance utilisés dans le domaine de la traction (entraînement ferroviaire, véhicule électrique...), le cyclage thermique est la cause prédominante de défaillance. Cette contrainte résulte de l'application de cycles de marche et d'arrêt ou de variations de fréquence de modulation sur les dispositifs concernés. Ce cyclage entraîne une forte ondulation de la

température au sein du composant (entre 97 et 160°C [18]) et induit des contraintes thermomécaniques au niveau des interfaces entre les puces et le substrat, entre le substrat et la semelle du composant, et au niveau des bondings. Les conséquences sont multiples et assez bien connues. Elles sont décrites dans plusieurs publications [18, 19, 26, 27, 28]. La Figure I-8 montre des exemples de décollement et fissure de bondings, la Figure I-8 des exemples de délaminations, et la Figure I-10 des cassures de substrats ou de puces qui peuvent être causées par le cyclage thermique.

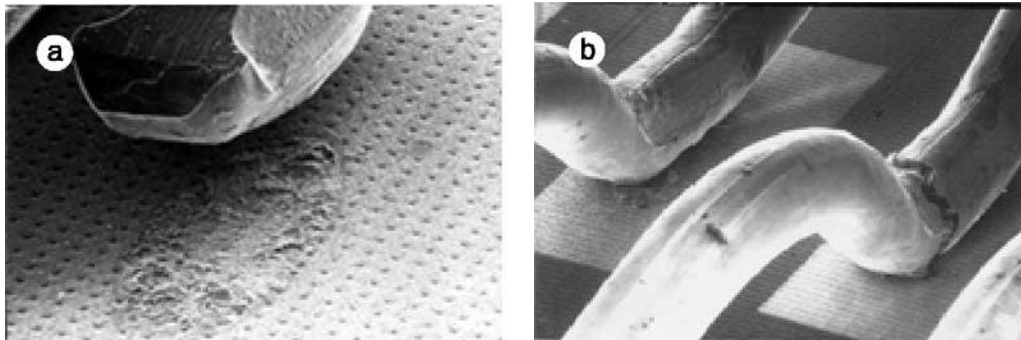


Figure I-8 : Décollement (a) et fissure au pied (b) d'un fil de bonding après cyclage thermique [19].

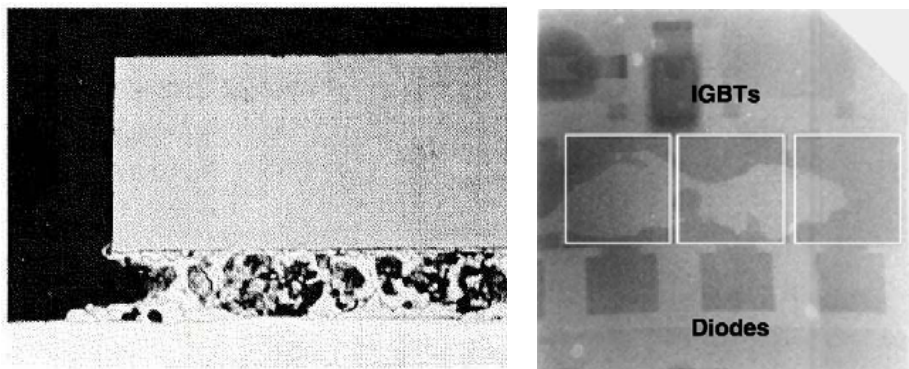


Figure I-9 : Délaminage d'une puce d'IGBT (a) et image (par microscopie X) des larges cavités dans les couches de brasure au-dessus des puces d'IGBT (b) [19].

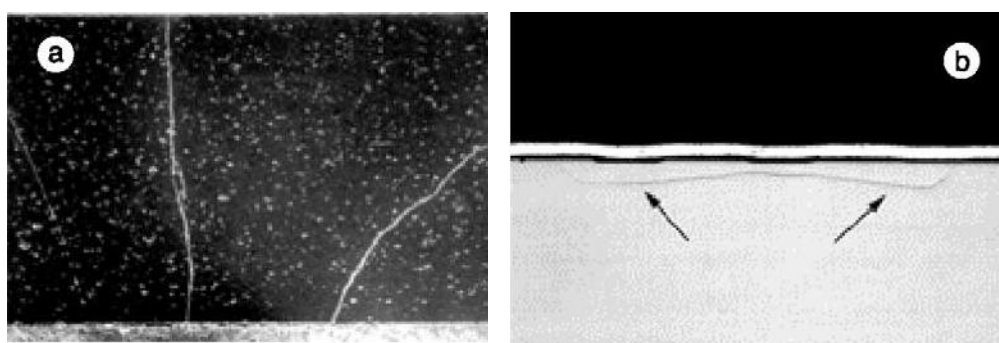


Figure I-10 : Rupture du substrat céramique (a) et fissure dans les puces (b) [19].

3.3 LE PHENOMENE DE DECHARGES PARTIELLES

3.3.1 Définition et classification

Une décharge partielle (DP) est une décharge électrique locale qui ne concerne qu'une faible partie d'un isolant placé entre des conducteurs, qui ne court-circuite pas ces conducteurs, et qui peut ou non se produire à côté d'un conducteur [29].

L'effet des DP est variable selon leur intensité et le milieu où elles apparaissent. La décharge partielle est souvent accompagnée d'une génération de gaz (formation de cavités, d'ozone et d'acides comme l'acide nitrique, l'acide oxalique...) qui attaquent les matériaux. Elles produisent également une érosion mécanique et une carbonisation des surfaces par bombardement d'ions et production de chaleur dans le canal de décharge. Ces effets vont engendrer une dégradation du matériau diélectrique et donc une diminution de la durée de vie du système. Un très grand nombre de publications ont été consacrées à ce sujet ; on pourra par exemple consulter les références [30, 31, 32].

Plusieurs classifications des DP ont été proposées, qui varient suivant le critère de sélection utilisé. Par exemple, Kreuger [33] classe les décharges en fonction de leur localisation et définit quatre catégories (Figure I-11) :

- Les décharges « internes » apparaissent aux endroits où la rigidité diélectrique est faible, par exemple une cavité dans un solide ou une bulle dans un liquide ;
- Les décharges « de surface » se manifestent lorsqu'un champ tangentiel important existe à la surface d'un diélectrique ;
- Les décharges « couronne » prennent naissance dans le matériau aux endroits où le champ électrique est très renforcé (par exemple par un effet de pointe). La décharge est restreinte à une zone réduite entourant la pointe ;
- Les arborescences dans les solides : un "arbre électrique" se produit sur un défaut dans l'isolation. Il y a une croissance d'une structure ramifiée comprenant différentes branches qui sont le siège de décharges.

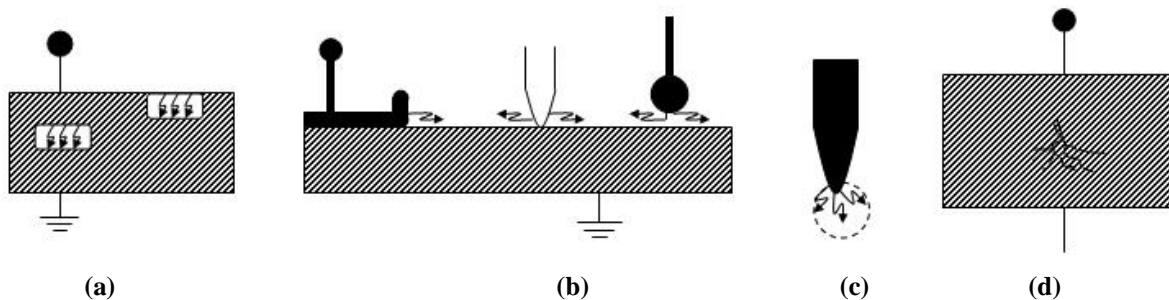


Figure I-11 : Différents types de décharges selon Kreuger : interne (a), surface (b), couronne (c) et en arborescence (d).

Dans le cas d'un module d'IGBT, comme nous le verrons par la suite, différents types de décharges sont susceptibles d'apparaître. Par exemple un renforcement important du champ existe en raison de la forme acérée des bords de la métallisation du substrat ou des bondings. De même, des micro-cavités peuvent apparaître dans le gel ou à l'interface gel/métallisation par mécanisme de corrosion [19, 34, 35], ou à l'interface métallisation/céramique par délaminage [19, 36].

3.3.2 Caractérisation des décharges partielles

L'objet de ce paragraphe est de décrire brièvement les caractéristiques principales des deux types de DP que nous rencontrerons par la suite : décharges dans une cavité et décharges de type « couronne ».

3.3.2.1 Décharges dans une cavité

Considérons un isolant comportant une cavité comme le décrit la Figure I-12a. Le comportement des DP sous tension alternative peut être décrit simplement en utilisant un schéma équivalent de capacités. La cavité est modélisée par la capacité a et par un éclateur en parallèle. La capacité du diélectrique en série avec la cavité est représentée par b . La partie saine du diélectrique est représentée par la capacité c .

La haute tension appliquée sur le diélectrique est V_a et la tension à travers la cavité est V_c (Figure I-12a). Lorsque la tension dans la cavité (V_c) devient égale à une certaine valeur critique U^+ (tension d'ignition), une décharge partielle apparaît, alors V_c chute à une valeur résiduelle V^+ et la décharge disparaît. Cette chute de tension se produit sur une durée très courte (quelque ns) par rapport à celle de l'onde sinusoïdale à 50 Hz. Puis la tension aux bornes de la cavité augmente de nouveau, lorsque sa tension arrive à la valeur U^+ , une nouvelle décharge se produit, ceci se répète jusqu'à ce que la haute tension V_a n'augmente plus (phase $\varphi = 90^\circ$). Le même phénomène se produit pendant l'alternance négative (arrêt des décharges à 270°). Les décharges dans la cavité produisent des impulsions de courant rapides (durée de quelques ns) dans l'échantillon et le circuit extérieur (Figure I-12b).

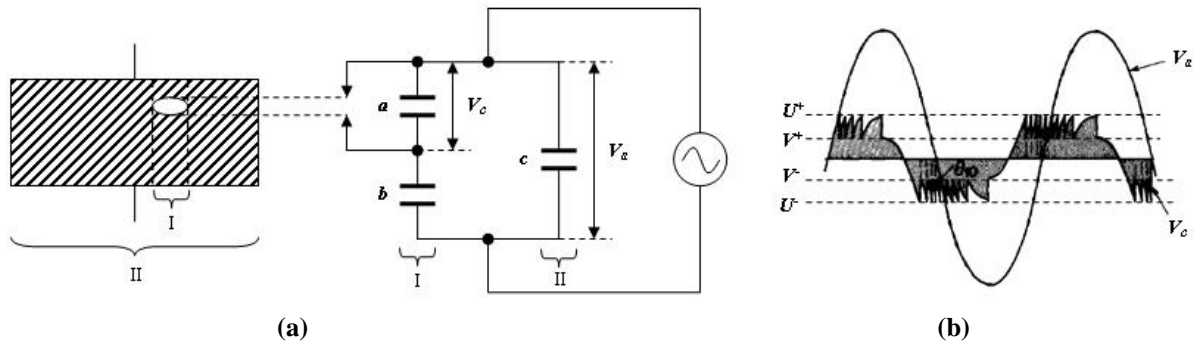


Figure I-12 : Modèle classique des capacités équivalentes (a) et récurrence des DP dans une cavité (b) [33].

3.3.2.2 Décharges couronnes

Considérons une configuration pointe-plan où se produisent des décharges couronnes. Le comportement des décharges couronnes peut être approximativement représenté en utilisant le circuit équivalent de la Figure I-13. Lorsque la tension appliquée V_a dépasse une certaine valeur critique U^+ (seuil de décharge), l'ionisation se produit et le phénomène de décharge couronne se manifeste. Ceci se répète jusqu'à ce que la tension appliquée V_a devienne inférieure au seuil de décharge U^+ (Figure I-13). Le même phénomène se produit pendant l'alternance négative. Les distributions de décharges sont centrées sur 90° et 270° pendant une alternance.

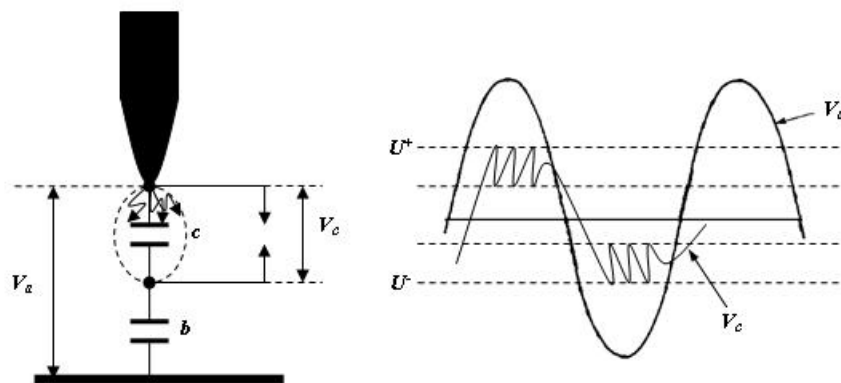


Figure I-13 : Circuit équivalent et récurrence des décharges couronnes [33].

3.3.3 Techniques de détection et de mesure de décharges partielles

3.3.3.1 Détection par mesure électrique

La méthode électrique consiste à mesurer les impulsions rapides de courant ou de charge engendrées dans le circuit extérieur lorsqu'une DP se produit. De nombreux travaux ont été publiés sur

ces méthodes. Nous pouvons citer les travaux de Kreuger [33], Bartnikas [37, 38], Natrass [39], Austen et Whitehead [40].

Il existe deux montages principaux pour la mesure de DP : la mesure directe élémentaire et le montage en pont (Figure I-14).

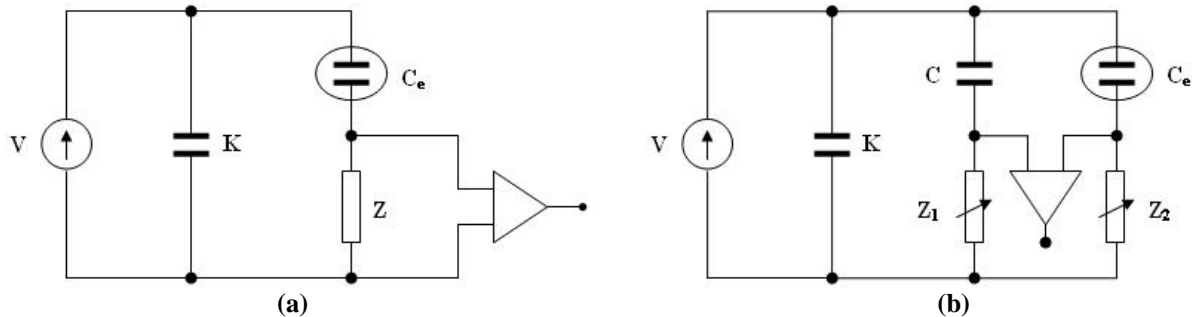


Figure I-14 : Schéma de principe d'un système de détection élémentaire (a) et en pont (b).

Montage élémentaire :

Le montage de mesure directe est représenté sur la Figure I-14a. Une impédance de mesure Z est placée en série avec la cellule de mesure C_e . Un condensateur de couplage K dont l'impédance est faible pour les courants de décharges haute fréquence sert à stabiliser la tension appliquée. Lorsqu'une DP se produit, une impulsion rapide de courant (quelque ns) circule dans le circuit extérieur, correspondant à une quantité de charge appelée « charge apparente ». Cette impulsion peut être mesurée à l'aide de l'impédance de mesure Z , souvent composée par un circuit RLC parallèle. L'inductance L atténue fortement les composantes basses fréquences du signal mesuré, la capacité C sert à intégrer les impulsions rapides de DP, et la résistance R amortit les oscillations du circuit. Une fois calibrée, ce circuit donne donc un signal proportionnel à la « charge apparente » des DP.

Un des paramètres essentiels d'un tel montage est sa bande passante [41] :

- détecteur à bande étroite ayant une bande de passante de 10 kHz, centrée de 20 à 30 kHz. L'inconvénient est le risque d'interférence entre deux décharges successives trop rapprochées ;
- détecteur à large bande ayant une bande de passante de 100 kHz, centrée de 200 à 300 kHz. Ces dispositifs sont les plus utilisés, par exemple dans la norme IEC 270.
- détecteur à ultra-large bande (100 kHz ÷ 1 GHz). Il permet de séparer des décharges individuelles dont la durée est de l'ordre de la nanoseconde. Utilisable uniquement sur des cellules de laboratoire dont la réponse en fréquence est bien connue, ce qui n'est généralement pas le cas d'un dispositif industriel complexe.

La mesure directe est la plus simple à mettre en œuvre mais comporte l'inconvénient majeur d'être sensible aux perturbations électriques hautes fréquences provenant aussi bien du réseau d'alimentation que de l'environnement (éclairage à tube fluorescent, émetteur radiophonique, etc.). Par ailleurs, ce système ne fonctionne qu'avec une tension d'alimentation sinusoïdale basse fréquence. Dans le cas d'une tension d'alimentation impulsionnelle, la présence d'harmoniques élevées sur la tension rend la détection des décharges problématique : le filtre RLC classique est inadapté pour dissocier les harmoniques de la source de tension de celles des signaux des DP situées dans la même gamme de fréquences.

Montage en pont :

La cellule de test C_e est placée dans une des branches d'un pont (Figure I-14b). En absence de décharges partielles, le pont est équilibré en réglant les valeurs des impédances Z_1 et Z_2 . Lorsqu'une décharge apparaît, la tension entre les deux branches du pont n'est plus nulle car un courant de DP parcourt la branche $C_e - Z_2$. En mesurant la tension de déséquilibre du pont, nous pouvons déterminer la charge apparente correspondante aux DP. Ce type de montage permet en principe la mesure de DP dans le cas de formes complexes de tensions appliquées, et possède une très bonne immunité au bruit. Cependant, en pratique l'équilibrage d'un tel pont à haute fréquence reste difficile à mettre en œuvre.

3.3.3.2 Détection de DP par méthodes non électriques

Parallèlement aux mesures électriques classiques, d'autres méthodes basées sur des phénomènes physico-chimiques qui se produisent lors de l'apparition d'une décharge peuvent être utilisées :

- la *lumière émise* lors d'une décharge se situe généralement dans le domaine visible-UV. Si le milieu est transparent, il est donc possible de visualiser les DP à l'aide d'une caméra sensible, de corréler l'intensité de la lumière émise avec l'amplitude de la décharge (par exemple à l'aide d'un photomultiplicateur), c'est la *méthode optique* [42].
- la DP produit souvent des *ondes acoustiques* (sonores et ultrasonores) perceptibles au voisinage de l'endroit où il y a la décharge. Une *détection acoustique* permet dans certains cas de localiser la décharge et de mesurer également son énergie qui est proportionnelle au carré de l'intensité des signaux captés [43].
- la *détection radiofréquence* [44] est basée sur la capture des *ondes électromagnétiques* générées par les DP à l'aide d'une antenne, mais cette méthode peu sensible ne permet ni de localiser ni de mesurer la décharge.

Les techniques de détection électrique et optique ont été utilisées dans cette étude. Nous les détaillerons dans la partie expérimentale.

3.3.4 Synthèse des études de décharges partielles réalisées sur les modules IGBT

Un certain nombre de travaux antérieurs ont été publiés, traitant de l'origine, de la détection et de la localisation des décharges dans les modules IGBT. La plupart de ces études ont été réalisées sous tension alternative 50 Hz en respectant les normes IEC 270 et 1287 [29, 45]. Cet essai impose l'application d'une tension de test au module IGBT entre son embase et les autres connections (émetteur, collecteur et grille) qui sont court-circuitées. Un profil particulier de tension est recommandé pour l'essai (Figure I-15).

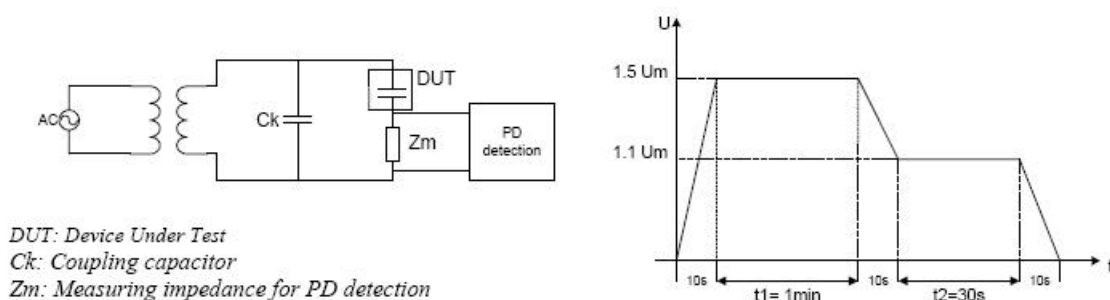


Figure I-15 : Forme de tension appliquée durant le test de mesure de DP selon la norme IEC 1287.

Depuis 1995, EUPEC [46, 47] utilise les mesures de DP afin d'estimer la qualité du système d'isolation de modules IGBT haute tension (3,3 kV). En passant de substrats d'alumine (Al_2O_3) au nitrure d'aluminium (AlN) en 1996, la tension d'apparition des DP a pu être augmentée et le nombre de DP dont la charge est inférieure au seuil défini par la norme IEC 1287 (10 pC) a été réduit [47]. Il a

également été montré dans [48] que le substrat céramique et le gel silicone sont les sources principales de DP et que le gel utilisé dans le module est fortement dégradé par l'activité de DP. L'influence de divers paramètres (processus de gravure, géométrie, dimension et forme de la métallisation...) sur le phénomène de DP a été également étudié.

Le travail de Mitic *et al* [23, 49] a reposé sur les mesures de DP dans des substrats d'AlN métallisés sur chaque face et noyés dans du gel silicone. Les mesures de distributions des DP en fonction de la phase sous tension alternative par mesure électrique classique et la localisation de DP par caméra ont montré que la principale source de décharges dans ces substrats est l'interface entre le gel silicone et les bords du substrat. Il apparaît très clairement que les bords de métallisations sont des zones de renforcement du champ et constituent un lieu privilégié de génération de décharges. Des conclusions similaires ont été trouvées par Augé *et al* [50, 51].

Les mêmes observations et propositions de localisation des décharges sous tension alternative ont été données dans une autre étude utilisant des signaux acoustiques [36] où Berth a conclu que la source des DP correspond à des cavités à l'interface de la métallisation et du gel en raison d'une faible adhésion. De petites bulles de gaz dans le gel, générées lors de sa fabrication, constituent également une autre cause possible de DP. Ces décharges réduisent la capacité d'isolation due à la décomposition du gel silicone en produits gazeux. Berth conclut que le bord de la métallisation constitue le point le plus faible du système d'isolation.

Ebke *et al* [52] ont étudié les DP dans le gel soumis à deux types de contraintes : en champ uniforme dans une configuration plan-plan et en champ divergent avec une structure pointe-plan. La tension appliquée est alternative sinusoïdale 50 Hz. À partir de la distribution des DP dans la phase, les auteurs concluent qu'en champ divergent, les DP sont associées aux faibles rayons de courbures de la pointe et qu'en champ uniforme l'apparition des DP est liée aux cavités susceptibles d'apparaître lors de la fabrication du gel.

Les études menées par Fabian *et al* [53, 54] relative aux mesures de DP dans des modules IGBT haute tension jusqu'à 6,5 kV, sous tension alternative 50 Hz en utilisant des outils de caractérisation électrique et optique, a permis de conclure sur l'origine des sources de DP. La première cause de l'apparition des DP est la présence de cavités à l'interface substrat/métallisation et/ou à l'intérieur du substrat céramique. Les DP dues à la forme acérée du bord de la métallisation constitue une autre source de DP.

Il faut rappeler que tous les travaux présentés ci-dessus ont été réalisés selon la norme IEC 270. Selon Breit *et al* [55, 56, 57], les essais respectant cette norme ne peuvent pas représenter les vraies contraintes supportées pendant le fonctionnement du module car ils ne sollicitent pas tous les matériaux présents dans le module. Ces auteurs ont donc proposé un nouveau test pour les mesures de DP dans les modules IGBT. L'objectif de ce nouveau test est de contraindre tous les matériaux (substrat céramique, gel silicone...) ainsi que leurs différentes interfaces (silicone gel/composants, silicone gel/fils de connexion...). Pour réaliser cela, les puces IGBT et les diodes associées doivent être bloquées. Dans leurs essais, l'IGBT est soumis à la superposition d'une tension continue et d'une tension alternative.

4 – PROBLEMATIQUE ET TRAVAIL ENTREPRIS : ETUDE DU GEL SILICONE

Nous venons de voir dans ce qui précède que les substrats céramiques et les gels d'encapsulation sont deux matériaux diélectriques déterminants pour la fiabilité des modules haute tension dédiés à des applications en électronique de puissance. Dans ce travail, nous avons choisi d'effectuer une étude des propriétés de ce couple de matériaux, en portant une attention plus particulière sur les propriétés diélectriques du gel silicone. Les gels silicones utilisés possèdent d'excellentes propriétés thermiques, et leur grande souplesse ne génère pas de contraintes mécaniques élevées sur les assemblages. En comparaison des liquides, ils présentent l'avantage de ne pas couler, ce qui simplifie considérablement leur mise en œuvre. En revanche, leurs propriétés diélectriques

restent assez mal connues : les études réalisées jusqu'à présent ont essentiellement été consacrées à leur caractérisation dans un contexte d'application (notamment par mesure de décharges partielles). Du point de vue de leur structure, ces matériaux sont intéressants, présentant un état « intermédiaire » entre les solides et les liquides. Au-delà de l'électronique de puissance, d'autres applications de ces matériaux sont actuellement envisagées, par exemple le remplacement du gaz sous pression dans certaines parties des postes blindés moyenne tension, et l'encapsulation et/ou imprégnation de condensateurs de puissance.

Dans ce travail nous avons tenté de répondre à un certain nombre de questions qui restent posées à propos des propriétés du gel silicone, en partant du contexte particulier de son utilisation en électronique de puissance.

* Evaluation des paramètres qui gouvernent la tenue en tension du matériau ?

La tenue en tension d'un matériau dépend de facteurs géométriques et de ses propriétés intrinsèques. Des simulations permettent d'évaluer les paramètres liés à la distribution du champ électrique sur des systèmes plus ou moins complexes. L'utilisation d'un outil de simulation comme Quick Field permet l'étude de l'influence de certains paramètres comme l'épaisseur du substrat, la permittivité de l'environnement autour de la céramique, la forme des électrodes... Cela permet de définir un compromis pour l'optimisation de la tenue en tension d'un système substrat-gel ?

* Influence de la forme de la tension sur l'apparition de DP ?

Nous avons vu que, pour des questions de faisabilité, les mesures de DP sont réalisées sous tension alternative 50 Hz, alors que les semiconducteurs fonctionnent en réalité en régime de commutation avec des fronts de montée raide de l'ordre du kV/ μ s. Dans les liquides d'imprégnation de condensateurs de puissance, dans une géométrie assez comparable (le bord vif des armatures du condensateur), il existe une grande différence de propriétés de décharges partielles sous tensions continue, alternative 50 Hz, et impulsionnelle [58]. Sous tensions continues et alternatives, les propriétés sont fortement améliorées par l'injection de charges d'espace dans l'isolant, qui contribue à diminuer la valeur du champ local réellement présent. Qu'en est-il dans les gels ? Il est probable que la cinétique d'injection de charge sera plus lente que dans les liquides, mais cela n'a pas été prouvé jusqu'à présent. L'étude des DP sous tension impulsionnelle est rendue possible par le développement d'une méthode optique décrite dans le chapitre II.

* Mécanismes de décharges, champs locaux maximum admissibles ?

L'origine des DP, souvent attribuée à la présence de cavités n'est pas clairement élucidée. De même, les valeurs de champ local réellement admissible sont mal définies : par rapport à la valeur de champ de claquage publiée dans les documentations techniques (par exemple 15 kV/mm pour le gel étudié), on sait que le gel peut tenir localement des valeurs plus élevées. Par analogie avec les liquides, une étude des « streamers » (précurseurs rapides du claquage) a été réalisée (chapitre III) ainsi que celle de « l'effet d'échelle » sur le champ de génération des streamers (chapitre IV). Les résultats obtenus montrent la grande similitude qui existe entre les gels et les liquides.

* Tenue en température ?

Les silicones présentent de très bonnes propriétés thermiques, mais l'influence de la température sur les propriétés diélectriques (champs locaux d'apparition de DP, claquage, pertes diélectriques) a été peu étudiée. Le développement de nouveaux matériaux semi-conducteurs (carbure de silicium, diamant...) va dans un proche avenir engendrer des contraintes thermiques encore plus importantes sur les matériaux isolants (gels et céramiques). L'influence de la température sur les propriétés du gel est étudiée dans les chapitres II (DP sur des substrats), III (DP en géométrie pointe plan), IV (champs locaux de génération de DP) et V (pertes diélectriques).

* Propriétés d'auto-cicatrisation des gels ?

Certains liquides d'imprégnation de condensateurs possèdent la faculté très intéressante d'absorber les gaz créés par les DP (phénomène de "gassing"), en raison de leur composition chimique [59, 60]. Ceci produit un "auto-étouffement" efficace des DP, puis leur disparition rapide lorsque la cause de défaut (par exemple une surtension temporaire) disparaît. Cette propriété est revendiquée par certains fabricants de gels isolants, mais reste à valider et à quantifier.

CHAPITRE II

DECHARGES PARTIELLES SUR DES SUBSTRATS D'ALN

1 - MATERIAUX DE L'ETUDE ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES

1.1 MATERIAUX DIELECTRIQUES

1.1.1 Substrat

Nous avons utilisé des substrats de nitrure d'aluminium (AlN) métallisés et fournis par Stellar Industries. Ces substrats sont des plaques de nitrure d'aluminium de dimension $50 \times 50 \times 0,63 \text{ mm}^3$ et de permittivité $\epsilon_r = 9$, recouvertes sur les deux faces d'une couche de cuivre de dimension $48 \times 48 \times 0,3 \text{ mm}^3$ (Figure II-1). Afin d'éviter les claquages par contournement, nous avons diminué la surface d'un côté par gravure au perchlorure.

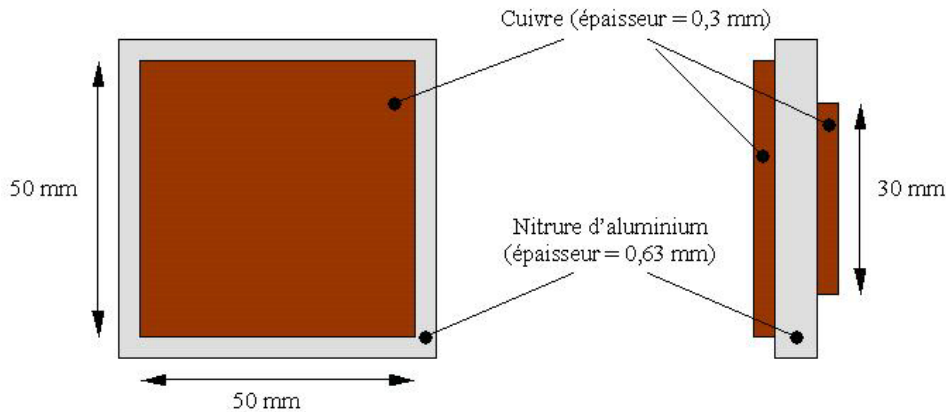


Figure II-1 : Forme des substrats utilisés.

1.1.2 Gel silicone

Le gel silicone employé dans notre étude est de type polydiméthylsiloxane, SYLGARD 527 fourni par Dow Corning®. Ce matériau est de type RTV-2 (Room Temperature Vulcanizable) à deux composants. Il est largement utilisé pour protéger des appareils électroniques et électriques contre l'humidité et les contaminations, pour les isoler électriquement, et pour fournir un matériau de moulage induisant de faibles contraintes mécaniques. Les principales caractéristiques du gel utilisé dans cette étude sont reportées dans le Tableau II-1.

Tableau II-1 : Principales caractéristiques du gel silicone SYLGARD 527, à 23°C.

Viscosité (mPa.s)	430
Champ de claquage (kV/mm)	15
Constante diélectrique (à 100 Hz / 100 kHz)	2,85
Résistivité volumique ($\Omega \cdot \text{cm}$)	$3 \cdot 10^{15}$
Perte diélectrique (à 100 Hz / 100 kHz)	0,002 / 0,0001

1.2 DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

L'étude des DP dans les modules d'IGBT est souvent réalisée par des mesures électriques sous tension alternative. Cette méthode est basée sur l'utilisation d'un filtre RLC passe-haut, qui permet la mesure des impulsions rapides produites par les DP et atténue fortement les basses fréquences du courant d'alimentation (50 Hz). Cependant, dans le cas de contraintes impulsionnelles, la présence d'harmoniques élevées sur la tension d'alimentation rend la détection des décharges problématique : il devient très difficile de séparer le courant impulsionnel d'alimentation des impulsions dues au DP. Une solution consisterait à utiliser un circuit en pont [33, 61]. Néanmoins, l'équilibrage d'un tel pont à

haute fréquence est difficile à réaliser en pratique. D'autres techniques telles que la mesure acoustique ou optique peuvent être utilisées pour mesurer des DP.

La méthode optique peut être utilisée si le diélectrique est transparent. L'utilisation d'une caméra et d'un photomultiplicateur (PM) permet la détection de décharges partielles et leurs localisations avec une grande sensibilité, et a été déjà utilisée dans les liquides. Le gel silicone étudié étant transparent, nous avons développé une technique de mesure optique pour étudier le phénomène de décharge partielle sous tension sinusoïdale et non sinusoïdale.

L'ensemble du système de mesure des DP est décrit sur la Figure II-2. Il est composé essentiellement de quatre parties :

- Les sources d'alimentation haute tension alternative sinusoïdale ou impulsionnelle.
- La cellule de mesure.
- Le système de détection et de mesure électrique de DP.
- Le système de visualisation de la lumière émise par les décharges et de mesure de l'intensité lumineuse.

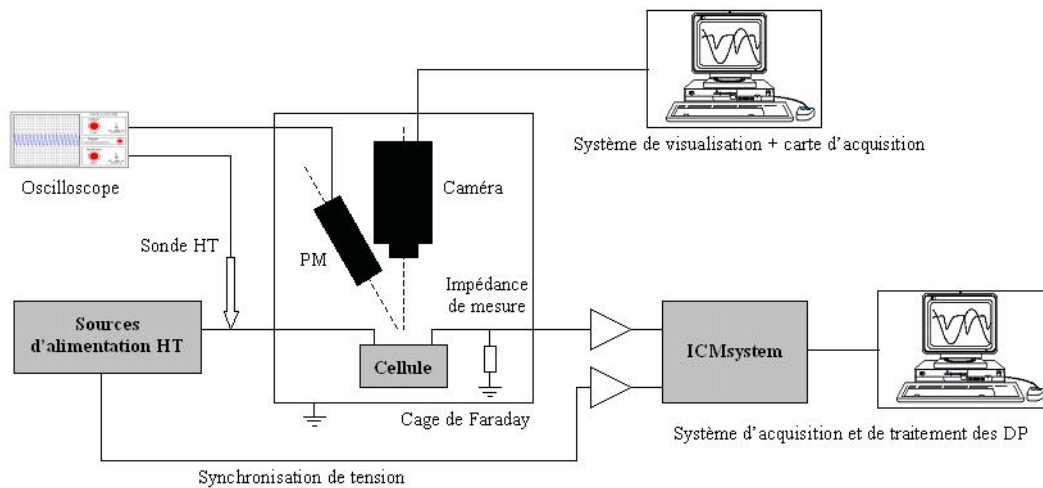


Figure II-2 : Dispositif de mesure de décharges partielles.

1.2.1 Cellule de mesure

La structure de la cellule de mesure est donnée sur la Figure II-3. Le substrat est placé sur un radiateur en laiton au-dessous duquel sont fixées des résistances chauffantes. La régulation en température Gefran 600 [62] est effectuée en contrôlant le courant continu qui traverse les résistances. L'ensemble est noyé dans du gel silicone et placé dans un moule cylindrique en téflon.

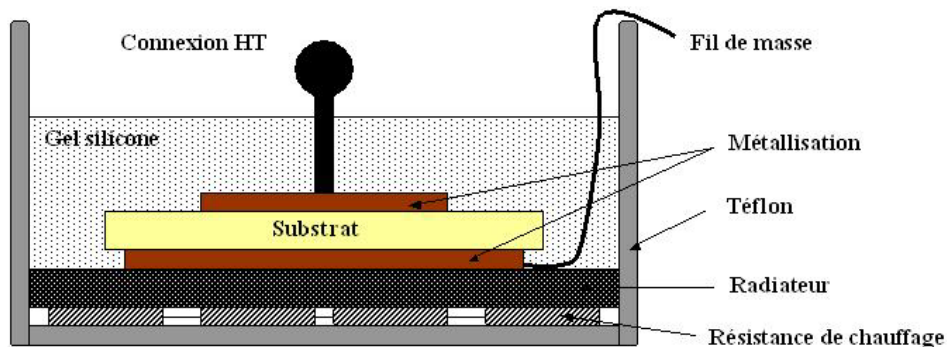


Figure II-3 : Cellule de mesure de décharges partielles avec le substrat.

Le dépôt du gel sur l'ensemble de la cellule est une étape délicate. Pour assurer un bon contact avec le gel silicone, la surface du substrat est préalablement nettoyée avec de l'acétone et de l'alcool pour enlever les graisses et les contaminants. La réticulation du gel est réalisée à partir du mélange de la résine de base et de l'agent de réticulation en proportions égales. Le mélange obtenu est versé dans le moule dans lequel est placé le substrat. La cellule est ensuite mise sous vide (10^{-2} mBar) pendant une heure afin d'enlever les bulles d'air formées pendant le remplissage. La polymérisation est alors réalisée à pression atmosphérique. Le temps de polymérisation du gel dépend fortement de la température, de quatre heures à 65°C (utilisé dans nos études) jusqu'à 15 minutes à 150°C.

1.2.2 Sources d'alimentation haute tension

La tension d'alimentation sinusoïdale est fournie par un générateur BF associé à un amplificateur de 100 W et un transformateur (20 V/20 kV). La valeur efficace de la tension au secondaire est volontairement limitée à 15 kV afin d'éviter les DP dans le transformateur. La fréquence peut être réglée de 10 Hz à 1 kHz. Un générateur de tension continue ($V_{\max} = \pm 20$ kV) est connecté en série avec le secondaire du transformateur ce qui permet la superposition des tensions continue et alternative (Figure II-4).

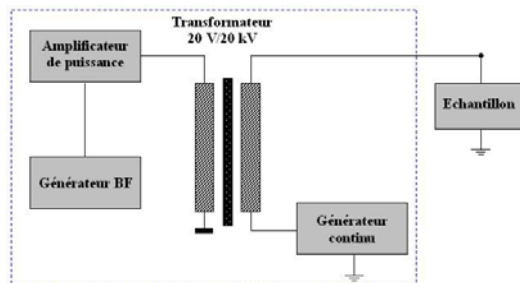


Figure II-4 : Source de tension sinusoïdale avec ou sans composante continue.

L'alimentation impulsionnelle haute tension (Figure II-5) utilisée est un hacheur. Elle est construite autour d'un commutateur haute tension de type push-pull à semi-conducteurs (Behlke HTS 301-03 GSM, 30 kV, 30 A). Une résistance ajustable R est mise en série avec l'échantillon, de manière à modifier le temps de montée de la tension aux bornes de l'échantillon. Une alimentation haute tension continue peut également être superposée aux impulsions. Une capacité de découplage de 20 nF placée en série avec le commutateur push-pull empêche la mise en parallèle directe des sources de tension. La résistance de 100 MΩ permet de protéger l'alimentation continue des tensions impulsionnelles et des éventuels claquages. Les principales caractéristiques de l'alimentation haute tension sont décrites ci-dessous :

- Temps minimum de montée et de descente de 0,03 μs,
- Fréquence de répétition de 0 ÷ 10 kHz,
- Largeur d'impulsions de 0,1 μs à l'infini.

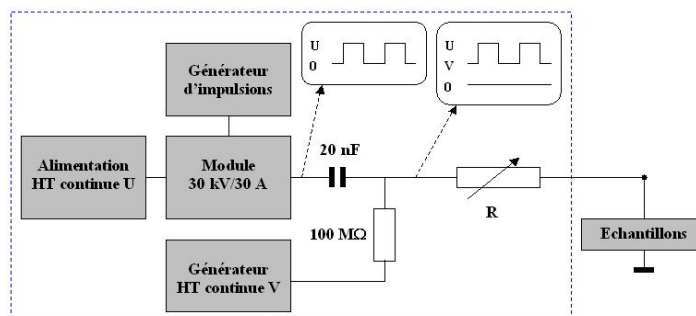


Figure II-5 : Source de tension impulsionnelle avec ou sans composante continue.

1.2.3 Système de mesure électrique

Le principe de détection des DP par mesure électrique repose sur la mesure de la charge apparente. Lorsqu'une décharge se produit, une quantité de charge se déplace dans l'espace inter-électrodes. Ce mouvement de charges induit une baisse de tension aux bornes de la cellule d'étude. Cette baisse de tension est compensée par la circulation d'une charge dans le circuit externe à la cellule. Cette charge est appelée charge apparente. Notons que la charge apparente n'est pas égale à la charge réelle qui ne peut pas être mesurée directement. La valeur de la charge apparente est affectée par la géométrie des électrodes, par les propriétés intrinsèques du matériau ainsi que par toutes les capacités parasites.

L'acquisition des signaux de décharges est réalisée à l'aide du système **ICMsystem** de la société Power Diagnostix Systems. La cellule est connectée à un filtre RLC parallèle. Le signal est ensuite injecté à l'entrée d'un préamplificateur faible distorsion, à gain variable et à faible bruit, de bande passante 800 kHz.

La Figure II-6 donne un exemple de distribution de décharges résolue dans la phase. La fréquence d'apparition des décharges est représentée par une couleur. La fréquence est d'autant plus importante que la couleur tend vers le rouge.

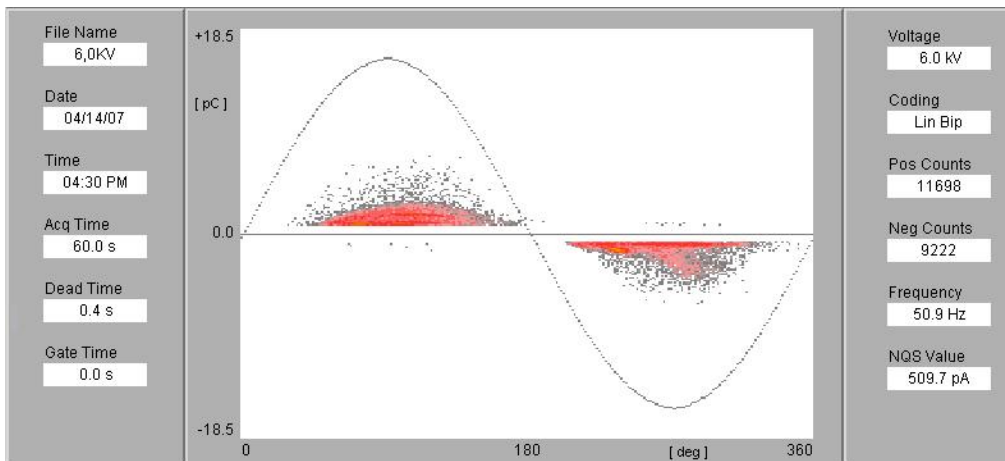


Figure II-6 : Exemple de distribution des décharges mesurées par l'ICMsystem.

1.2.4 Système de mesure optique

1.2.4.1 Caméra ultra haute sensibilité

L'utilisation d'une caméra ultra sensible permet de localiser les zones d'émission lumineuse dues aux décharges partielles. Le système est placé dans une cage de Faraday hermétique à la lumière extérieure (Figure II-7). Cette cage permet également de diminuer fortement les perturbations électriques d'origine externe, afin de bénéficier de la sensibilité maximum du système ICM (bruit de fond d'environ 0,2 pC). La sensibilité ultime de la caméra est limitée par son bruit de fond intrinsèque, qui se traduit par la présence de points lumineux aléatoires sur les images enregistrées (Figure II-8A). Chaque point correspond environ à un photon.

La caméra utilisée est constituée d'une caméra CCD en série avec deux intensificateurs d'images (Thomson TH9304). L'intensificateur d'image a une réponse spectrale allant de l'ultraviolet au proche infrarouge. La caméra est munie d'un diaphragme et d'un objectif de grande ouverture (f 1,4). L'émission de lumière étant souvent de très faible intensité, la caméra est réglée de façon à capter le maximum de lumière.

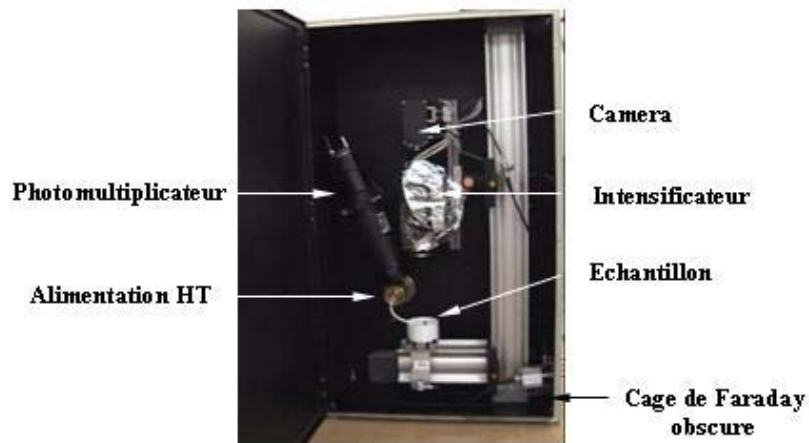


Figure II-7 : Dispositif de mesure optique.

L'acquisition et le traitement de l'image sont réalisés via une carte DT3120 (Twin 8-bit A/Ds) et le logiciel **GLOBAL LAB Image 2** de Data Translation. Ce logiciel permet de faire du moyennage d'images et donc de réduire considérablement l'impact du bruit de fond (Figure II-8).

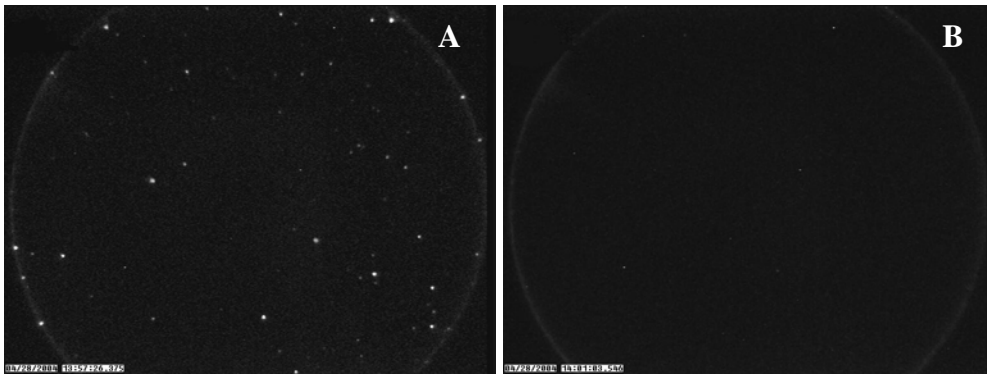


Figure II-8 : Bruit de fond de la caméra (A) et annulation par moyennage sur 500 images (B).

1.2.4.2 Photomultiplicateur (PM)

La lumière détectée par le PM muni d'une lentille de focale 70 mm est convertie en courant électrique. Dans nos mesures l'ordre de grandeur du courant moyen fourni par le PM (I_{PM}) est le nA. La sortie du PM, lorsqu'elle est adaptée sur 50 Ω , permet l'enregistrement de l'intensité lumineuse instantanée émise par chaque décharge, avec une résolution temporelle de quelques ns. Si la bande passante est limitée à quelques kHz (en augmentant l'impédance de charge du PM), la lumière émise par chaque décharge (de durée $< 1 \mu\text{s}$) est intégrée, et donne un signal qui peut être comparé à la charge électrique des DP. Ce dernier point sera discuté dans les paragraphes § III. 3.2.1 et § III. 3.2.2.

2 - SIMULATION DE LA DISTRIBUTION DU CHAMP ELECTRIQUE

2.1 PRESENTATION DU PROBLEME, MODELE ET DOMAINE DE CALCUL

Problème :

Notre objectif est de déterminer par simulation numérique la distribution du champ électrique. Le calcul a été effectué avec le logiciel **QuickField**TM par éléments finis. La géométrie du substrat d'AlN est donnée sur la Figure II-9. L'électrode supérieure ($30 \times 30 \text{ mm}^2$) est reliée à la haute tension, l'électrode inférieure ($48 \times 48 \text{ mm}^2$) à la masse. L'ensemble est noyé dans du gel silicone ($\epsilon_{r \text{ gel}} = 2,8$).

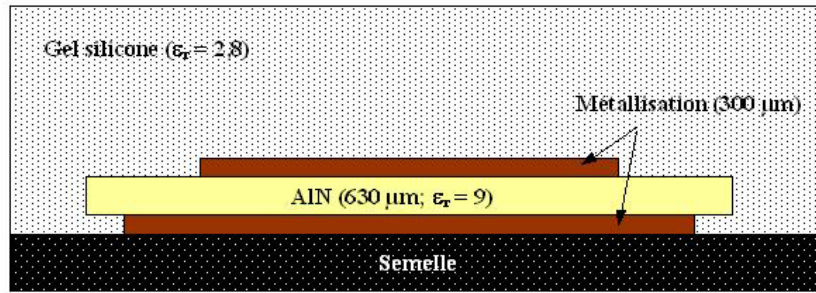


Figure II-9 : Schéma représentatif de la configuration du substrat étudié.

Hypothèses de travail et conditions aux limites :

Pour effectuer les simulations, nous adoptons les hypothèses suivantes :

- Le milieu est linéaire et isotrope.
- Le régime du champ est électrostatique et le matériau est exempt de charge d'espace.
- La profondeur du substrat est grande par rapport aux deux autres dimensions. Le problème est donc ramené à une étude bi-dimensionnelle. Les résultats obtenus sont corrects à l'exception du champ présent aux angles du substrat. Pour obtenir de meilleurs résultats à ces endroits, il faudrait réaliser une simulation en 3D, non réalisable avec QuickField.

Le problème présentant un plan de symétrie, l'étude d'une moitié d'échantillon est suffisante (Figure II-10). Les dimensions des frontières extérieures (AB, BC) arbitrairement choisies sont suffisamment grandes par rapport à celles du substrat pour que nous puissions fixer leur potentiel à zéro. La condition de Neumann (condition aux limites de la dérivée) est appliquée sur le plan de symétrie vertical (AE), comme indiqué dans la Figure II-10.

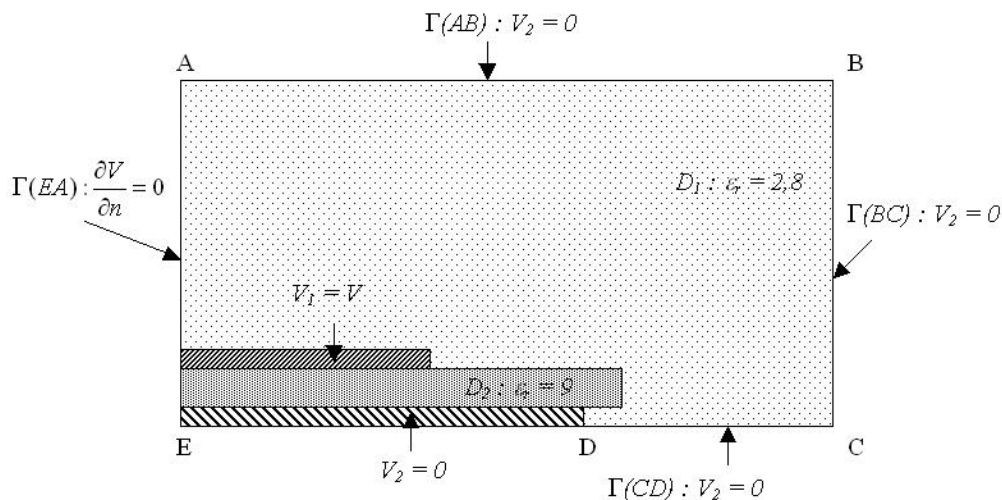


Figure II-10 : Domaine bidimensionnel du calcul.

Maillage :

L'étape de maillage constitue un point clef lors de l'utilisation d'un logiciel de calcul par éléments finis, qui détermine la précision des résultats obtenus. Les faibles épaisseurs de métallisation (300 μm) liées à la surface relativement importante des substrats (9 cm²) engendrent de grandes différences d'échelles. Le nombre de nœuds traités par le logiciel étant limité, le maillage a été optimisé dans les zones de renforcement du champ dans les parties anguleuses (Figure II-11). Autour de l'interface triple métallisation/nitride d'aluminium/gel (*zone I*), la taille maximum des éléments a été fixée à 0,1 μm ; dans les zones plus éloignées (*zone II*), la taille augmente jusqu'à 1 mm.

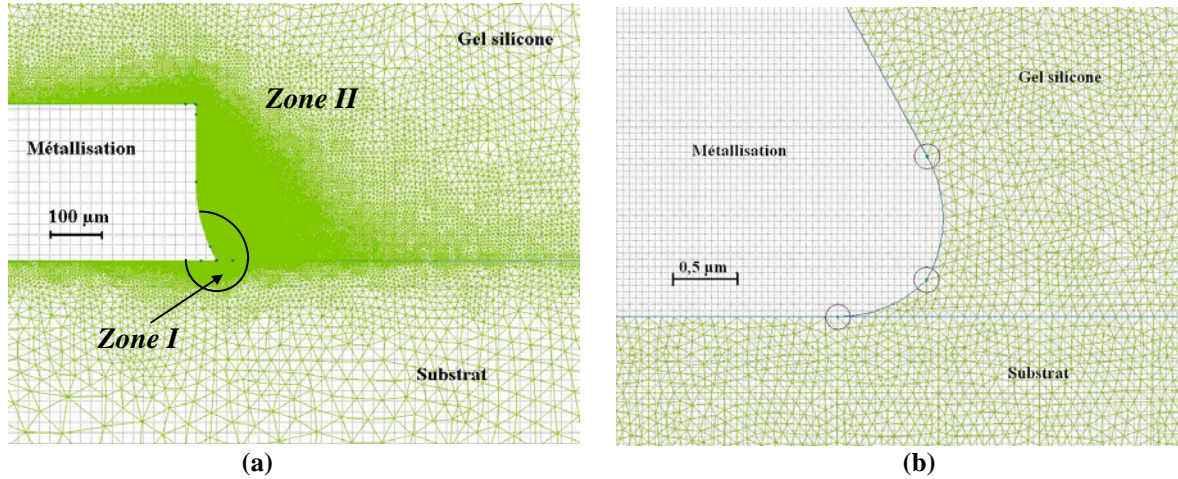


Figure II-11 : Maillage du domaine de calcul (a) et zoom sur l'interface triple substrat/gel/métallisation (zone I) (b).

2.2 RESULTATS DE SIMULATION

L'influence des divers paramètres a été étudiée par simulation en régime électrostatique (sans charge d'espace), en appliquant une tension de 5 kV sur la métallisation supérieure.

2.2.1 Influence de la forme du bord de métallisation

Dans une première approche, nous considérons la forme du substrat la plus proche possible de la forme réelle observée au microscope optique (Figure II-12). Le bord de la métallisation a une forme acérée avec des aspérités. En pratique, nous ne pouvons pas connaître exactement les dimensions du bord des électrodes. Pour la simulation, nous avons posé arbitrairement l'hypothèse d'un bord de métallisation arrondi avec un rayon de courbure de 1 μm (Figure II-11b). La modélisation d'un bord à angle vif (c'est-à-dire avec un rayon de courbure nul) conduirait à un calcul sans signification. En théorie, le champ devrait tendre vers l'infini, et en pratique le résultat ne dépendrait que de la taille du maillage. Dans nos simulations, la taille des mailles a été optimisée pour minimiser l'erreur (taille d'environ 1/10 du rayon de courbure).

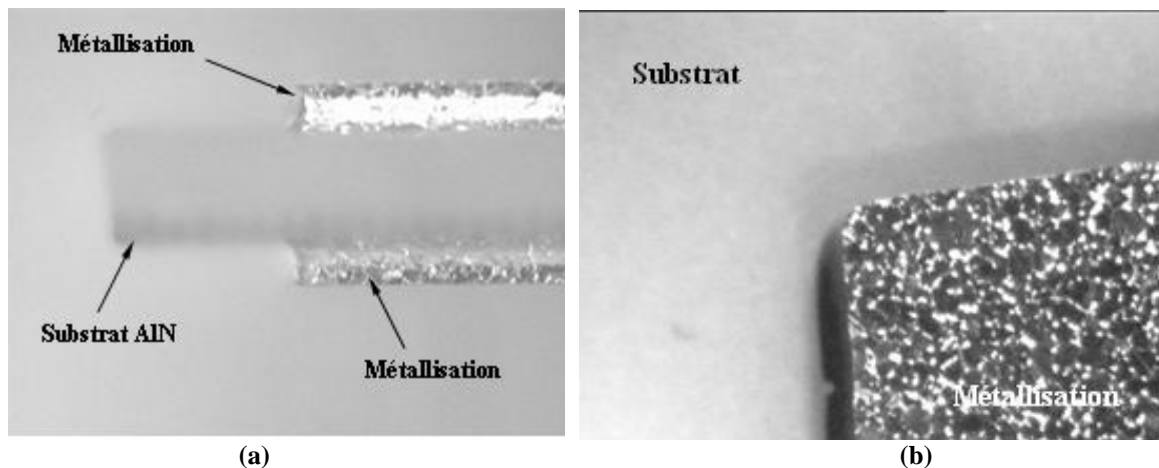


Figure II-12 : Forme réelle des bords du substrat observée au microscope optique. Vue de profil (a) et de dessus (b).

Les résultats de simulations effectuées (Figure II-13) mettent en évidence des renforcements importants du champ électrique autour des bords de la métallisation, dans le gel et dans le substrat. La

valeur maximale du champ 430 kV/mm est localisée au niveau de l'interface substrat/gel/métallisation. Le champ maximum dans la céramique s'élève à 100 kV/mm. Le renforcement du champ est dû d'une part à la géométrie du bord de métallisation, et d'autre part à la différence des permittivités du gel et du substrat. La variation du champ le long de l'interface gel/substrat en fonction de la distance par rapport au bord de la métallisation (axe OL) est donnée sur la Figure II-13b. L'intensité du champ diminue rapidement dès que la distance L est supérieure à $0,3 \mu\text{m}$.

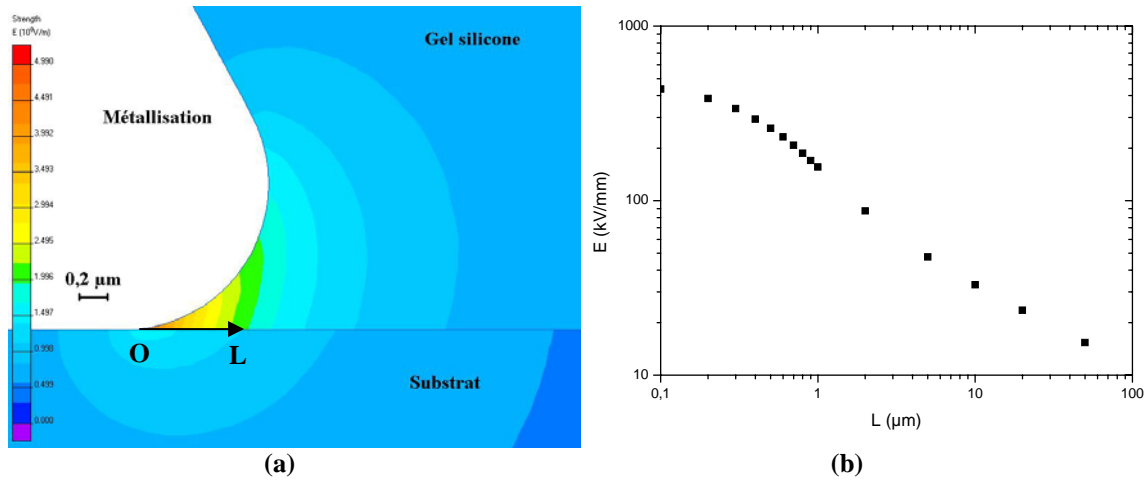


Figure II-13 : Distribution du champ électrique (a) et variation de l'intensité du champ le long de l'interface substrat/gel suivant l'axe OL (b).

Nous avons changé la géométrie de la métallisation en faisant varier le rayon de courbure du point triple gel/substrat/gel, de 1 à $150 \mu\text{m}$ (Figure II-14), provoquant une diminution constante du champ. Le champ maximum peut être réduit d'un facteur 4 en modifiant la forme de la métallisation. En effet, pour une forme d'électrode arrondie (c) le champ est réduit à 112 kV/mm. La réalisation de ce type de métallisation est toutefois très difficile à mettre en œuvre.

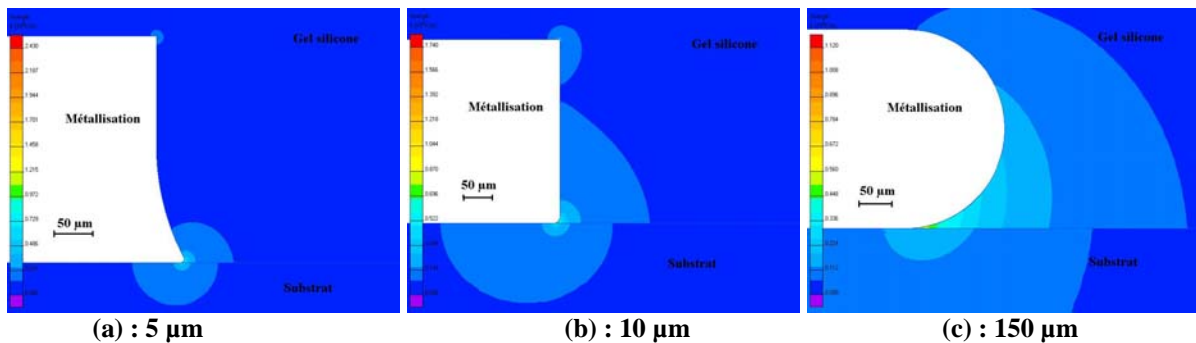


Figure II-14 : Distribution du champ électrique. Champ maximal (kV/mm) : (a) 243 ; (b) 174 ; (c) 112.

2.2.2 Influence de l'épaisseur du substrat

L'influence de l'épaisseur du substrat a été étudiée dans quatre cas. Les simulations ont été réalisées avec la forme dite "réaliste" du substrat : le rayon de courbure du bord de l'électrode est toujours égal à $1 \mu\text{m}$. La valeur du champ électrique maximal diminue d'environ 50%, de 430 à 230 kV/mm pour une augmentation d'épaisseur de $630 \mu\text{m}$ à 2mm (Figure II-15). Ceci constitue donc une solution possible pour limiter le renforcement maximum du champ électrique. Par contre, la résistance thermique du matériau sera augmentée et l'évacuation des calories à travers la céramique sera moins efficace. Un compromis entre l'efficacité de l'isolation et la conduction thermique est donc nécessaire dans ce type d'application.

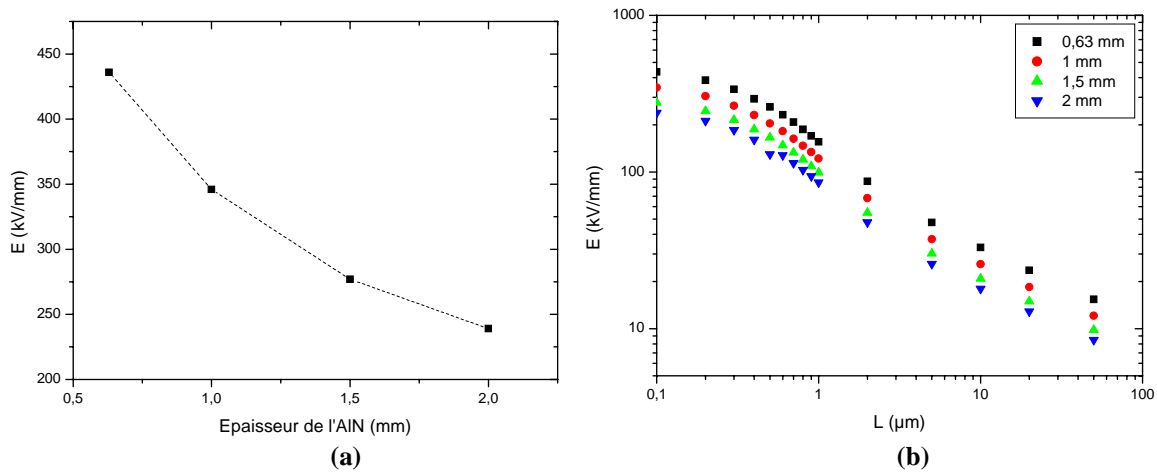


Figure II-15 : Variation du champ électrique maximum en fonction de l'épaisseur du substrat (a) et distribution du champ suivant l'axe OL (b).

2.2.3 Influence de la permittivité du milieu diélectrique autour du substrat

Nous avons testé les cas où le substrat serait placé dans de l'air ($\epsilon_r = 1$), du gel silicone ($\epsilon_r = 2,8$) et des milieux isolants de différentes permittivités relatives ($\epsilon_r = 10, 50$ et 100). Pour une forme de substrat réaliste, le champ électrique maximum en l'interface triple substrat-électrode-gel, diminue lors de l'augmentation de la permittivité relative (Figure II-16). La baisse du champ est très importante. Elle chute d'environ 90% entre un substrat entouré d'air (2000 kV/mm) et un substrat plongé dans un matériau de constante diélectrique 5 (200 kV/mm). Pour les matériaux de forte constante diélectrique atteignant 100, la baisse du champ peut atteindre 99,9%. A contrario, des renforcements du champ dans l'AlN apparaissent comme le montre la Figure II-17. Ce renforcement du champ dans le volume pourrait générer des défaillances au niveau du substrat.

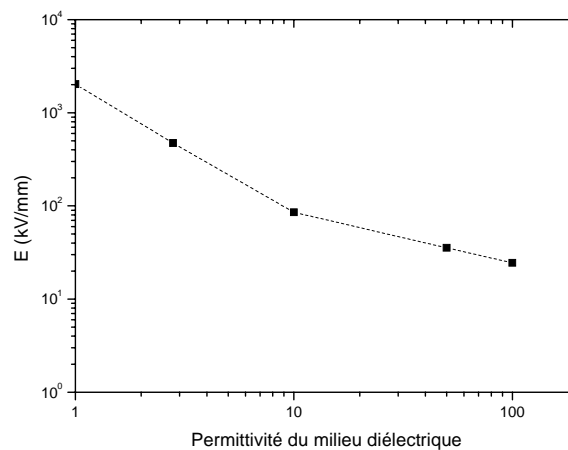


Figure II-16 : Variation du champ électrique maximum en fonction de la permittivité du diélectrique autour du substrat.

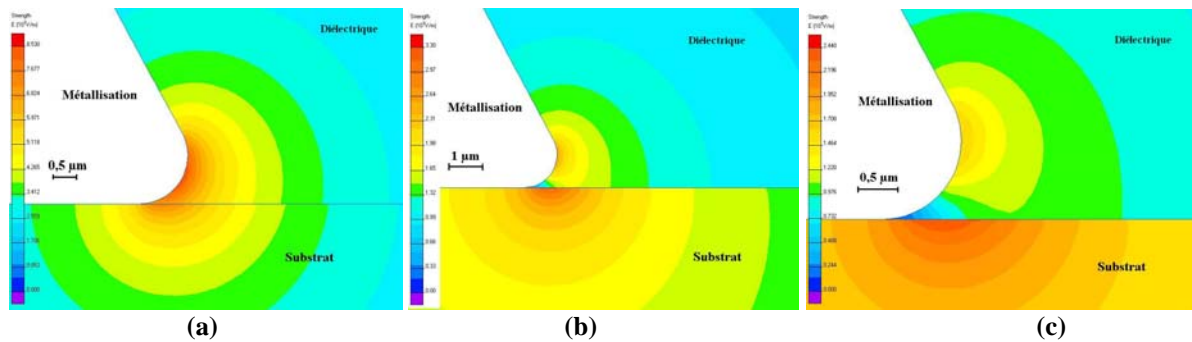


Figure II-17 : Distribution du champ dans le cas du substrat réaliste noyé dans des diélectriques de permittivités différentes : (a) 10, (b) 50, (c) 100.

2.3 CONCLUSIONS

Les simulations ont mis en évidence un renforcement important du champ électrique autour du bord de la métallisation. Le champ atteint sa valeur maximale en périphérie, à l'interface substrat/gel/métallisation. Ces résultats sont en accord avec [63] et [64]. La géométrie de l'électrode et l'épaisseur du substrat constituent des paramètres de base qui agissent sur l'intensité du champ. Les solutions qui consisteraient à arrondir la forme des électrodes et à augmenter l'épaisseur du substrat ne sont pas applicables aisément. Au niveau technologique, il est difficile de maîtriser l'état de surface du bord de métallisation, et l'augmentation de l'épaisseur du substrat s'accompagnerait d'une augmentation de sa résistance thermique. Ces simulations mettent également en évidence l'intérêt d'augmenter la permittivité du milieu qui recouvre la céramique, ce qui n'a pas été tenté jusqu'à présent.

D'autres solutions pratiques ont été proposées, comme par exemple le dépôt de couches résistives en bord d'électrode [65], mais cette technique n'a pas été étudiée dans ce travail.

3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

3.1 MESURE PRELIMINAIRES : THERMO-LUMINESCENCE ET PHOTO-LUMINESCENCE DU SUBSTRAT

Sous contrainte thermique, nos mesures ont montré que la lumière détectée comportait deux composantes provenant du substrat et du gel silicone. Pour dissocier les phénomènes, le substrat d'AlN a été étudié seul. Nous présentons sur la Figure II-18 les images du substrat d'AlN enregistrées lorsque celui-ci est soumis à une contrainte purement thermique (pas de tension appliquée). Dans la gamme [20°C÷140°C], une luminescence du matériau est détectée à partir de 80°C. La zone émissive correspond à la surface du substrat non recouverte par la métallisation de cuivre. Ce type de lumière est identifié comme étant de la thermoluminescence.

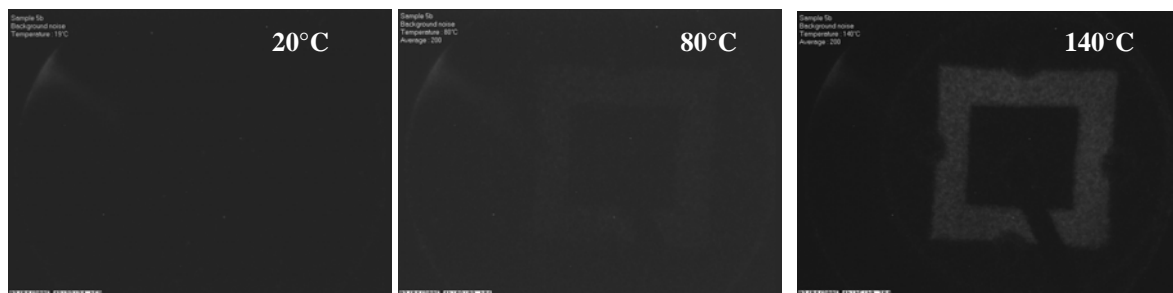


Figure II-18 : Image du substrat d'AlN. La zone noire interne de forme carrée représente l'électrode de cuivre.

La Figure II-19 présente les mesures de l'intensité émise par le substrat d'AlN sous contrainte thermique seule. Les enregistrements ont été réalisés pendant trois jours consécutifs. Pendant ces tests le substrat n'a pas été sorti de l'enceinte. Entre chaque série de mesures, la température du substrat a été ramenée à 20°C. L'échantillon est thermalisé 1h avant chaque mesure. Chaque point correspond à une mesure réalisée à l'instant "t = 0 s" du jour considéré. Sur la plage de température étudiée, entre 20°C et 140°C, les signaux évoluent de façon non linéaire. D'autre part, l'intensité lumineuse diminue nettement après deux jours de repos.

La courbe "Jour 0" correspond à la mesure réalisée juste après avoir mis le substrat dans l'enceinte de mesure. Les courbes "Jour 1" et "Jour 2" ont été enregistrées successivement à un jour d'intervalle. Après l'essai "Jour 2", le substrat a été placé à l'extérieur de l'enceinte, à la lumière, pendant un jour. La courbe "Jour 4" sur la Figure II-19 donne les résultats obtenus après ce conditionnement. Dans tous les cas l'émission de lumière croît fortement avec la température, montrant le caractère thermo-luminescent de l'AlN. Lorsque l'échantillon a été exposé à la lumière (jour 0 et 4), le substrat émet également à basse température (20°C) ; c'est un phénomène de photoluminescence qui est activé. Cette émission disparaît après mise dans l'obscurité (jours 1 et 2).

L'évolution temporelle de la lumière a également été étudiée à différentes températures en mettant le substrat dans l'obscurité à température constante. L'intensité lumineuse diminue rapidement puis atteint un niveau stable. Pour l'essai présenté sur la Figure II-20, le niveau de lumière se stabilise après 100 minutes sous contrainte thermique. Quelle que soit la température d'essai la tendance est identique, par contre la cinétique de décroissance varie suivant la température.

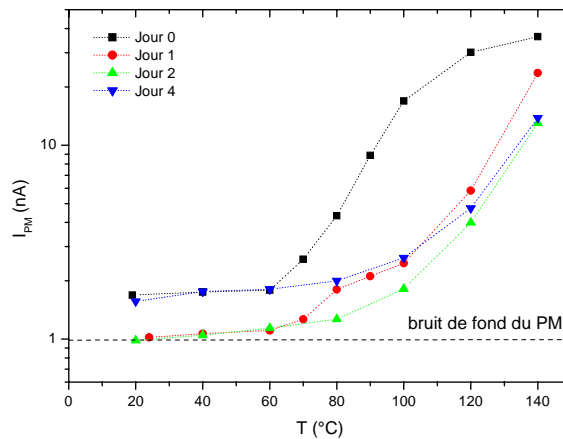


Figure II-19 : Emission lumineuse du substrat d'AlN en fonction de la température. Aucune tension n'est appliquée.

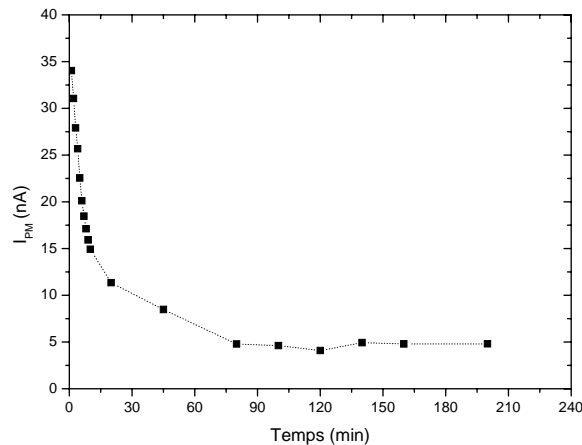


Figure II-20 : Emission lumineuse du substrat d'AlN au cours du temps, T = 140°C. Aucune tension n'est appliquée.

L'étude de la photoluminescence et de la thermoluminescence de l'AlN n'est pas l'objet de ce travail. Cependant, il a été nécessaire de les identifier car elles constituent des sources de lumière parasites pour l'étude des décharges partielles par voie optique. Des mesures ont également été réalisées sur de l'alumine et de l'époxy pour identifier un matériau pour lequel la thermoluminescence et la photoluminescence seraient absentes. Dans les deux cas, le phénomène de thermoluminescence a été mis en évidence. Par contre, seule l'alumine possède un caractère photo-luminescent.

Afin de limiter l'effet de cette lumière parasite, un protocole de mesure a été mis en place pour la détection de DP. Les échantillons ont été placés dans l'enceinte 24h avant le début des tests pour éliminer les phénomènes de photoluminescence. A haute température, la composante due à la thermoluminescence a été soustraite du signal mesuré. Pour cela la tension après chaque mesure de DP a été retirée pour mesurer le niveau de thermoluminescence et de bruit de fond du PM. Avant chaque mesure, pour assurer la thermalisation correcte de la cellule, l'échantillon a été maintenu pendant 1h à la température d'essai.

3.2 CARACTERISATION DES DP SOUS TENSION SINUSOÏDALE ALTERNATIVE 50 HZ

3.2.1 Protocole de mesure

Le protocole de mesure consiste à appliquer par palier, une tension sinusoïdale de 50 Hz sur les échantillons. Durant chaque palier, les mesures électrique et optique ont été réalisées simultanément. L'enregistrement électrique des DP a été effectué sur une durée de 60 s. A partir de ces enregistrements, un courant moyen de décharge partielle (I_{DP}) est déduit. Le courant moyen I_{DP} est la somme (en valeur absolue) des charges des DP, divisée par la durée d'acquisition.

Les zones de lumière émise par les DP ont été localisées par le système de visualisation. Un moyennage numérique sur une série de 200 images a été effectué pour supprimer le bruit de fond. Nous avons mesuré également l'intensité lumineuse moyenne (appelé photo-courant : I_{PM}) émise par les décharges en utilisant le PM. Le signal issu de la sortie du PM est intégré à l'aide d'une capacité pour obtenir l'intensité moyenne de la lumière. La constante de temps est d'environ 1 s ce qui correspond à une bande passante inférieure à 1 Hz. La sensibilité est alors très élevée, uniquement limitée par le bruit de fond du PM. Ce bruit de fond étant fluctuant, il a été systématiquement mesuré et soustrait dans tous les résultats présentés. L'intérêt de cette démarche est de faciliter la comparaison entre les différentes séries de mesures.

3.2.2 Calibration de la mesure optique

La Figure II-21 montre l'évolution des courants I_{PM} et I_{DP} sous contrainte sinusoïdale alternative 50 Hz. Au-delà du seuil du régime de décharge (TADP), l'évolution du photo-courant est comparable à celle du courant moyen des DP. Ce comportement est représentatif de tous les échantillons testés. Ces résultats montrent la corrélation entre les mesures électriques et optiques. L'intérêt de la mesure optique est de pouvoir faire des mesures quelle que soit la forme de la tension appliquée. De plus, la mesure optique possède une bonne sensibilité (équivalente à quelques pC).

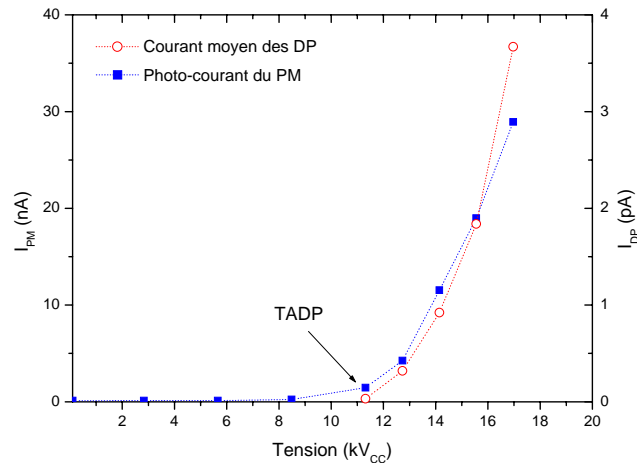


Figure II-21 : Evolution du photo-courant (I_{PM}) et du courant moyen des décharges (I_{DP}) en fonction de la tension alternative 50 Hz. Echantillon B.

3.2.3 Régimes de décharges

Nous présentons dans les parties suivantes l'étude des décharges en utilisant cette technique de mesure optique. La distribution typique du courant du PM en fonction de la tension alternative 50 Hz appliquée est montrée sur la Figure II-22. Trois régimes apparaissent : *un régime d'électroluminescence* (entre 8,5 et 11,6 kV crête-crête), *un régime de décharges partielles réversible* (de 11,6 à 19,8 kV_{CC}) et *un régime de dégradation* (> 19,8 kV_{CC}). Les résultats obtenus sur d'autres échantillons ont mis en évidence un comportement similaire. Cependant, les seuils d'apparition de ces trois régimes varient d'un échantillon à l'autre.

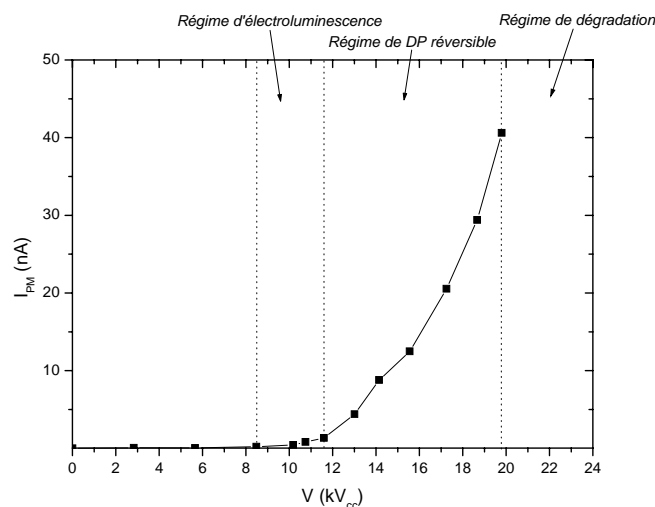


Figure II-22 : Evolution de la luminescence en fonction de la tension alternative 50 Hz. Echantillon A.

3.2.3.1 Régime d'électroluminescence à faible tension

Dans ce régime, nous avons détecté une très faible émission de lumière, tout le long du bord de l'électrode métallisée (Figure II-23b), croissante avec la tension, alors qu'il n'y a pas de signaux électriques de décharges détectés. De part sa distribution relativement homogène, il est probable que cette lumière provienne d'un mécanisme d'électroluminescence dû à des processus radiatifs se produisant dans le gel ou en surface du substrat dans les zones où le champ électrique est très élevé [66, 67, 68] (recombinaison de charges). Ce phénomène ne conduit pas à une dégradation rapide de l'isolant.

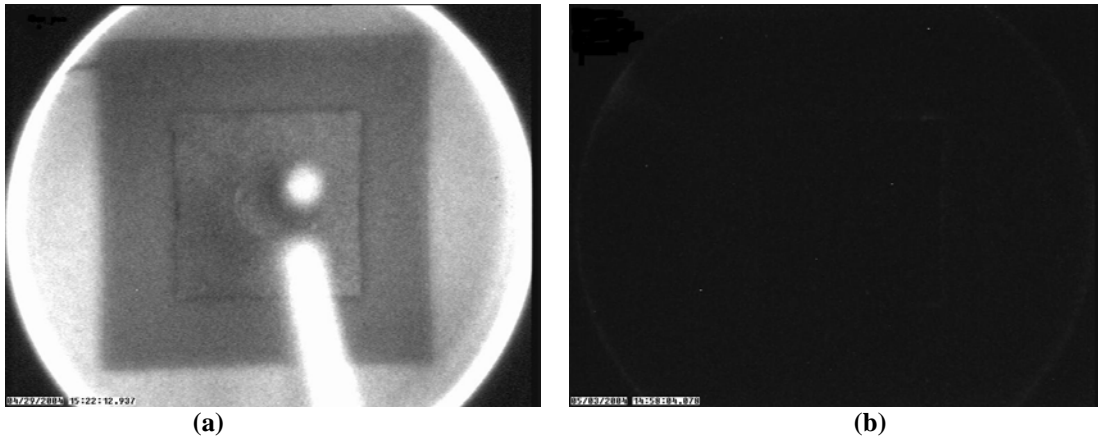


Figure II-23 : Imagerie de l'échantillon (a) et de la lumière émise à 11 kV_{CC} (b). Régime d'électroluminescence.

3.2.3.2 Régime de décharges partielles réversible

Le seuil d'apparition du régime de décharge à 11,6 kV_{CC} correspond à la tension d'apparition des décharges partielles (TADP) mesurée à l'aide de la détection électrique, avec une sensibilité de 0,2 pC. Nous présentons sur la Figure II-24 les enregistrements de la distribution de lumière. Celle-ci reste assez similaire à celle enregistrée dans le régime d'électroluminescence, mais l'intensité lumineuse est plus élevée et augmente très rapidement avec la tension. L'enregistrement de I_{PM} après une succession d'augmentation et de diminution de la tension montre que les valeurs des courants sont reproductibles. Aucune indication de dégradation du gel pendant des temps courts (< 2h) n'a été décelée, et la TADP reste stable.

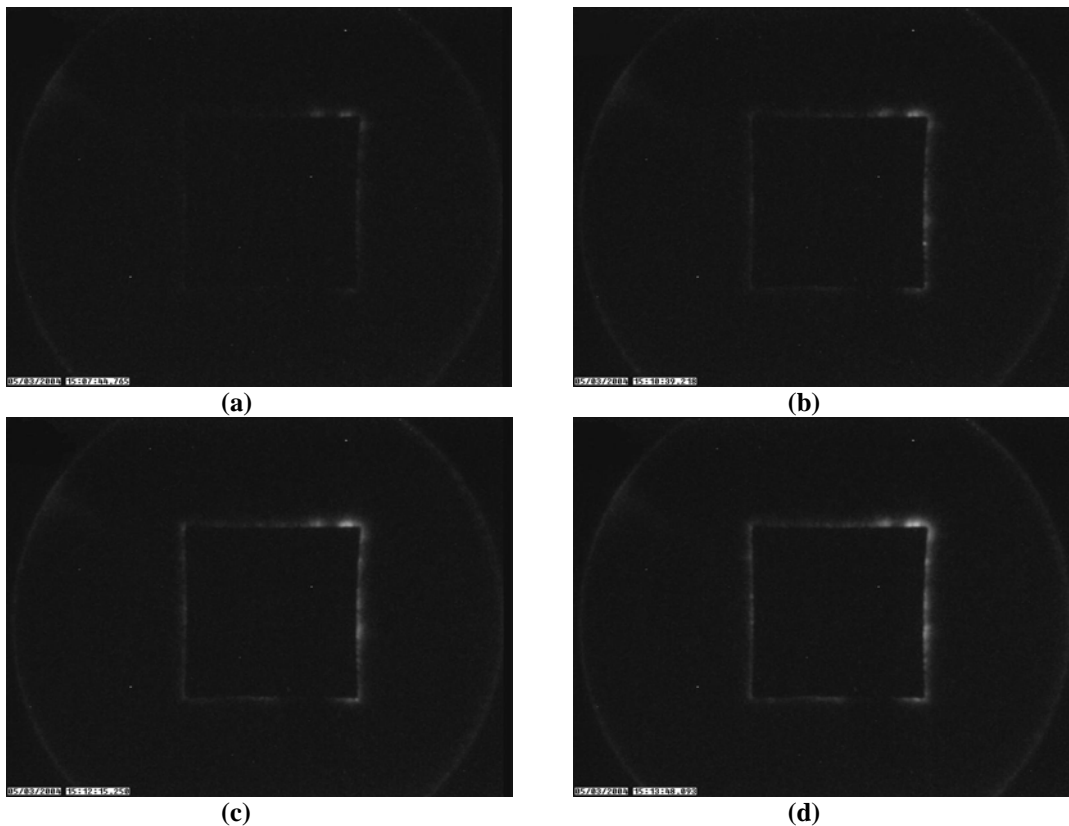


Figure II-24 : Localisation des décharges obtenues par imagerie à différentes tensions : 14,1 kV_{CC} (a) ; 17,2 kV_{CC} (b) ; 18,7 kV_{CC} (c) et 19,8 kV_{CC} (d). Régime de décharges partielles réversible.

Parallèlement aux mesures optiques, les mesures de la distribution et de l'amplitude des décharges ont été réalisées. La forme de la distribution des décharges dépend du mécanisme physique à l'origine de la décharge, mais il est souvent très difficile d'identifier à partir de la distribution de DP le mécanisme physique de DP. Dans certains cas les représentations de la distribution de la charge ou du nombre de décharges en fonction de la phase ont des signatures permettant l'identification de la nature des défauts à l'origine des décharges [39, 61, 69]. Dans nos expériences, les distributions de DP « réversibles » mesurées ont montré une grande variabilité d'un échantillon à l'autre, suggérant qu'au moins deux types de défauts peuvent coexister sur les substrats : DP de type “cavités” et de type “couronne” dans le gel.

Sur la Figure II-25 nous présentons les distributions des décharges mesurée avec l'échantillon A à 14,1 et 17,8 kV_{CC}. Les DP de très faible amplitude (0,2 à 1,3 pC) apparaissent sur l'alternance positive et négative, et disparaissent quand la valeur maximale de tension est atteinte. Ce comportement est typiquement celui de DP bloquées par une paroi isolante (solide ou liquide): cavités dans des solides, bulles dans les liquides, décharges rampantes le long d'une surface solide [61]. Les décharges enregistrées dans les deux polarités ont les mêmes distributions mais leurs amplitudes sont différentes, ce qui est généralement le cas pour une cavité qui touche une électrode (l'écoulement des charges ne peut se faire que d'un seul côté de la cavité).

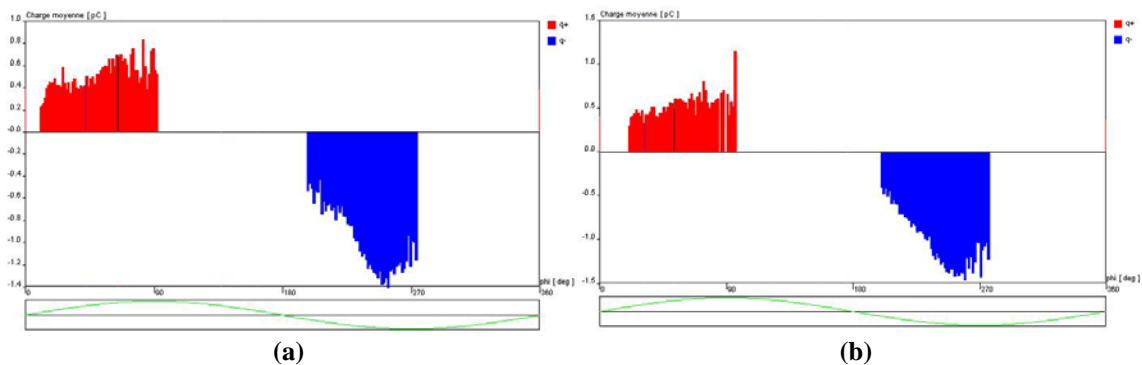


Figure II-25 : Distribution des décharges en fonction de la phase à 14,1 kV_{CC} (a) et à 17,8 kV_{CC} (b). Echantillon A. Régime de décharges partielles réversibles.

Les mesures réalisées avec un autre échantillon (échantillon B) montrent une signature des décharges qui ressemble à des décharges de type “couronne”. Un exemple est donné sur la Figure II-26. Durant l'alternance positive on retrouve le comportement précédent de type “cavité”. Pour l'alternance négative, les DP sont réparties autour du maximum de tension. Ce type de distribution rappelle celui observé dans les gaz ou les liquides en géométrie pointe-plan, et nous l'appellerons donc de type “couronne”. Effectivement, à l'échelle microscopique, des défauts dus à l'irrégularité du profil de l'électrode peuvent favoriser l'apparition des décharges en provoquant une augmentation locale du champ électrique, comme dans le cas d'une pointe. La génération de DP en géométrie pointe-plan dans le gel sera étudiée au chapitre III. Dans les conditions où des décharges sont observées (14 kV_{CC}), le champ maximum calculé dans le gel au bord de la métallisation atteint 430 kV/mm, en considérant le profil réel du bord de la métallisation (rayon de courbure du bord de 1 μm). Une telle valeur permet de déclencher des décharges dans de nombreux matériaux, solides ou liquides [70].

Enfin, dans d'autres cas (Figure II-29), les enregistrements réalisés montrent une distribution de type “couronne” dans les deux polarités. Ces différents exemples suggèrent que deux types de défauts pourraient être à l'origine des DP “réversibles” de très faible amplitude (< 2 pC) dans le cas des substrats enrobés de gel silicone : DP liées à l'existence de cavités microscopiques, et DP générées dans le matériau lui-même par un champ local intense. Les mesures et les visualisations des DP en géométrie pointe-plan (chapitre III) permettront de préciser ces hypothèses.

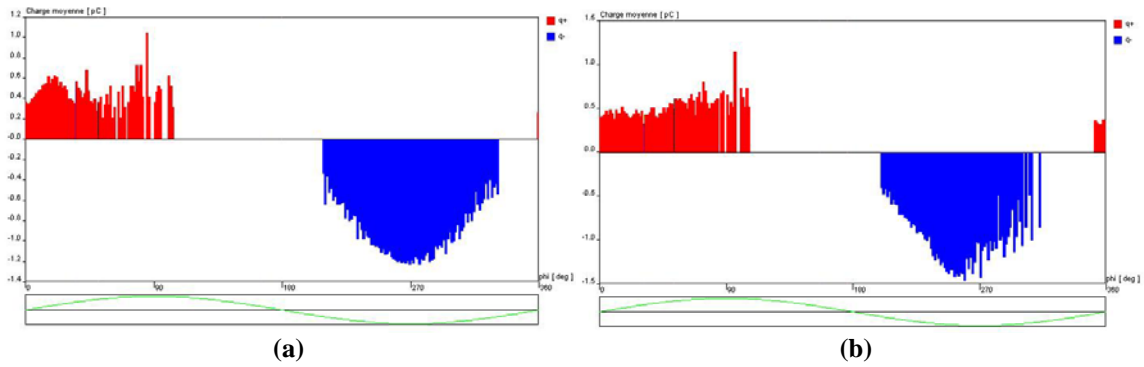


Figure II-26 : Distribution des décharges en fonction de la phase à 12,7 kV_{CC} (a) et à 17,8 kV_{CC} (b). Echantillon B. Régime de décharge réversible.

3.2.3.3 Régime de dégradation

A partir de 19,8 kV_{CC} (Figure II-27), des taches lumineuses localisées et de forte intensité apparaissent à la périphérie de la métallisation. La charge correspondant à ce type de DP est de plus de 1000 pC. Cette valeur est très grande par rapport à la charge mesurée dans le régime précédent. Le seuil de tension de 19,8 kV_{CC} correspond à un seuil de dégradation. En effet, lorsque la tension est diminuée à partir de ce seuil, on peut observer un phénomène de rémanence des spots (Figure II-28).

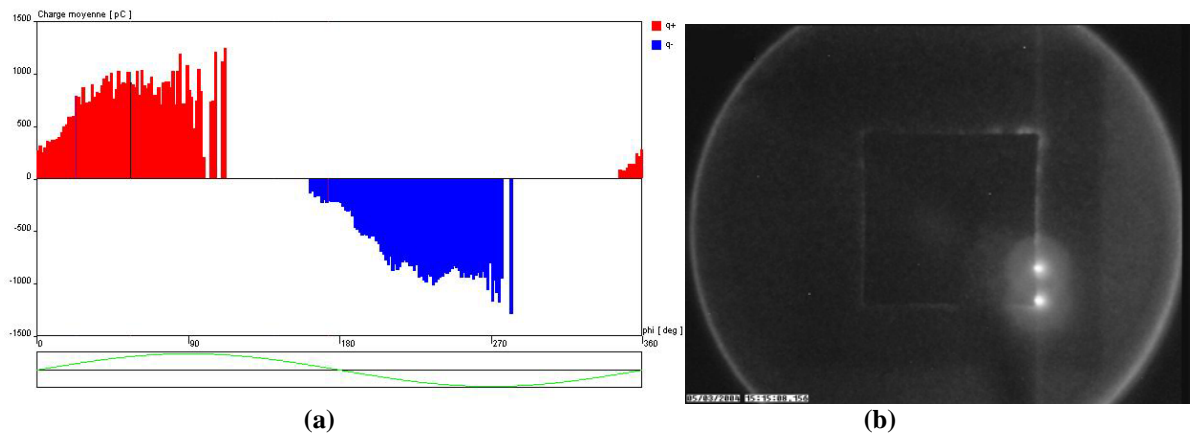


Figure II-27 : Distribution des décharges en fonction de la phase (a) et localisation des dégradations irréversibles (spot lumineux) à 21,2 kV_{CC} (b). Echantillon A.

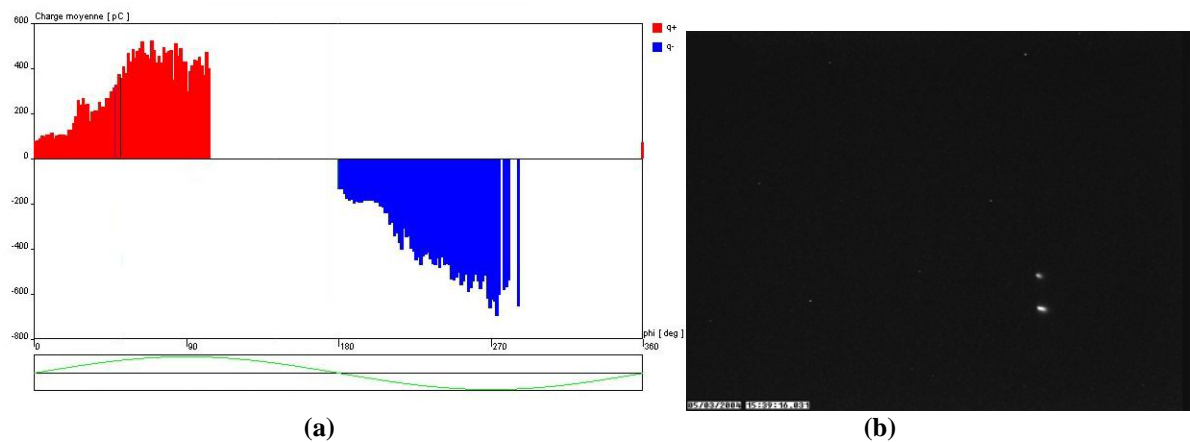


Figure II-28 : Distribution et localisation des décharges à 14 kV_{CC} pour l'échantillon A (phase de décroissance de la tension après la dégradation irréversible du gel).

La diminution de la tension s'accompagne également du maintien de DP d'intensité nettement supérieure à celles observées pendant la montée de la tension (une centaine de pC au lieu de quelques pC, Figure II-28). La distribution des décharges après la dégradation se caractérise par une symétrie entre décharges positives et négatives. Elles s'arrêtent avant le maximum de la tension, à 90° et 270°, ce qui suggère que la dégradation du gel s'accompagne de la génération de cavités.

3.2.4 Exemple d'évolution temporelle des DP "réversibles" à tension constante

L'objectif de cet essai est de vérifier si l'ensemble substrat + gel évolue lorsqu'il est soumis à une contrainte électrique prolongée correspondant à l'apparition de DP de faible intensité (quelques pC). Dans le résultat présenté, la TADP a été identifiée à 13,6 kV_{CC}. La tension a été ensuite fixée à 14,7 kV_{CC}, correspondant au régime de type décharge réversible.

Pendant les premières heures, une légère diminution du courant moyen de DP a été enregistrée (Figure II-31). A $t = 3$ h, une brutale augmentation du courant moyen et de la fréquence des décharges est observée, corrélée à l'apparition d'une tache lumineuse à la périphérie de la métallisation (Figure II-30a). La distribution de DP correspondante (Figure II-29b) montre que l'intensité des DP reste en revanche stable (quelques pC), avec une distribution de type "couronne". Par la suite, une nouvelle diminution lente du courant moyen est enregistrée. Ce comportement montre que les DP "réversibles" peuvent connaître des fluctuations importantes liées à l'activation brutale d'un site d'émission observé sur la Figure II-30. Ce comportement est différent de la dégradation irréversible observée à plus haute tension, qui provoque des DP de forte intensité et de distribution différente.

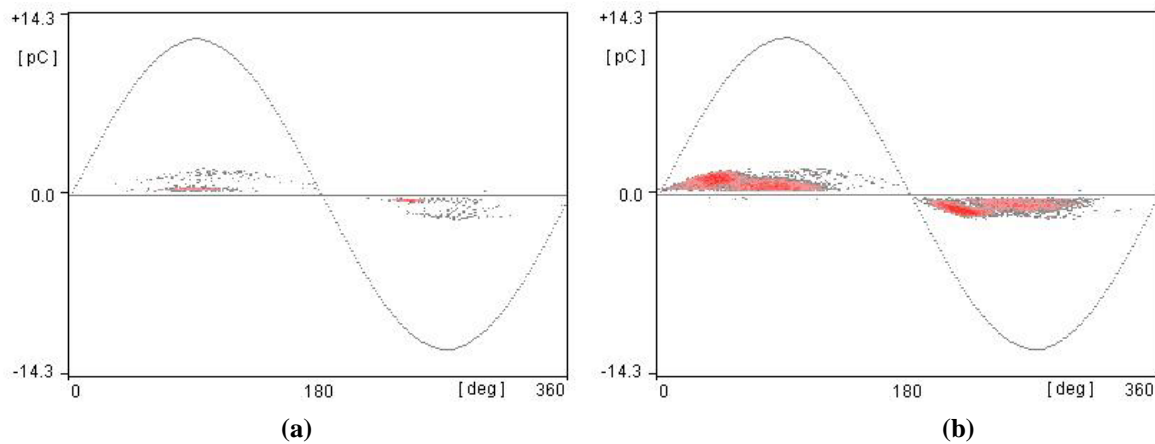


Figure II-29 : Distribution des décharges avant (a : $t = 2$ h) et après l'apparition d'un spot (b : $t = 3$ h), $V = 14,7$ kV_{CC}, ac 50 Hz, 20°C.

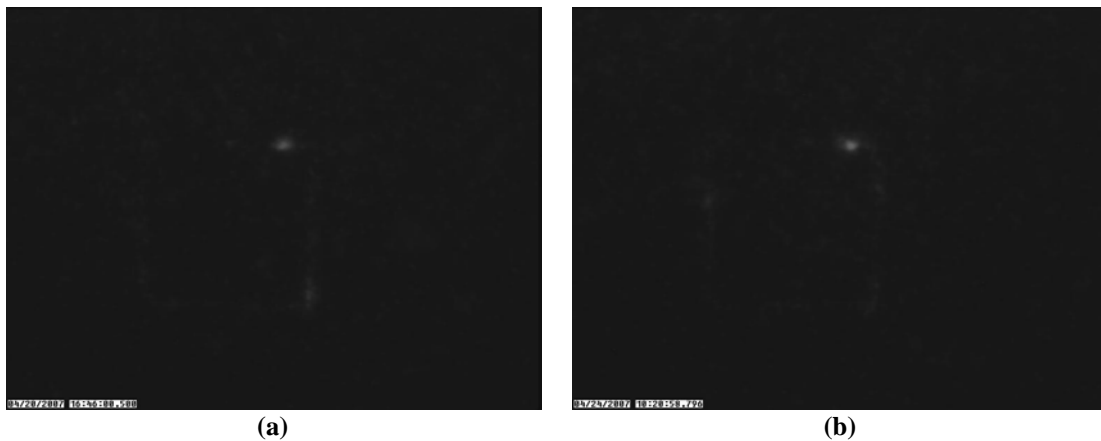


Figure II-30 : Image de la cellule après 3 h (a) et 100 h (b) d'application de la tension, $V = 14,7$ kV_{CC}, ac 50 Hz, 20°C.

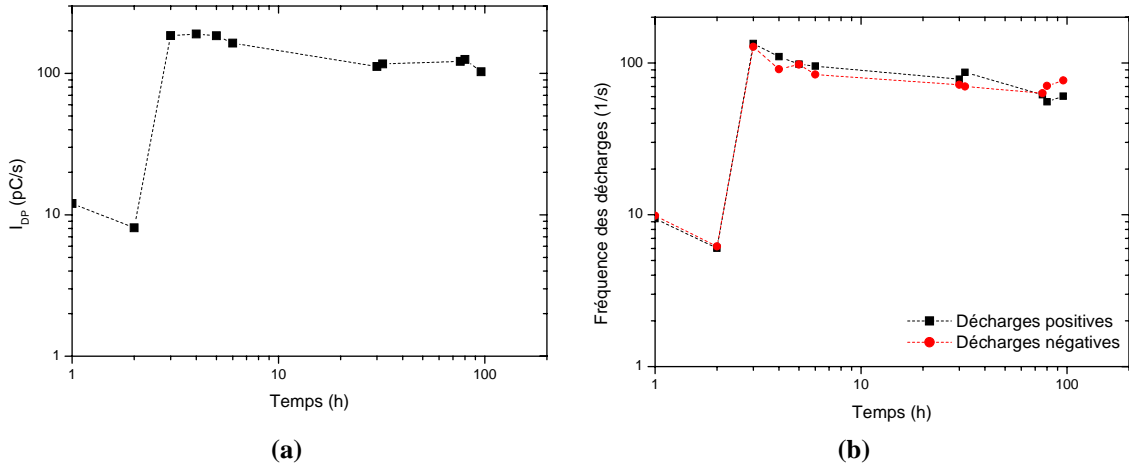


Figure II-31 : Exemple d'évolution du courant moyen (a) et de la fréquence des décharges (b) en fonction du temps. $V = 14,7 \text{ kV}_{CC}$, ac 50 Hz, 20°C .

3.2.5 Influence de la température

Dans les conditions normales de fonctionnement, les composants semi-conducteurs dans les modules d'IGBT peuvent atteindre des températures de fonctionnement d'une centaine de degrés Celsius [1] ce qui nécessite d'utiliser un isolant adéquat approprié à l'isolation électrique et à la dissipation des calories. Ce type d'application a motivé la caractérisation du gel sous température.

3.2.5.1 TADP en fonction de la température

La température a été augmentée par palier de 20°C à partir de la température ambiante jusqu'à 120°C . L'échantillon est thermalisé une heure avant chaque mesure de DP. L'évolution de la TADP avec la température est donnée sur la Figure II-32 pour trois cellules différentes. Chaque point représente une moyenne sur 3 essais. La TADP diminue faiblement (entre 5 et 15%) avec la température en fonction de la cellule testée.

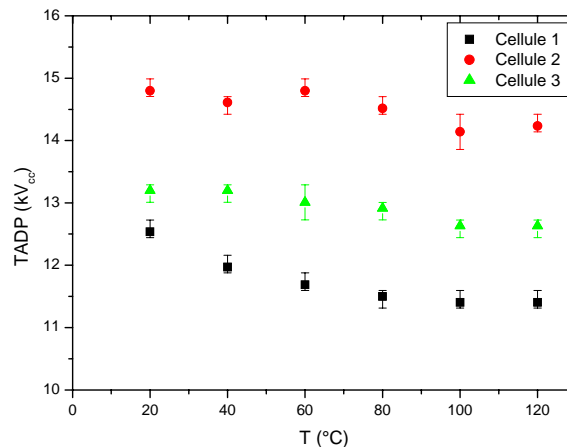


Figure II-32 : Variation de la TADP en fonction de la température en ac 50 Hz. Chaque point de mesure représente la moyenne sur 3 mesures.

3.2.5.2 Evolution des décharges en fonction de la tension appliquée

Sur la Figure II-33 est représentée l'évolution du photo-courant I_{PM} (a) et du courant moyen de décharges I_{DP} (b) en fonction de la tension appliquée pour différentes températures entre 20 et 100°C . Nous remarquons que toutes les courbes évoluent globalement selon la même dynamique. A basses

températures ($< 60^{\circ}\text{C}$), l'activité des décharges est indépendante de la température. Pour des températures plus élevées, à partir de 80°C , le courant du PM augmente avec l'augmentation de la température. La comparaison des courants mesurés par voie optique et électriquement montre que leurs évolutions en fonction de la tension sont similaires.

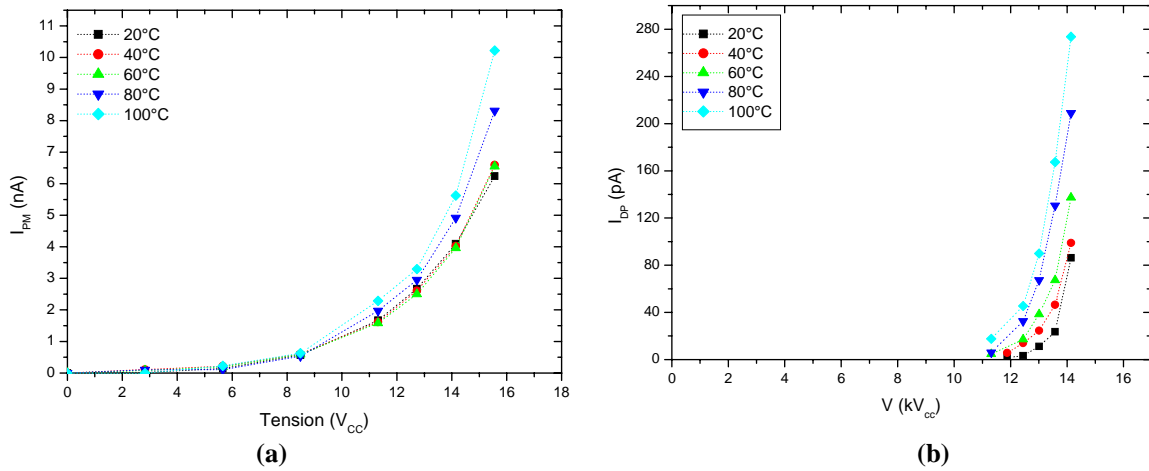


Figure II-33 : Evolution du photo-courant du PM (a) et du courant moyen de DP (b) en fonction de la tension alternative 50 Hz pour différentes températures entre 20 et 100°C .

Les Figure II-34 à II-36 réalisées successivement sur le même échantillon à $14,1\text{ kV}_{CC}$ montrent la dépendance en température de la distribution des décharges. Nous remarquons que le nombre de décharges négatives ou positives augmente fortement avec la température alors que l'amplitude des décharges évolue peu pour les différentes températures considérées. Le nombre de décharges augmente considérablement entre 20°C et 60°C ; au-delà, l'augmentation est plus modérée. La forme de la distribution des DP évolue peu dans les différents essais (Figure II-34 à II-36).

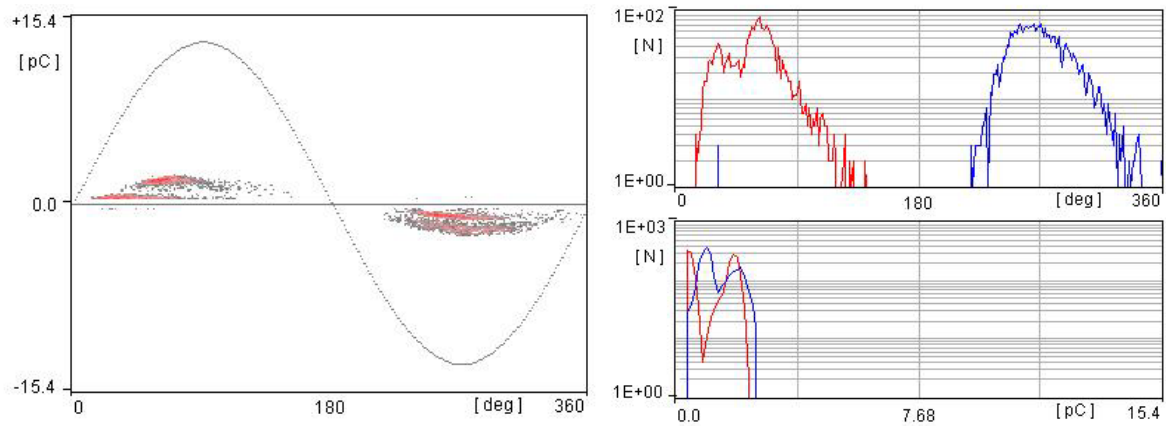


Figure II-34 : Distribution des décharges en fonction de la phase à $14,1\text{ kV}_{CC}$, ac 50 Hz, 20°C .

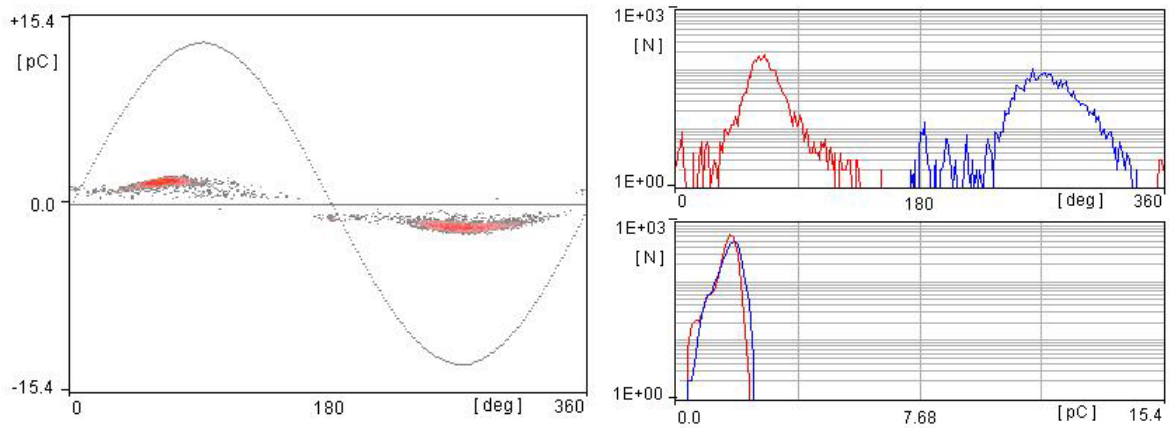


Figure II-35 : Distribution des décharges en fonction de la phase à 14,1 kV_{CC}, ac 50 Hz, 60°C.

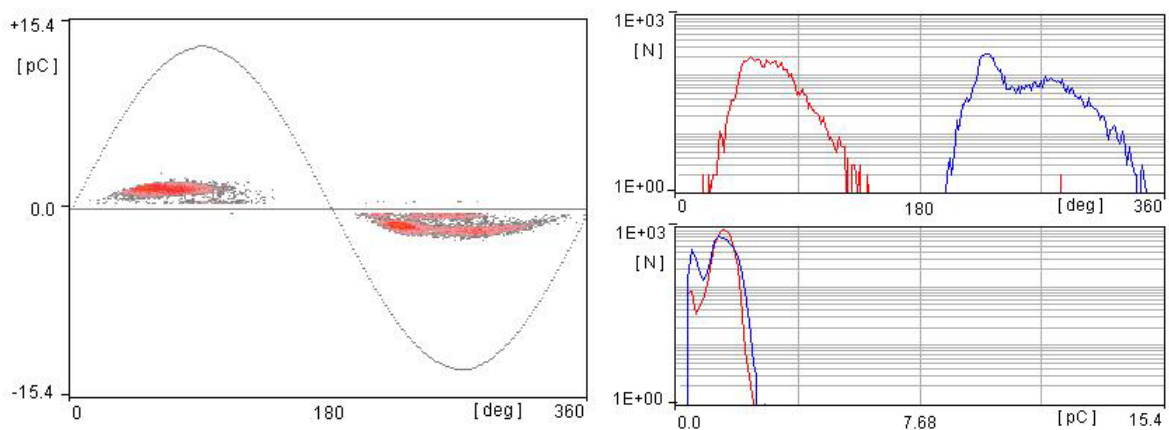


Figure II-36 : Distribution des décharges en fonction de la phase à 14,1 kV_{CC}, ac 50 Hz, 100°C.

3.2.5.3 Evolution temporelle des décharges

La cellule de test a été chauffée et maintenue à une température constante durant tout le test. L'échantillon a été polarisé périodiquement sous tension alternative 50 Hz. La tension sinusoïdale 50 Hz a été augmentée progressivement de 0 jusqu'à un certain niveau ($V_{\text{appliquée}}$) légèrement supérieur à la TADP mais inférieur au seuil d'apparition des dégradations irréversibles. Durant chaque palier de tension, les mesures électrique et optique ont été réalisées simultanément. Au terme de cette séquence, la tension appliquée est remise à zéro (Figure II-37).

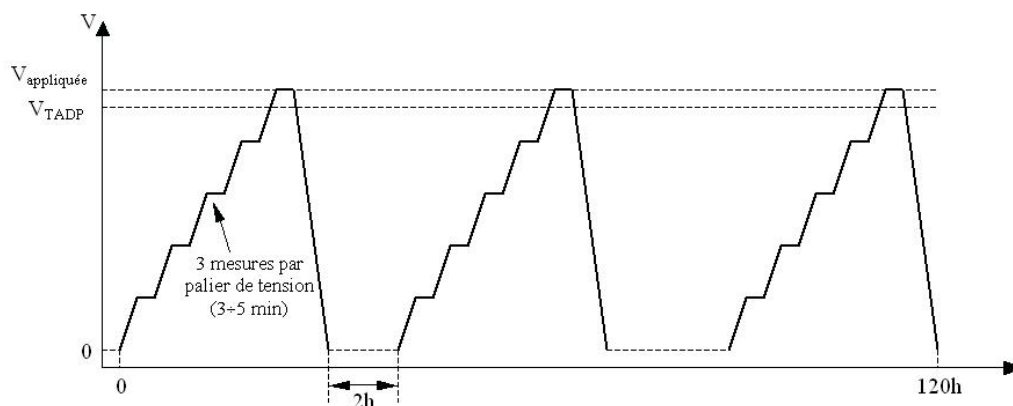


Figure II-37 : Protocole de mesure pour analyser l'évolution des DP dans le temps.

Les Figure II-38 et II-39 représentent respectivement les résultats de mesure de l'évolution du courant de décharge I_{DP} et du nombre de décharges en fonction du temps à 60°C et 80°C. Chaque point de mesure représente une moyenne de trois mesures consécutives effectuées dans un intervalle d'environ 3÷5 min. La TADP de 10,7 kV_{CC} reste pratiquement constante durant l'essai. Le courant de décharges ainsi que le nombre de décharges positives ou négatives diminuent nettement en fonction du temps quelle que soit la température.

La charge correspondant aux DP et leurs nombres diminuent considérablement avec le temps. Le temps de recuit favorise donc la disparition des décharges. L'extraction de l'eau pourrait être favorisée avec le temps de recuit. Sous température, et avec le temps la viscosité du gel peut également diminuer et donc favoriser la disparition des cavités qui seraient remplies par la phase liquide. Cette hypothèse est assujettie à la formation de DP dans des vacuoles.

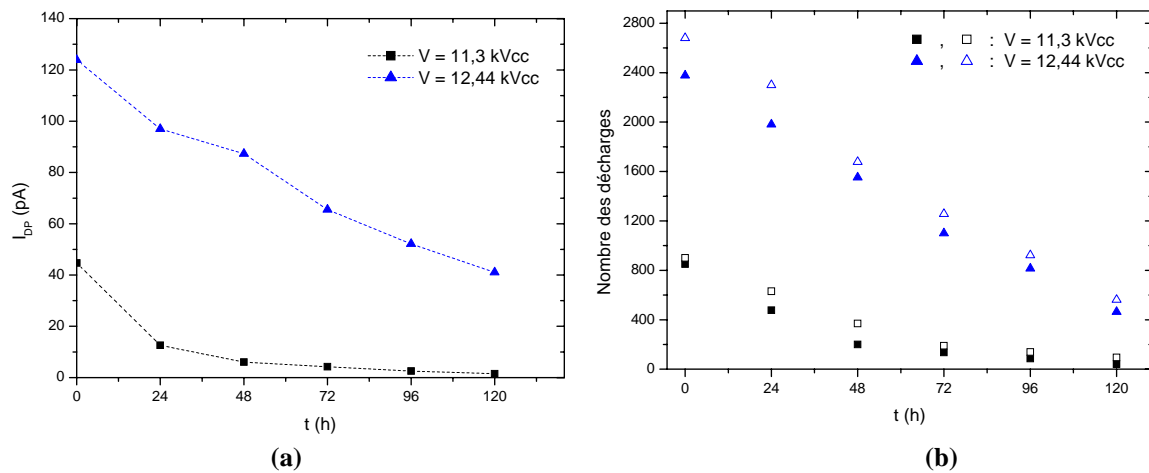


Figure II-38 : Evolution du courant des décharges I_{DP} (a) et du nombre des décharges négatives (symboles colorés) et positives (symboles non colorés) (b) en fonction du temps pour différentes tensions appliquées à 60 °C.

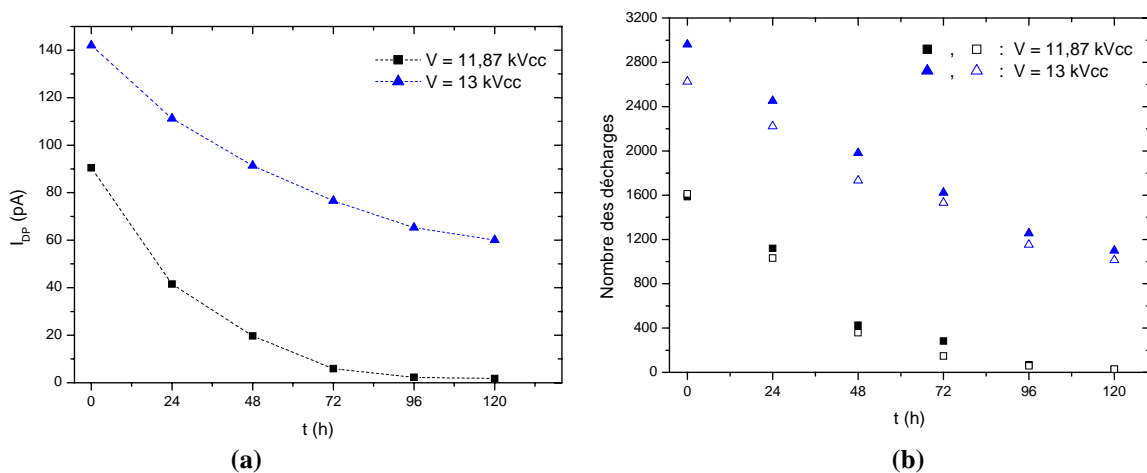


Figure II-39 : Evolution du courant des décharges I_{DP} (a) et du nombre des décharges négatives (symboles colorés) et positives (symboles non colorés) (b) en fonction du temps pour différentes tensions appliquées à 100 °C.

3.3 INFLUENCE DE LA FORME DE TENSION APPLIQUEE

Plusieurs types de formes d'ondes ont été utilisés pour polariser le substrat. L'objectif est de caractériser le substrat avec des tensions réalistes par rapport aux applications industrielles. En effet,

dans les modules d'IGBT les contraintes de type MLI sont plus appropriées que les tensions sinusoïdales. Dans cette partie, nous présenterons donc les mesures réalisées pour observer l'influence de la fréquence, du temps de montée, du rapport cyclique et de la superposition d'une composante continue. Les tensions utilisées sont décrites sur la Figure II-40.

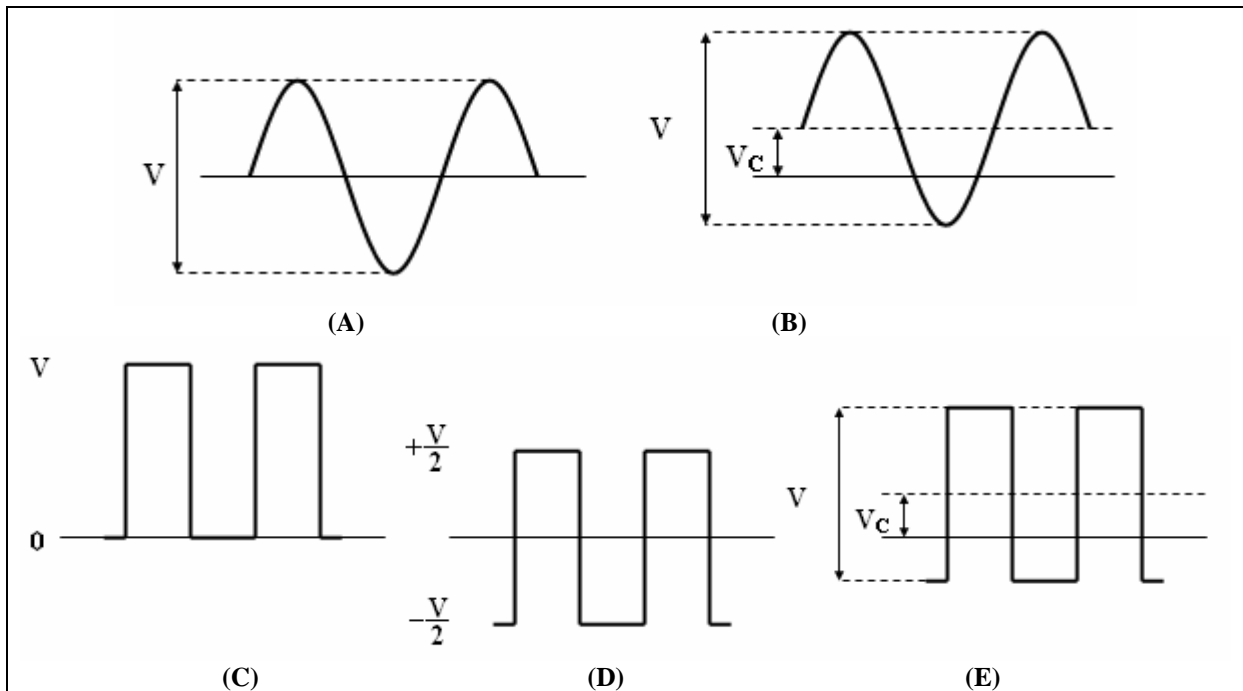


Figure II-40 : Formes de tension utilisées pour la mesure des DP. (A) : sinusoïdale, (B) : sinusoïdale à valeur moyenne non nulle, (C) : impulsionnelle unipolaire, (D) : impulsionnelle bipolaire, (E) : impulsionnelle à valeur moyenne non nulle.

3.3.1 Influence de la fréquence

L'influence de la fréquence sur l'émission de lumière par les DP a été étudiée avec la tension alternative (A) et impulsionnelle bipolaire (D). Rappelons que la TADP a été définie comme étant la tension à partir de laquelle un coude apparaît dans la caractéristique $I_{PM}(V)$. Cette définition permet une estimation de la valeur de TADP. Ainsi, à partir de la Figure II-41, il apparaît une diminution de la TADP avec l'augmentation de la fréquence de 50 Hz à 500 Hz quelle que soit la forme d'onde appliquée. L'investigation de l'influence de la fréquence sur une plus large gamme de fréquence, Figure II-42 permet de confirmer cette tendance. Durant les essais, la tension appliquée est maintenue constante. Le photo-courant détecté par le PM est d'autant plus élevé que la fréquence est grande. Le rapport $I_{PM}/\text{fréquence}$ (Figure II-42) tend à se stabiliser lors de l'augmentation de la fréquence. Il apparaît donc que la quantité de lumière émise par alternance est constante, sauf à basse fréquence (< 200 Hz). Ce comportement peut être comparé à celui de DP dans des cavités. En effet, à l'intérieur de vacuoles, la quantité de charge par alternance est constante quelle que soit la fréquence utilisée. Morshuis et Kreuger développent ce point respectivement dans [30, 33].

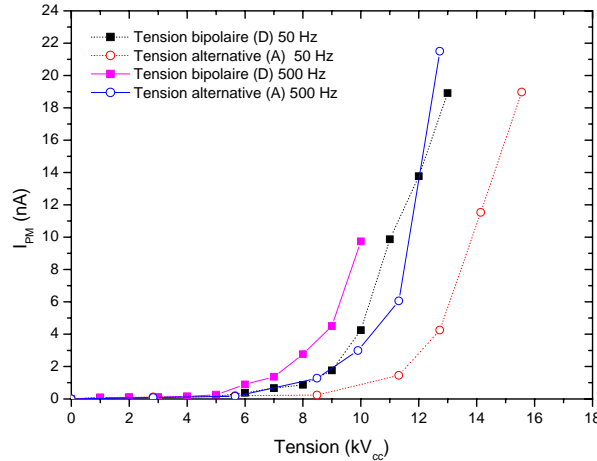


Figure II-41 : Courant du PM en fonction de la tension sous tension alternative (A) et impulsionnelle bipolaire (D) à 50 Hz et 500 Hz.

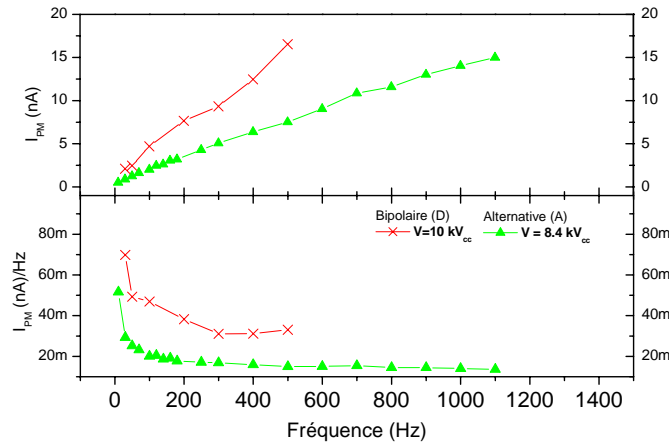


Figure II-42 : Variation fréquentielle du photocourant (haut) et du rapport $I_{PM}/$ fréquence (bas), en alternatif (A) et impulsionnel bipolaire (D).

3.3.2 Influence du temps de montée de la tension

Les décharges partielles sont déterminées par le champ électrique à l'interface entre l'électrode et le matériau diélectrique. Le champ à l'interface est susceptible d'être modifié par des charges électriques localisées au niveau de l'électrode. Pour analyser ce point, nous avons fait varier le temps de montée de la tension appliquée. Les mesures ont été réalisées en utilisant des impulsions bipolaires de type **D** et unipolaires de type **C**. En insérant une résistance variable **R** entre l'alimentation et l'échantillon, le temps de montée a été ajusté de 0,44 à 4900 μ s. Sur la Figure II-43 est présentée l'évolution du courant du PM en fonction de la tension appliquée pour différents temps de montée. Les courbes I_{PM} tendent à se déplacer vers la courbe obtenue en alternatif lorsque le temps de montée augmente. La quantité de lumière émise diminue donc nettement lorsqu'on augmente le temps de montée. Par exemple, à 50 Hz, pour la tension bipolaire à 12 kV_{cc} , le courant du PM diminue nettement de 14 nA ($t = 0,44 \mu$ s) à 3 nA ($t = 4900 \mu$ s). Si les décharges sont amorcées par le champ électrique à l'interface électrode/isolant, le champ semble donc être réduit par la présence d'une charge d'espace à l'interface. Ceci est cohérent avec la diminution de I_{PM} constatée lorsque le temps de montée augmente. Il y a un décalage d'environ 3 kV_{cc} entre le comportement en alternatif et à 0,34 μ s.

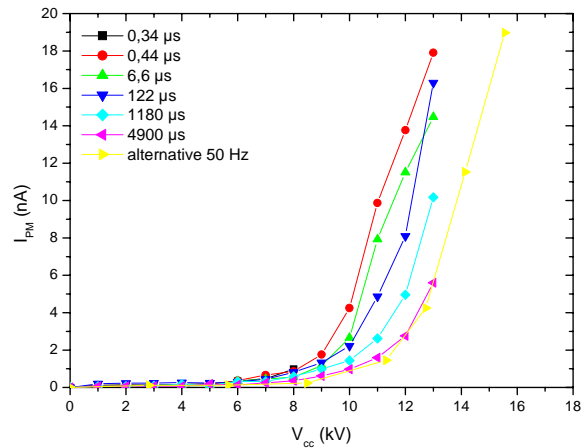


Figure II-43 : Influence du temps de montée de l'impulsion bipolaire (D) 50 Hz sur le courant du PM.

3.3.3 Influence d'une composante continue

Des tensions sinusoïdale et impulsionnelle bipolaires superposées à une tension continue V_c (type B et E) ont été appliquées à la cellule pour étudier l'influence de la composante continue sur l'activité des décharges. Les réponses du PM, respectivement sous contrainte alternative et impulsionnelle sont fournies dans les Figure II-44 et Figure II-45. La composante continue qui varie entre -2 kV et +2 kV ne modifie pas l'activité des décharges. Sous tension continue seule, une très faible augmentation du courant du PM a été détectée lors de l'augmentation de la tension jusqu'à +/- 7 kV. Dans ces conditions la valeur du photo-courant 0,3 nA reste très proche du bruit de fond du PM. Ce résultat confirme que l'influence de la composante continue sur l'émission de lumière est négligeable, ce qui montre sans équivoque que le champ à l'interface est fortement réduit par l'injection de charges.

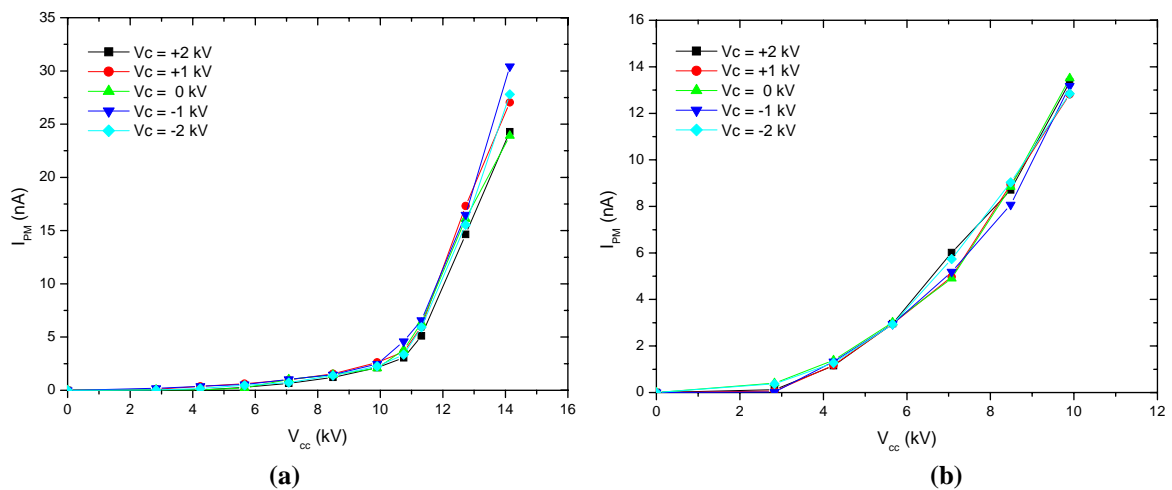


Figure II-44 : Réponse du PM suite à l'application d'une tension sinusoïdale superposée à une composante continue V_c (type B). a : 50 Hz, b : 500 Hz.

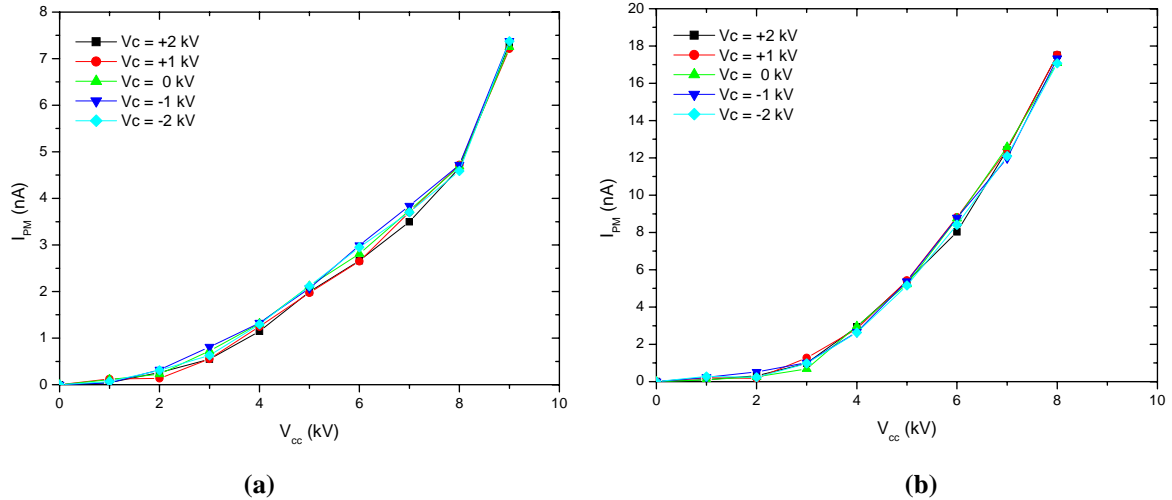


Figure II-45 : Réponse du PM suite à l'application d'une tension impulsionnelle associée à une composante continue V_C (type E). a : 50 Hz, b : 500 Hz.

3.3.4 Influence de la largeur de l'impulsion de tension

Pour cet essai, une tension impulsionnelle bipolaire (**D**) de 5 kV_{CC}, 500 Hz a été utilisée. La largeur de l'impulsion a été ajustée de 1 μ s à 1600 μ s. Dans ces conditions, pour des durées d'impulsion supérieures à 100 μ s (Figure II-46), le courant du PM se stabilise à un courant constant autour de 6 nA. La majeure partie de la lumière est émise pendant un temps court (1 μ s) juste après la montée de tension. La valeur de 100 μ s apparaît donc comme un temps caractéristique pendant lequel les décharges peuvent apparaître après la montée de la tension. Au-delà de ce temps, la charge d'espace injectée devient trop importante et écrête le champ d'injection. La charge d'espace régule le champ d'injection à un niveau constant ce qui conduit à une stabilisation du courant I_{PM} .

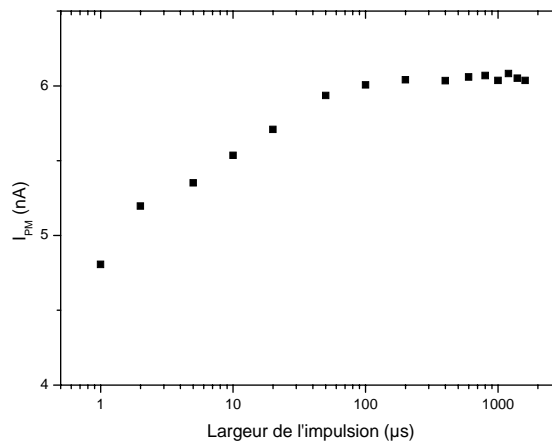


Figure II-46 : Courant du PM en fonction de la largeur de l'impulsion bipolaire (**D**), $V = 5$ kV_{CC}, 500 Hz, temps de montée = 0,34 μ s.

3.3.5 Discussion

Dans les diélectriques solides, liquides et gazeux, il est connu que lorsqu'il existe un champ très élevé sur une électrode, des charges électriques sont susceptibles d'être injectées dans le diélectrique : essentiellement des électrons ou des ions de même signe que l'électrode (homocharges). Ceci a pour effet de diminuer le champ électrique E à l'interface électrode isolant réellement présent. Ceci se traduit analytiquement par l'équation de Poisson :

$$\Delta V(M, t) = -\frac{\rho(M, t)}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad (\text{II.1})$$

où Δ , V , ρ , $(\varepsilon_0, \varepsilon_r)$ représentent respectivement le laplacien, le potentiel, la densité de charges électrique et la permittivité.

Dans ces conditions, \mathbf{E} résulte de la superposition du champ appliqué \mathbf{E}_L calculé sans charge ; (champ Laplacien) et du champ \mathbf{E}_C produit par la charge d'espace seule: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_L + \mathbf{E}_C$.

La Figure II-47a montre qualitativement l'influence de la charge injectée lorsqu'on applique un échelon de tension. A l'instant initial $t = 0$, il n'y pas de charge dans le diélectrique, le champ est donc maximum ; il correspond à l'intensité du champ Laplacien \mathbf{E}_L . Pour $t > 0$, des charges sont injectées, se propagent dans le diélectrique, et provoquent la diminution du champ. La cinétique est liée à la vitesse de propagation des charges qui dépend de leur mobilité. Dans nos expériences sous tension continue, presque aucune lumière n'est détectée. Ceci montre que \mathbf{E} est faible. Dans ce cas, $\mathbf{E}_C \approx -\mathbf{E}_L$ (le champ est pratiquement annulé par la charge d'espace au temps long).

Si le temps de montée est allongé (Figure II-47b), le champ n'atteint pas sa valeur maximale \mathbf{E}_L car l'injection se produit avant que la tension ait atteint son maximum. Pour retrouver la même valeur de champ, il faut donc appliquer une tension supérieure dans le cas d'un temps de montée long.

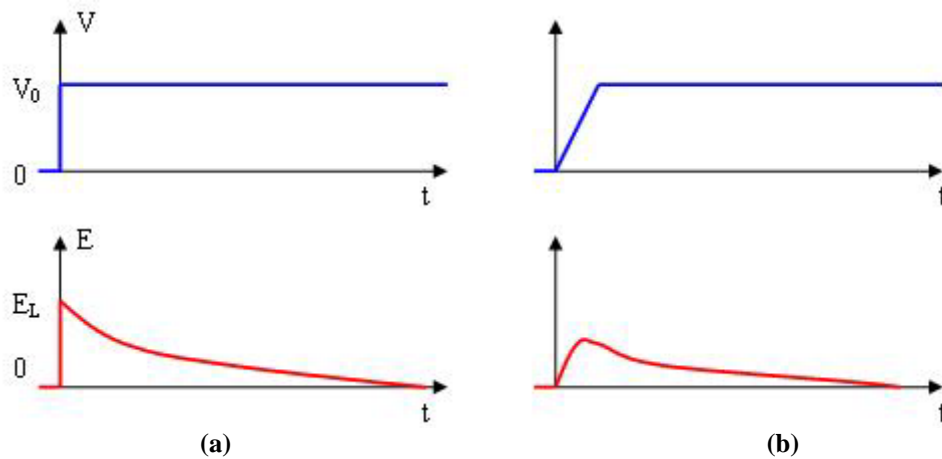


Figure II-47 : Evolution du champ sous l'effet d'un créneau de tension. a : temps de montée infini. b : temps de montée non infini.

La modélisation de ce phénomène d'injection unipolaire en champ fortement divergent est complexe et a été réalisée uniquement en régime stationnaire [71], le régime transitoire étant plus difficile à modéliser. Dans le cas d'une tension bipolaire (Figure II-48), la situation est rendue encore plus complexe car les ions injectés dans une polarité peuvent renforcer le champ dans la polarité opposée, se neutraliser sur l'électrode, et se recombiner avec les ions injectés de l'autre signe. La variation du champ est périodique et donnée qualitativement sur la Figure II-48. Les résultats obtenus dans ce paragraphe § II. 3.3 peuvent être expliqués qualitativement par l'influence de charges injectées dans le gel sous l'effet du champ très élevé. Il est toutefois très difficile de prédire quantitativement ces effets, la littérature sur les mécanismes d'injection et la mobilité des charges dans les gels étant quasi inexistante. La Figure II-46 fournit un ordre de grandeur du temps nécessaire (environ 100 μs) pour que la charge d'espace s'établisse.

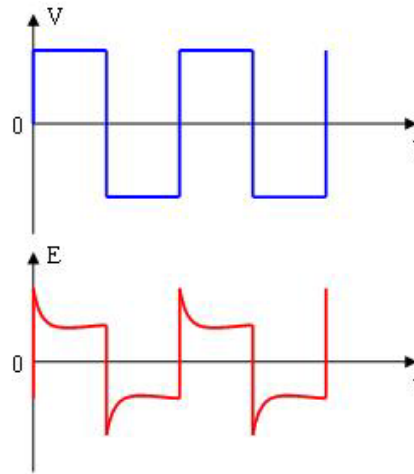


Figure II-48 : Variation du champ sous tension bipolaire.

Ces résultats concernant l'effet de la charge d'espace sur l'apparition de DP sont très comparables à ceux déjà obtenus dans le cas de liquides placés dans une géométrie similaire : le bord d'armature d'un condensateur [58]. De même en géométrie pointe-plan dans les liquides, l'effet du temps de montée sur l'apparition de décharges est également observable [58], avec des temps caractéristiques beaucoup plus courts ($< 1 \mu\text{s}$) en raison de la mobilité élevée des charges.

4 - DISCUSSIONS ET CONCLUSIONS

Suite à l'étude des phénomènes de DP sur les substrats recouverts de gel, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- Les renforcements de champ aux bords de la métallisation atteignent d'après la simulation des intensités supérieures à 430 kV/mm ce qui est assez important pour générer des DP. La forme de la métallisation, l'épaisseur du substrat et la permittivité des matériaux sont les paramètres les plus importants qui déterminent le champ à l'interface triple électrode/substrat/gel.

- La mise au point et la calibration de la technique optique montre que des mesures de DP sont réalisables optiquement quelle que soit la forme d'onde de tension appliquée, si le système à étudier est transparent. La sensibilité de cette technique peut être très élevée (inférieure au pC).

- Les investigations menées ont permis de mettre en évidence la TADP au-dessus de laquelle les DP se produisent, et un seuil de dégradation à court terme. Entre les deux seuils, en présence de DP de faibles amplitudes ($< 2 \text{ pC}$), aucune dégradation irréversible n'a été constatée pour des durées inférieures à 2 h. Il reste toutefois nécessaire de confirmer cette conclusion avec des durées beaucoup plus importantes (vieillessement à long terme), en présence de fronts raides, température élevée ou très basse, etc.

- La TADP est peu dépendante de la température, de même que l'amplitude des DP. Toutefois, la fréquence des décharges augmente fortement avec la température, ce qui pourrait notablement accélérer le vieillissement à long terme.

- La charge d'espace injectée à l'interface triple électrode/substrat/gel écrête le champ. Ces charges ont un effet important sur l'apparition des DP quand différents types d'onde de tension sont appliqués. Sous impulsions de tension, l'apparition de DP est favorisée car la tension s'établit en un temps trop court pour que l'injection de charge ait un effet. Celui-ci se manifeste avec des temps de montées plus longs, de l'ordre de $100 \mu\text{s}$. Sous tension alternative 50 Hz (conditions de test normalisé de DP), les tensions d'apparition de DP sont surévaluées par rapport aux conditions de fonctionnement

sous ondes à front raide, par exemple il a un décalage d'environ 30% entre les phénomènes qui apparaissent en alternatif et ceux se produisant pour des temps de montée très court ($0,34 \mu\text{s}$). Sous tension continue (correspondant à un temps de montée infini), aucune DP n'est enregistrée.

Dans le chapitre suivant, nous étudierons l'apparition de DP en géométrie pointe-plan, qui présente l'avantage d'avoir une géométrie contrôlée qui permet le calcul de champ et la visualisation des DP avec un fort grandissement.

CHAPITRE III

DECHARGES PARTIELLES ET STREAMERS DANS LE GEL EN CONFIGURATION POINTE-PLAN

Dans le chapitre précédent, nous avons caractérisé les décharges partielles dans des substrats céramiques. L'effet de la charge d'espace a été souligné ainsi que l'origine supposée des DP : décharges dans des cavités ou dues à un mécanisme de type « effet couronne ». Dans ce chapitre, nous avons analysé le comportement du gel dans une géométrie pointe-plan dans laquelle le renforcement local du champ est maîtrisé et permet la visualisation, afin de mieux caractériser et comprendre les mécanismes de DP. Des essais ont été réalisés sous tension alternative et impulsionnelle.

1 – DECHARGES PARTIELLES EN GEOMETRIE POINTE-PLAN SOUS TENSION ALTERNATIVE 50 HZ

1.1 CELLULE DE MESURE ET DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Le gel silicone est étudié dans une cellule de géométrie pointe-plan dont la structure est décrite sur la Figure III-1. Les pointes ont été achetées ou réalisées par voie électrochimique. Les pointes fournies par la société Ogura Jewels possèdent un rayon de courbure compris entre 1 et 1,5 μm , un diamètre de 0,8 mm et un angle au sommet de 30°. Les aiguilles fabriquées par érosion électrochimique d'un fil de tungstène de 0,75 mm de diamètre [72] ont un rayon de courbure entre 0,9 et 1,5 μm . La pointe est maintenue par une sphère en laiton fixée sur un support en téflon. La distance inter-électrode a été fixée entre 3 et 9 mm selon les tests effectués. Tout l'ensemble est placé dans un conteneur en acier muni de résistances. Une régulation en température permet de travailler sous température contrôlée. Le gel silicone a été polymérisé directement dans le récipient suivant une procédure identique à celle décrite dans le chapitre précédent.

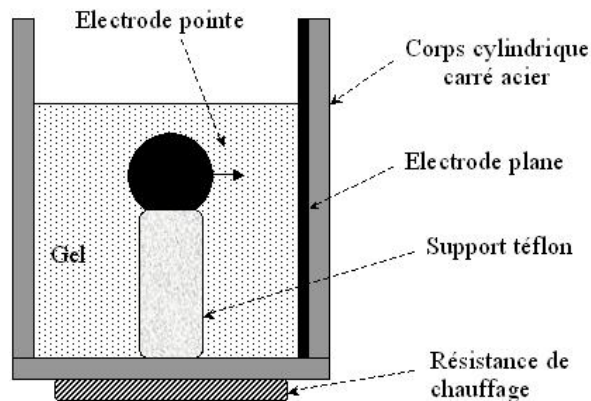


Figure III-1 : Cellule de mesure pointe-plan.

1.2 CARACTERISATION DES DECHARGES PARTIELLES

Les protocoles de mesures électriques et optiques sont similaires à ceux employés lors des mesures avec les substrats. Les résultats obtenus sur plusieurs échantillons mettent en évidence un comportement reproductible. Sur la Figure III-2, nous donnons un exemple des courants moyens détectés par le PM et la mesure de DP en fonction de la tension. Les deux courants I_{PM} et I_{DP} augmentent avec la même dynamique, ce qui confirme l'intérêt de la mesure optique pour analyser les DP. Dans la Figure III-2, pour des tensions inférieures à 8,2 kV_{CC}, aucun phénomène d'électroluminescence précédant l'apparition de décharges n'est détectée, contrairement à ce qui apparaissait sur les substrats. Le phénomène d'électroluminescence observé sur les substrats semble donc provenir de la céramique et non du gel silicone.

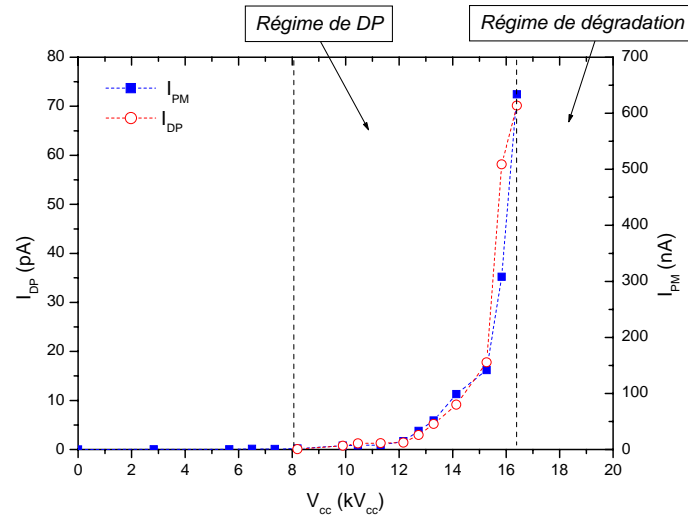


Figure III-2 : Evolution de la lumière émise et du courant moyen de DP en fonction de la tension alternative 50 Hz. Echantillon A ($r_0 = 0,8 \mu\text{m}$; $d = 3 \text{ mm}$).

Au-dessus de la TADP à 8,2 kV_{cc} (mesurée électriquement avec une sensibilité de 0,2 pC) l'intensité de la lumière émise autour de la pointe est très faible (Figure III-3) ; elle augmente cependant rapidement avec le niveau de tension. Les tests n'ont montré aucune indication d'évolution pour des durées inférieures à 30 minutes : les phénomènes de DP sont reproductibles.

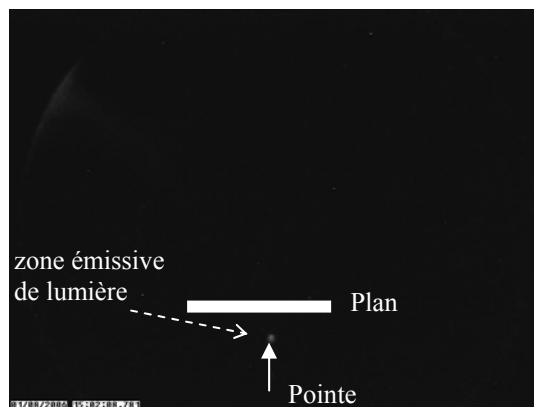


Figure III-3 : Localisation des décharges par imagerie à 15,3 kV_{cc}. Echantillon A ($r_0 = 0,8 \mu\text{m}$; $d = 3 \text{ mm}$). Le spot représente la zone d'émission de lumière par décharges.

Nous donnons sur les Figure III-4 et Figure III-5 des distributions typiques de DP. Les décharges sont relativement symétriques sur les deux alternances. Sur chacune d'elles l'amplitude des décharges augmente avec la tension. Le nombre de décharges négatives est beaucoup plus grand que celui des décharges positives. Elles ont tendance à s'éteindre autour du maximum de la tension, aussi bien en polarité positive que négative. Après le passage de la tension crête des décharges perdurent mais de moindres amplitudes.

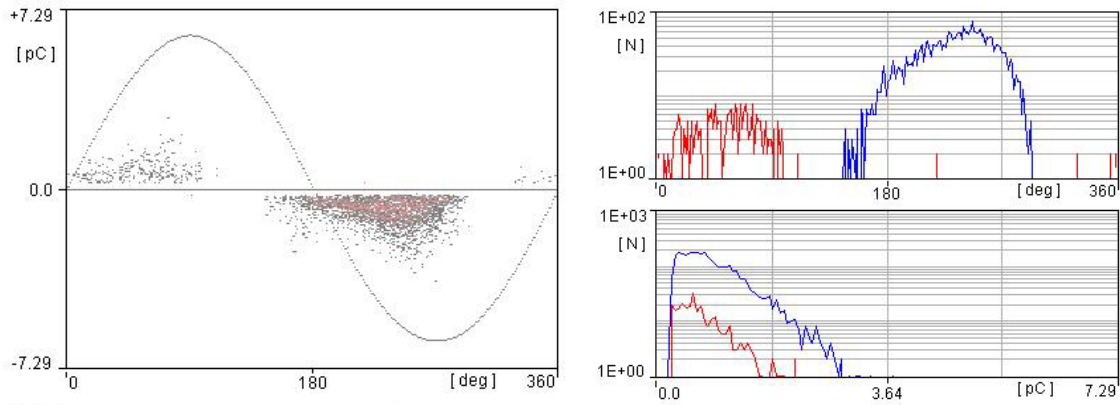


Figure III-4 : Distribution des décharges en fonction de la phase de la tension à 14,1 kV_{CC}. Echantillon A ($r_0 = 0,8 \mu\text{m}$; $d = 3 \text{ mm}$). Les décharges négatives sont en bleu.

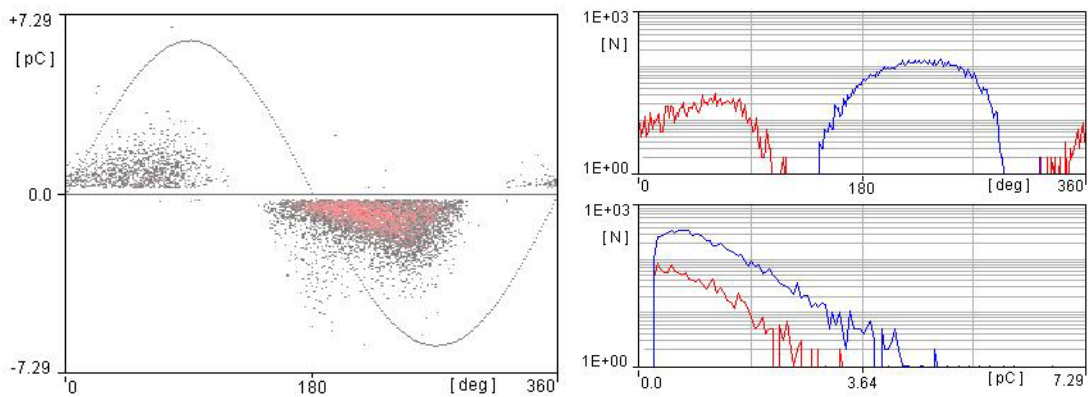


Figure III-5 : Distribution des décharges en fonction de la phase de la tension à 15,3 kV_{CC}. Echantillon A ($r_0 = 0,8 \mu\text{m}$; $d = 3 \text{ mm}$).

A partir de 16,4 kV_{CC} (Figure III-6), une tache lumineuse de forte intensité apparaît à l'extrémité de la pointe. Elle est d'autant plus grande en surface et en intensité que la tension est élevée. Si la tension est ensuite diminuée, un effet de rémanence est identifié et se traduit par un spot lumineux persistant. La TADP est alors réduite, passant de 8,2 kV_{CC} à 4,2 kV_{CC}. Ce phénomène est lié à la dégradation irréversible du gel silicone, qui se produit pour des tensions un peu inférieures à la tension de claquage. Les distributions des DP montrent une augmentation notable du nombre et de l'amplitude des décharges.

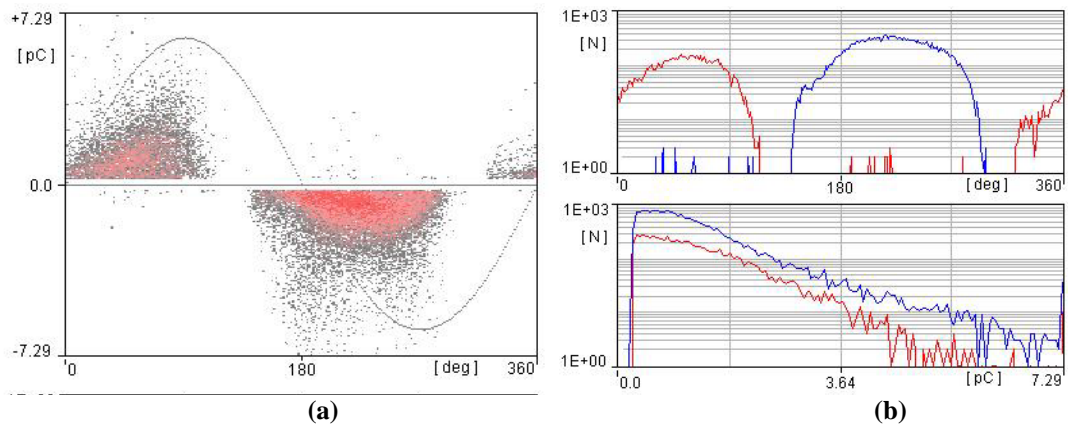


Figure III-6 : Distribution en phase de la tension (a) et localisation (b) des décharges à 16,4 kV_{CC}. Echantillon A ($r_0 = 0,8 \mu\text{m}$; $d = 3 \text{ mm}$).

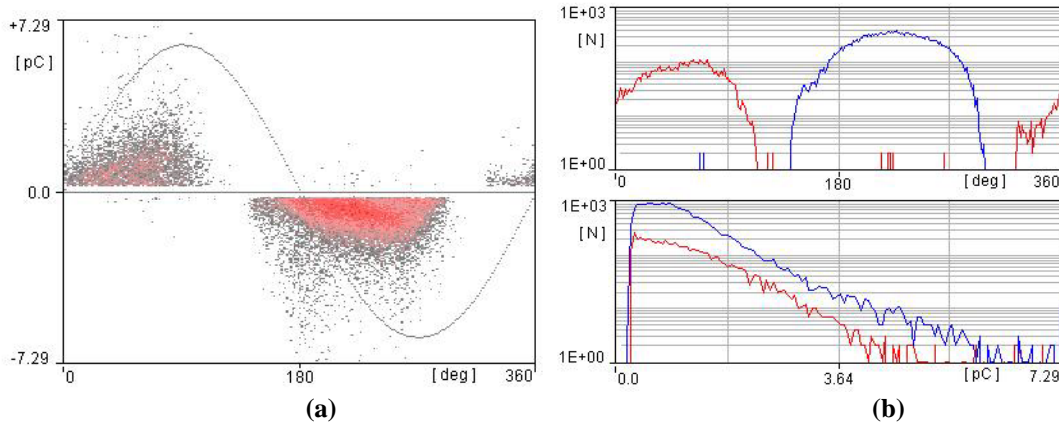


Figure III-7 : Distribution et localisation des décharges en fonction de la phase de tension à 15,3 kV_{CC}. Phase de décroissance de la tension après la dégradation irréversible du gel. Echantillon A ($r_0 = 0,8 \mu\text{m}$; $d = 3 \text{mm}$).

1.3 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

Le protocole de mesure de l'influence de la température est identique à celui utilisé avec les substrats. La variation de la TADP en fonction de la température est présentée sur la Figure III-8. Les mesures ont été réalisées avec 3 cellules différentes. La distance inter-électrode d a été maintenue constante et égale à 3 mm tandis que le rayon de courbure des pointes n'est pas parfaitement identique d'une cellule à l'autre. Chaque point sur la Figure III-8 représente une moyenne sur 3 mesures. Les résultats obtenus avec toutes les cellules testées montrent que l'influence de la température n'est pas très importante : comme sur les substrats, la TADP diminue légèrement lors de l'augmentation de la température entre 20 et 120°C.

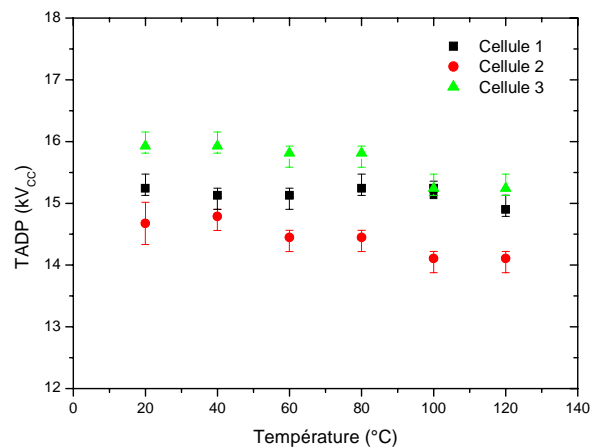


Figure III-8 : Variation de la TADP en fonction de la température. Chaque point représente la moyenne de 3 mesures.

Sur la Figure III-9a et b sont données la variation du photo-courant du PM et du courant moyen de DP pour différentes températures jusqu'à 100°C. Toutes les courbes évoluent globalement selon une dynamique exponentielle. En deçà de 60°C, l'évolution du courant I_{DP} est indépendante de la température. L'effet de la température devient plus important à partir de 60°C : le courant I_{DP} augmente lorsque la température est élevée.

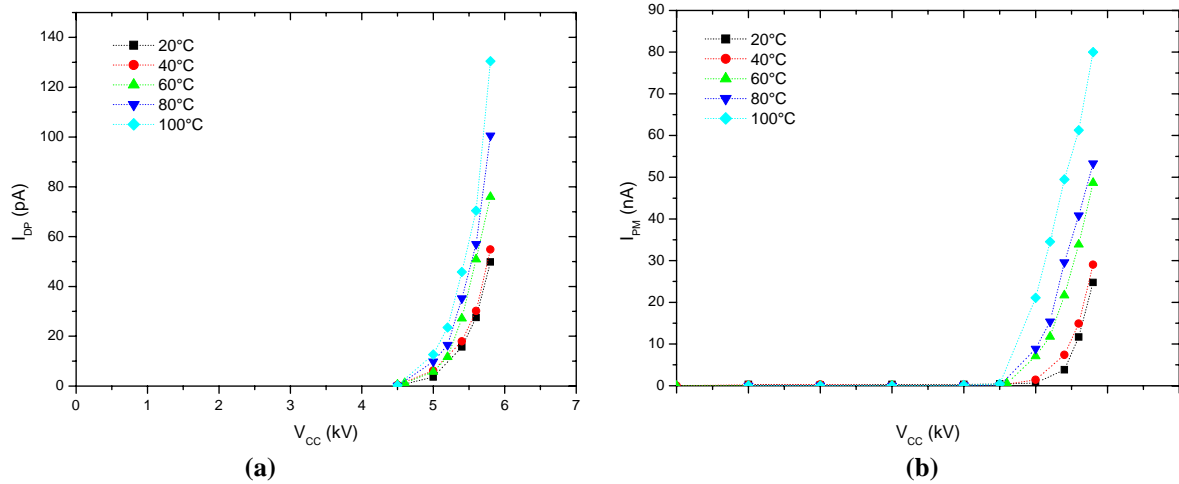


Figure III-9 : Evolution du courant moyen des décharges (a) et du photo-courant du PM (b) en fonction de la tension appliquée pour différentes températures. Echantillon B ($r_0 = 1,4 \mu\text{m}$, $d = 4 \text{ mm}$).

Nous donnons sur la Figure III-10 la distribution des décharges enregistrée avec la même cellule à 16 kV_{CC} , à 20°C et 100°C . La phase où se produisent les décharges ne varie pas entre 20°C et 100°C . Par contre, à 100°C , le nombre et l'amplitude des décharges sont plus élevés qu'à 20°C .

La caractérisation des DP dans une géométrie pointe-plan permet donc de confirmer certains phénomènes mis en évidence sur les substrats, notamment la faible variation de la TADP avec la température. Le seuil de changement de comportement apparaît quelle que soit la géométrie employée autour de 60°C . Nous avons également mis en évidence le fait que l'électroluminescence observée avec les substrats provient du substrat et non du gel. L'absence d'électroluminescence facilite la détection des décharges par voie optique. Pour améliorer la compréhension des mécanismes à l'origine des DP, et notamment ceux liés à la formation de micro-cavités, des expériences ont été mises en place pour visualiser les phénomènes à l'échelle microscopique, sous tension impulsionnelle, puis alternative.

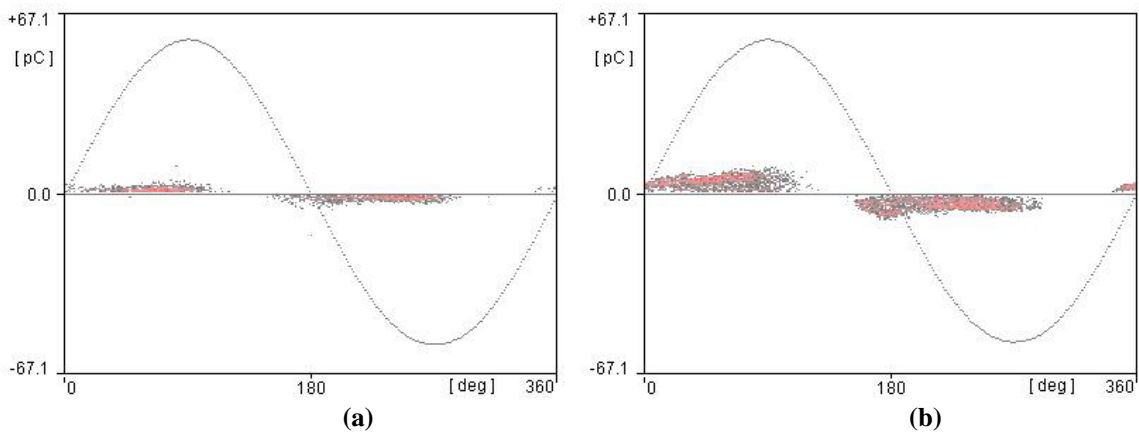


Figure III-10 : Distribution des décharges en fonction de la phase de tension à 20°C (a) et 100°C (b), à $V = 16 \text{ kV}_{CC}$. Echantillon B ($r_0 = 1,4 \mu\text{m}$, $d = 4 \text{ mm}$).

2 - PHENOMENES DE « STREAMERS » DANS LE GEL SILICONE

2.1 CELLULE DE MESURE ET DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

2.1.1 Cellules de mesure

Nous avons conçu un système qui permet grâce à la transparence du gel de visualiser la formation de streamers et de cavités dans une configuration pointe-plan. La cellule de test n°1 permet d'appliquer la haute tension sur la pointe tandis que sur la deuxième la pointe est connectée à la masse. La cellule n°1 (Figure III-11) est constituée d'un corps cylindrique en laiton de 30 mm de diamètre intérieur, d'un hublot en verre pour visualiser l'espace inter-électrode et d'un système d'électrode pointe-plan. La pointe d'acier ou de tungstène est maintenue par un porte-électrode noyé dans une traversée isolante en téflon.

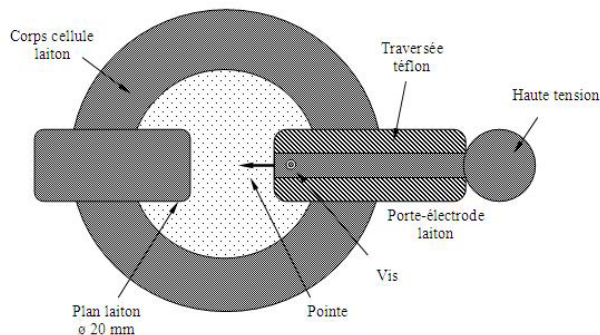


Figure III-11 : Schéma de la première cellule. Diamètre intérieur : 30mm.

La deuxième cellule (Figure III-12) permet d'appliquer la haute tension sur le plan et la masse sur la pointe. Cette configuration où la pointe est isolée et blindée dans un tube de 4 mm facilite la mesure de la charge des streamers en réduisant la capacité pointe-plan.

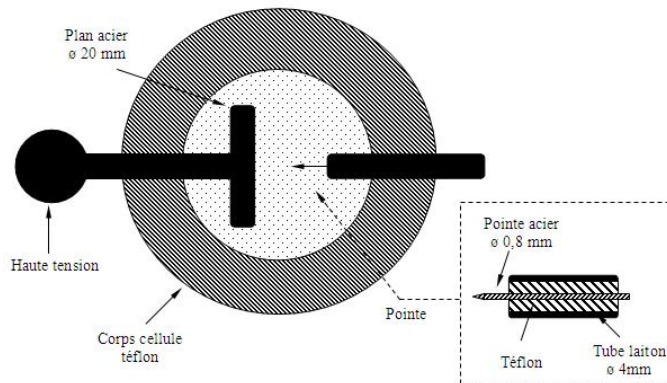


Figure III-12 : Schéma de la seconde cellule.

2.1.2 Dispositifs d'étude des streamers sous tension impulsionnelle

Pour la visualisation des streamers en impulsionnel nous avons mis en place un banc de test spécifique montré sur la Figure III-13. Le montage est composé d'un montage optique (système de visualisation et de traitement d'image), d'un générateur d'impulsion haute tension, d'un système de synchronisation et d'un système de mesure de la charge des streamers. La cellule et le montage optique ont été placés dans une cage de Faraday hermétique à la lumière.

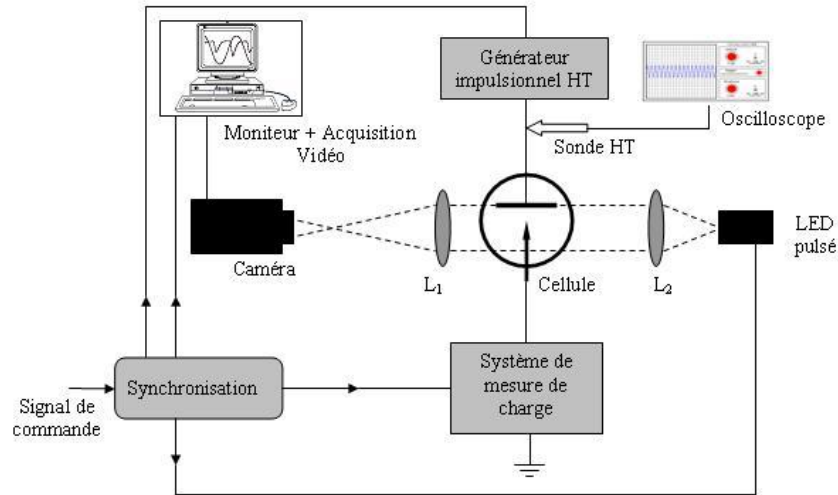


Figure III-13 : Montage expérimental pour l'étude des streamers sous tension impulsionnelle.

Les streamers étant des phénomènes rapides, leur visualisation nécessite l'utilisation de matériels spécifiques rapides. Dans nos travaux, nous avons utilisé la technique d'ombroscopie qui consiste à éclairer à l'aide d'une lampe flash l'espace inter-électrode, et à photographier l'ombre générée par le streamer. La lentille L_2 permet de focaliser la source de lumière sur la zone d'apparition des streamers et l'objectif de microscope L_1 permet de projeter l'image des streamers sur le capteur CCD de la caméra. Un tel montage optique permet la visualisation des streamers avec une résolution optique de l'ordre de quelques μm , et une résolution temporelle qui dépend de la durée du flash (au minimum de 200 ns avec la LED pulsée utilisée ici). L'acquisition des images est réalisée à l'aide d'une carte DT 3120 connectée à un ordinateur.

Trois générateurs d'impulsion composent le bloc synchronisation. Après l'envoi d'une impulsion de commande sur l'alimentation un créneau haute tension est généré après un temps T_1 (Figure III-14). La LED est alimentée pendant une durée D après un retard T_2 ajustable qui permet l'observation à différents instants suivant l'application de la tension.

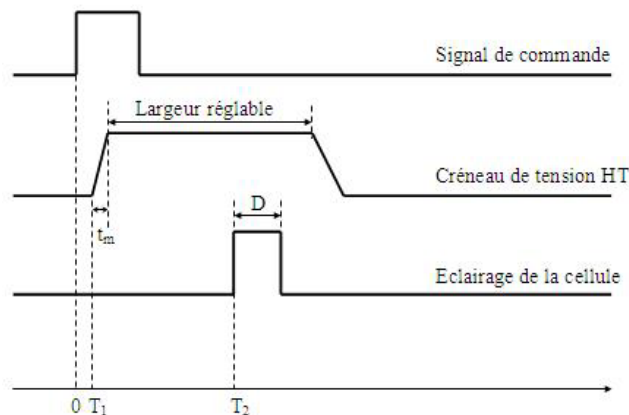


Figure III-14 : Séquence de déclenchement et prise d'une image

2.1.2.1 Générateurs d'impulsion haute tension

Deux générateurs d'impulsion à tube de polarité positive et négative qui fournissent des tensions maximales respectivement de 50 kV et de 20 kV ont été utilisés pendant les essais.

- Générateur négatif : Tube EIMAC 4PR60 de tension maximale -20 kV, de temps de montée 200 ns.
- Générateur positif : Tube EIMAC 4PC250C de tension maximale 50 kV, de temps de montée 0.5µs.

Le principe de fonctionnement des générateurs est donné sur la Figure III-15 et la Figure III-16.

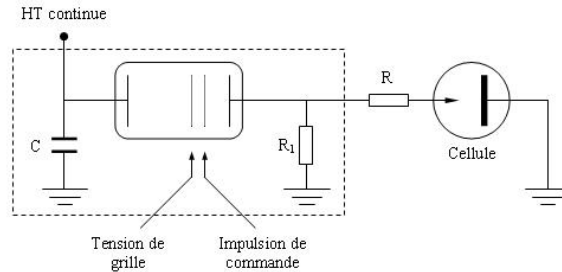


Figure III-15 : Générateur de créniaux haute tension positifs à tube.

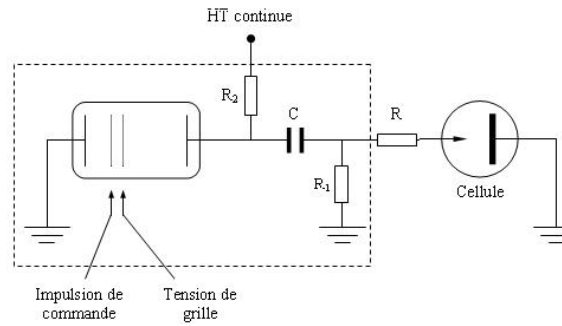


Figure III-16 : Générateur de créniaux haute tension négatifs à tube.

2.1.2.2 Mesure de charge des streamers

Sous tension impulsionnelle, il circule dans la cellule durant le temps de montée de l'impulsion de tension un courant capacitif $i_C = C_p \cdot du/dt$ de l'ordre de plusieurs dizaines de milliampères. C_p correspond à la capacité de la cellule. Ce courant transitoire masque totalement le courant associé à la génération des streamers qui est de l'ordre de quelques dizaines de microampères. Etant difficile, voire impossible, d'apprécier la charge du streamer à partir de la mesure du courant, nous avons utilisé un système de mesure de la charge. Dans les liquides, une technique sophistiquée basée sur une mesure différentielle a été développée permettant la mesure de charge avec une haute sensibilité inférieure à 1 pC [73, 74]. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser une cellule dont la structure est complexe. Dans cette étude, la dégradation rapide du gel silicone nous impose la re-fabrication du gel fréquemment. Le changement du gel s'accompagne de nombreuses étapes : dissolution du gel avec des solvants, changement de la pointe, remplissage sous vide, ce qui n'est pas compatible avec la cellule développée dans [73]. Une autre technique moins sensible mais plus simple de mise en œuvre, déjà utilisée dans [75], a été choisie. Le principe de la mesure consiste à relever la tension restant aux bornes d'une capacité C en série avec la cellule d'essai (Figure III-17) quand la tension appliquée est totalement revenue à zéro, et d'en déduire la charge du streamer.

Quand un streamer est généré, le courant traversant la cellule est dû à l'addition du courant de charge de la cellule et du courant dû au streamer. Le potentiel U_c aux bornes de la capacité C pendant l'impulsion est :

$$U_c = \frac{Q_p + Q_s}{C} \quad (\text{III.1})$$

(où $Q_p = C_p \cdot U$ est la charge des électrodes, et Q_s la charge du streamer).

Lorsque la tension U revient à zéro, la tension aux bornes de C vaut :

$$U_c = \frac{Q_p + Q_s}{C} - \frac{Q_p}{C} = \frac{Q_s}{C} \quad (III.2)$$

La mesure de U_c lorsque la tension est totalement revenue à zéro permet donc la mesure de la charge du streamer. Les étapes successives pour réaliser une mesure de charge sont données sur la Figure III-18 :

- ouverture du relais R_1 (le relais R_2 étant ouvert);
- application du créneau haute tension de durée T_{HT} ;
- après un retard T_{R2} ajustable entre 0,2 et 4 s pour permettre à la tension appliquée de descendre totalement à zéro, fermeture du relais R_2 pour la mesure de U_c .

En pratique, la résolution maximale du dispositif est de l'ordre de 3 pC.

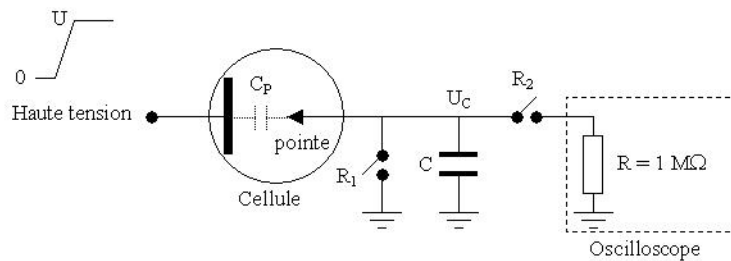


Figure III-17 : Schéma de principe de mesure de charge des streamers sous tension impulsionnelle.

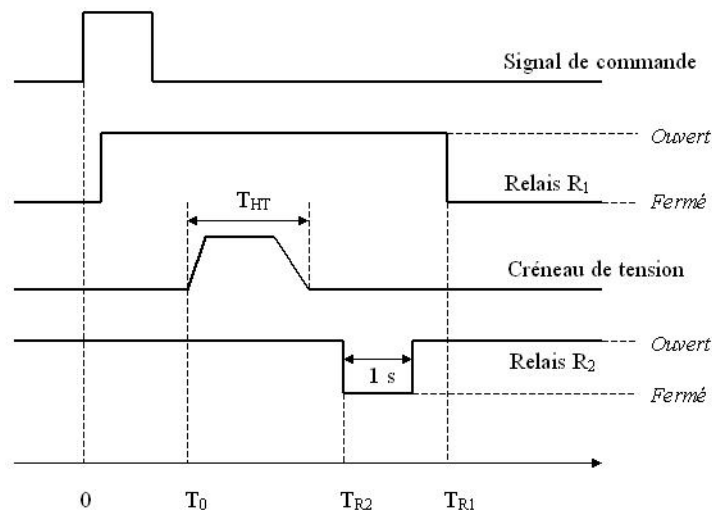


Figure III-18 : Principe de mesure de charges des streamers sous tension impulsionnelle.

2.2 CARACTERISATION DES STREAMERS SOUS TENSION IMPULSIONNELLE

2.2.1 Protocole expérimental

Les études de génération des streamers, positifs ou négatifs, ont été réalisées en utilisant la première cellule. La pointe est donc portée à la haute tension. Le protocole de mesure consiste à augmenter progressivement l'amplitude du créneau de tension appliqué jusqu'à l'apparition d'un

streamer. Sauf indication contraire, la durée du créneau de tension est fixée à 10 μ s et la photographie des streamers a été prise à la fin du créneau de tension.

2.2.1.1 Polarité positive

Pour la polarité positive de la pointe, nous avons détecté à partir d'environ 11 kV, une zone sombre de forme approximativement cylindrique à l'extrémité de la pointe (rayon de courbure $r_0 = 1,3$, distance $d = 3$ mm, Figure III-19). Ce premier type de streamers se propage vers l'électrode opposée durant toute la durée du créneau de tension. Par la suite, ils se contractent et disparaissent complètement. L'augmentation de la tension ne provoque pas de modification importante de leur forme (Figure III-19). La taille du streamer augmente en diamètre et en longueur. Ces streamers seront par la suite qualifiés de « streamers lents ».

A partir d'une tension d'environ 13,5 kV, des streamers de formes filamenteires beaucoup plus longs et rapides que les précédents apparaissent. Ce deuxième type de streamer « filamenteire rapide » présente de nombreuses branches et ramifications (Figure III-20), d'autant plus nombreuses que la tension augmente. Les branches se répartissent dans un large cône issu de la pointe. Comme les streamers lents, les streamers filamenteires se propagent puis disparaissent totalement après un certain temps. Dans ces expériences, les streamers lents ne conduisent jamais au claquage. Lorsque la tension est augmentée, ce sont les streamers de type filamenteire rapide qui sont à l'origine du claquage du gel.

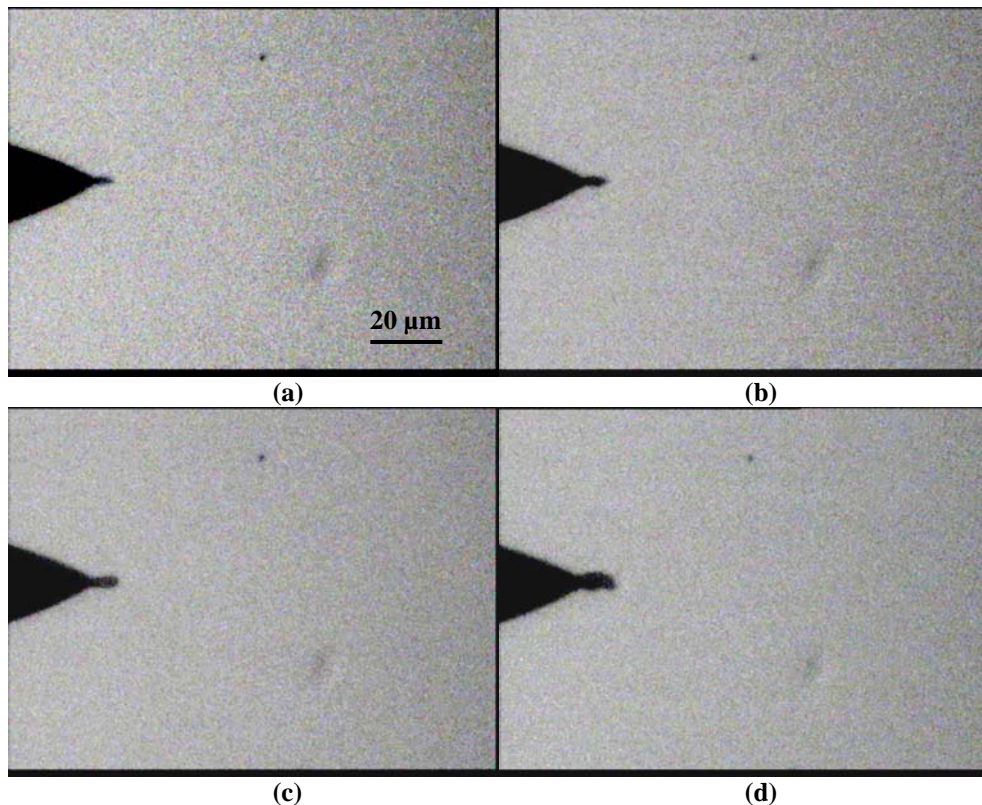


Figure III-19 : Photographie d'un streamer lent à différentes tensions :
(a) $V = 11,5$ kV, (b) $V = 12,5$ kV, (c) $V = 13,5$ kV, (d) $V = 14,5$ kV.
Pointe de polarité positive, $r_0 = 1,3$ μ m, $d = 3$ mm.

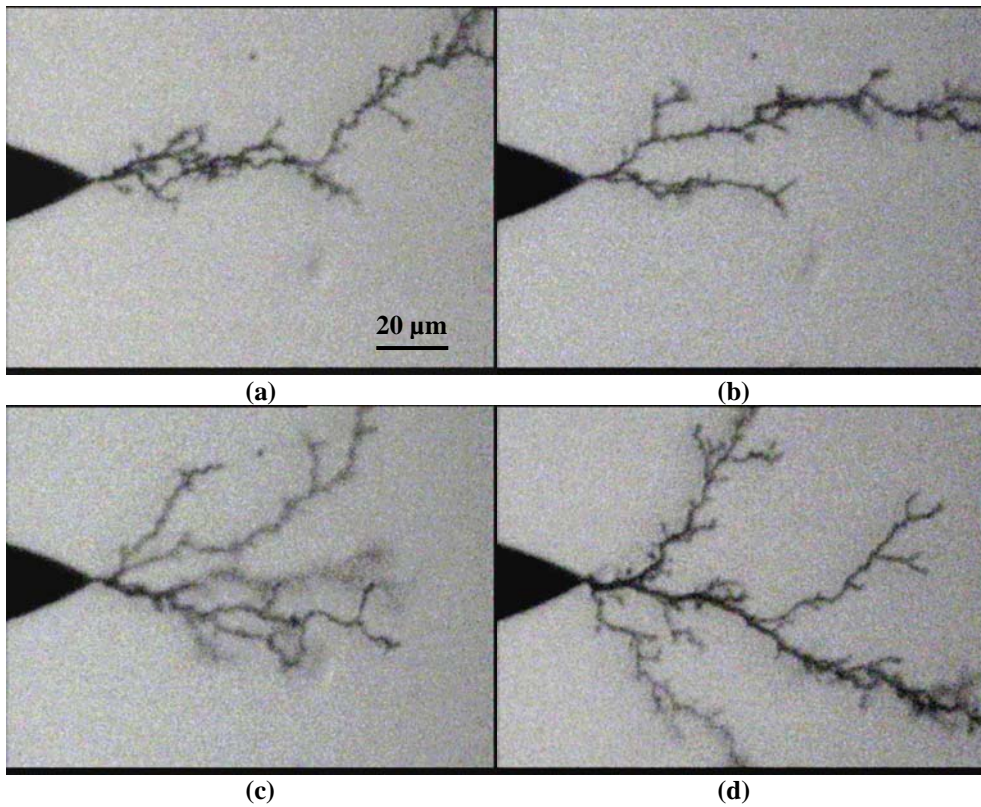


Figure III-20 : Photographie d'un streamer rapide filamentaire à différentes tensions :
(a) $V = 14$ kV, (b) $V = 15$ kV, (c) $V = 16$ kV, (d) $V = 17$ kV.
Pointe positive, $r_0 = 1,3$ μm, $d = 3$ mm.

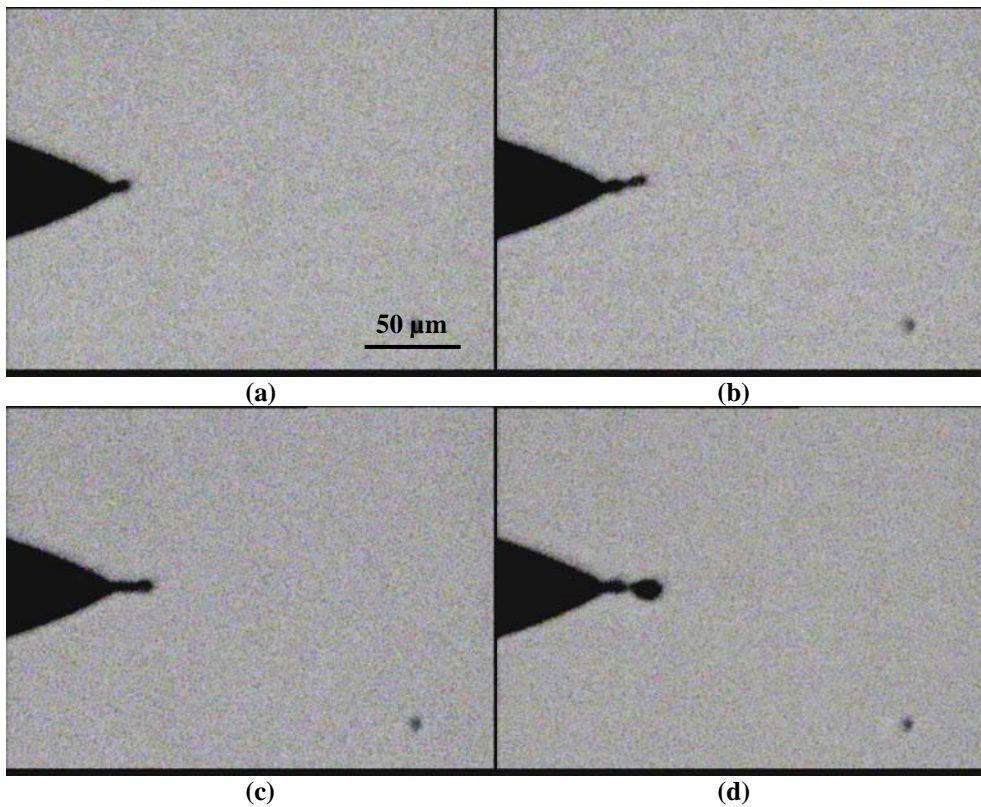


Figure III-21 : Photographie d'un streamer lent à différentes tensions :
(a) $V = 13$ kV, (b) $V = 14$ kV, (c) $V = 16$ kV, (d) $V = 18$ kV.
Pointe négative, $r_0 = 1,3$ μm, $d = 3$ mm.

2.2.1.2 Polarité négative

Pour la pointe de polarité négative, seuls des streamers lents sont mis en évidence. La Figure III-21 montre la génération et la propagation de ce type de streamer. Le deuxième type de streamer (filamentaire) n'a pas été observé avec la pointe négative, même pour des tensions supérieures à 20 kV.

2.2.1.3 Dégradation du gel

Au cours de tous nos essais avec des cellules neuves, les streamers se propagent, puis ils disparaissent totalement sans laisser de trace visible. Ce comportement a été mis en évidence quelle que soit la polarité de la pointe. Par contre, lorsque les essais sont répétés de nombreuses fois sur une même cellule, un changement de la forme des streamers lents est mis en évidence (Figure III-22), et des dégradations irréversibles apparaissent dans le gel au voisinage de la pointe (Figure III-23), en particulier quand des streamers rapides filamentaires ont été générés. Les dégradations se traduisent par une modification de l'indice de réfraction du gel et la création de cavités permanentes. Dans ces zones, des « nœuds » de réticulation de la structure du gel peuvent être cassés et donc donner lieu à la libération de phases liquides.

Ce comportement montre que le gel possède certaines propriétés d'auto-cicatrisation lorsqu'un nombre limité de DP est apparu. En revanche, des décharges répétitives créent rapidement des « défauts » irréversibles, comme des cavités qui pourront à leur tour être à l'origine de nouvelles DP. Ce comportement sera effectivement observé sous tension alternative. En conséquence, les expériences concernant les streamers ont été réalisées sur des cellules neuves, dans lesquelles le nombre de mesures a été limité. Ceci a imposé de renouveler fréquemment le gel pour obtenir les résultats présentés par la suite.

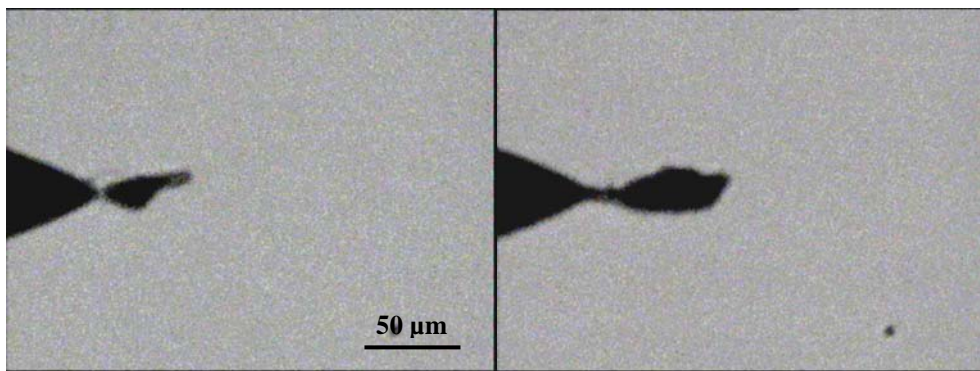


Figure III-22 : Changement de la forme des streamers lents après une succession de tests sur la même cellule. Pointe négative, $r_0 = 1,3 \mu\text{m}$, $d = 3 \text{ mm}$, $V = 18 \text{ kV}$.

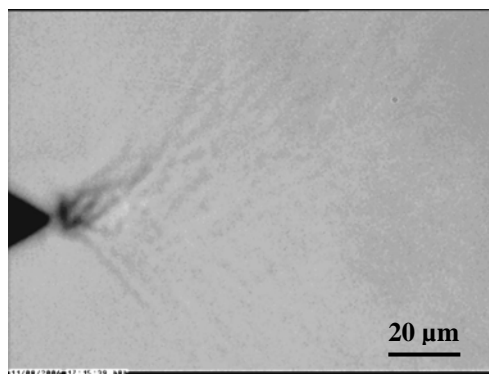


Figure III-23 : Image des dégradations irréversibles du gel silicone provoquées par streamers filamentaires.

2.2.2 Génération des streamers

Expérimentalement, nous observons qu'il n'existe pas une valeur parfaitement définie de la tension à partir de laquelle les streamers lents ou filamenteux apparaissent. Par exemple, à 14 kV des streamers positifs lents ou filamenteux peuvent être observés dans les mêmes conditions. Il est donc nécessaire d'utiliser une méthode statistique pour mesurer la tension de génération des streamers. Cette méthode consiste à mesurer la probabilité d'apparition des streamers pour une tension donnée. La tension seuil d'apparition a été souvent définie arbitrairement dans la littérature comme celle correspondant à une probabilité de 50% [73, 76]. Pour les pointes de polarité positive, la probabilité d'apparition des streamers lents et filamenteux en fonction de la tension est donnée sur la Figure III-24. Chaque probabilité correspond à une série de 20 essais réalisés à tension constante. A faible tension nous observons principalement des streamers lents, qui font progressivement place à des streamers filamenteux quand la tension augmente. Les seuils d'apparition sont respectivement de 11,2 kV et 13,5 kV pour les streamers lents et rapides (avec $r_0 = 1,7 \mu\text{m}$ et $d = 3 \text{ mm}$).

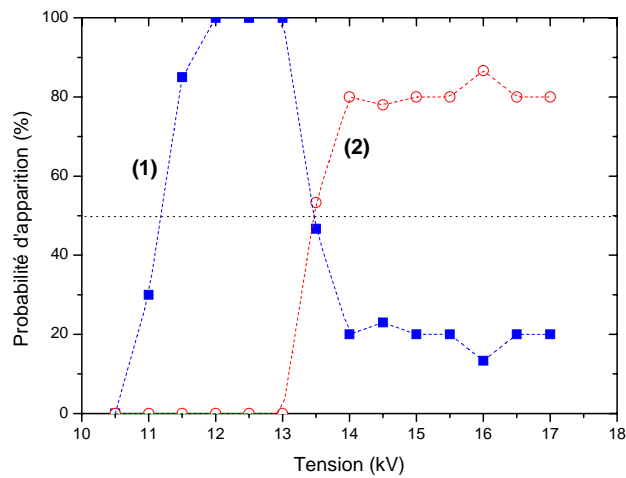


Figure III-24 : Probabilité d'apparition des streamers lents (1) et filamenteux (2) en fonction de la tension. Pointe positive, $r_0 = 1,7 \mu\text{m}$; $d = 3 \text{ mm}$.

En polarité négative, seuls des streamers lents ont été détectés (Figure III-25). Leur probabilité d'apparition passe de 0 à 100% sur une plage de tension assez large qui s'étend de 12 à 15,5 kV. La tension de génération des streamers lents est d'environ 13,8 kV avec $r_0 = 1,7 \mu\text{m}$ et $d = 3 \text{ mm}$.

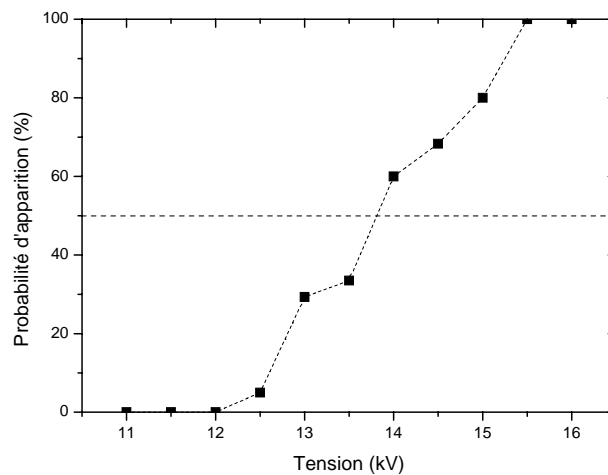


Figure III-25 : Probabilité d'apparition des streamers lents en fonction de la tension. Pointe négative, $r_0 = 1,7 \mu\text{m}$, $d = 3 \text{ mm}$.

Les champs de génération des streamers sur la pointe peuvent être calculés en utilisant l'approximation hyperboloïdale [71]. La valeur du champ à l'extrémité de la pointe est donnée par l'expression :

$$E_0 = \frac{2U_0}{r_0 \ln(4d / r_0)} \quad (\text{III.3})$$

où D : distance inter-électrodes,
 U₀ : potentiel de la pointe
 r₀ : rayon de courbure de la pointe

En polarité négative, le champ de génération des streamers lents que nous mesurons est de 18 MV/cm, ce qui correspond à une tension de génération de 13,8 kV (Figure III-25). En polarité positive, le champ de génération des streamers lents est de 15 MV/cm correspondant à une tension de génération de 11,2 kV (Figure III-24).

2.2.3 Propagation des streamers

La Figure III-26 montre des séquences typiques de développement et de disparition de streamers lents lorsqu'un créneau négatif a été appliqué sur la pointe. Nous observons toujours les streamers de forme "sphérique" quel que soit l'instant de prise de vue. Les streamers perdurent pendant des durées de l'ordre de 10 ms avant leur disparition totale.

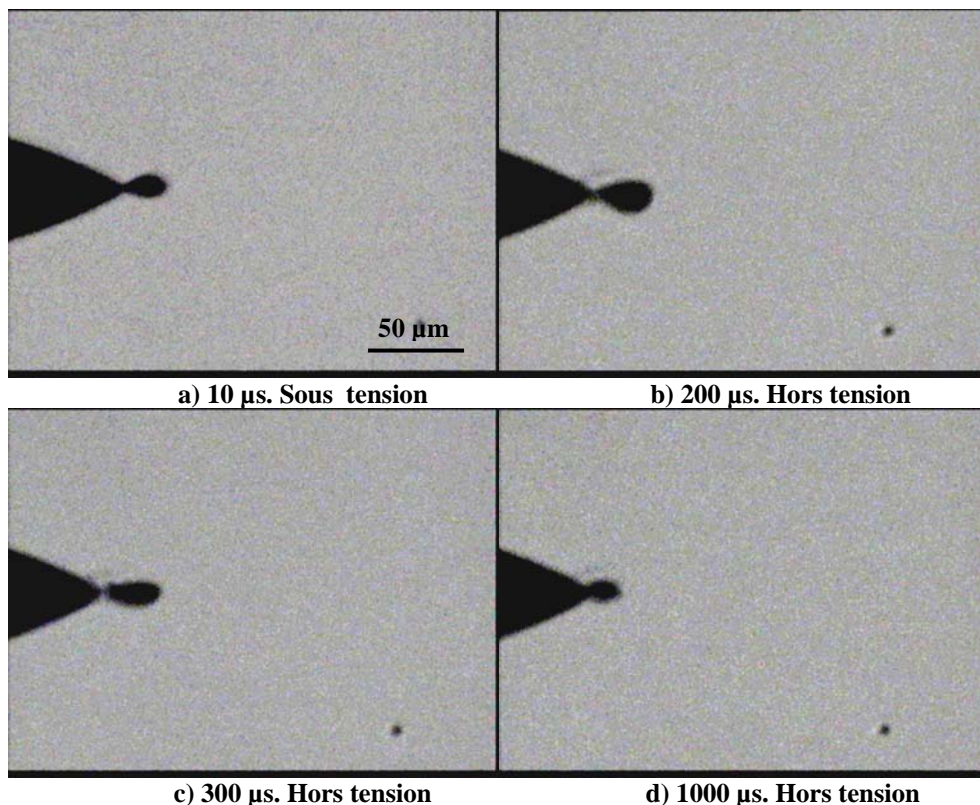


Figure III-26 : Développement et disparition des streamers lents à différents instants :
 a) t = 10 µs, b) 200 µs, c) 300 µs, d) 1000 µs.

Pointe négative, V = 18 kV, r₀ = 1,8 µm, d = 3 mm, durée d'impulsion = 10 µs. Sur la figure, les images sont prises au cours de 4 essais.

En polarité positive, la phénoménologie est identique pour les streamers lents. Par contre, l'observation et la mesure des grandeurs qui caractérisent la propagation des streamers filamenteux au cours du temps n'ont pas été réalisées en raison de la limitation de la résolution temporelle de notre

système de mesure. La vitesse de propagation des streamers filamenteux dans certains hydrocarbures ainsi que dans l'huile silicone est très rapide, de l'ordre de 1 à 100 km/s [77, 78, 79]. Lors de nos mesures, nous avons constaté que la propagation des streamers filamenteux se produit pendant un temps comparable à la durée du flash lumineux, ce qui permet d'estimer l'ordre de grandeur de leur vitesse à 10 km/s.

2.2.3.1 Streamers positifs filamenteux rapides

Etant donné que les streamers positifs filamenteux rapides se propagent pendant un temps beaucoup plus court que la durée de l'impulsion de tension, la mesure de l'allongement maximum L_m de ces derniers peut être mesurée à la fin du créneau de tension. Elle correspond à la distance séparant la pointe de l'extrémité du filament le plus long. Les mesures des longueurs L_m présentent une dispersion importante, due en partie à la méthode utilisée et surtout au phénomène physique lui-même. Une vingtaine d'essais ont été réalisés à chaque niveau de tension. La variation de la longueur finale des streamers filamenteux en fonction de la tension est donnée sur la Figure III-27. En extrapolant cette courbe à la longueur $L_m = 0$, nous pouvons estimer la tension seuil U_p de propagation des streamers filamenteux qui est de l'ordre de 11 kV.

Jusqu'à 20kV, la longueur est sensiblement proportionnelle à la tension. Le rapport inverse de la pente de $L_m(V)$ est homogène à un champ électrique qui vaut environ 43 kV/mm. Pour des niveaux de tension supérieurs à 20 kV, la longueur des streamers augmente plus rapidement, conduisant à une valeur plus faible de 10 kV/mm. Ces valeurs permettent d'estimer la valeur de la chute de tension existant dans les streamers pendant leur propagation [73].

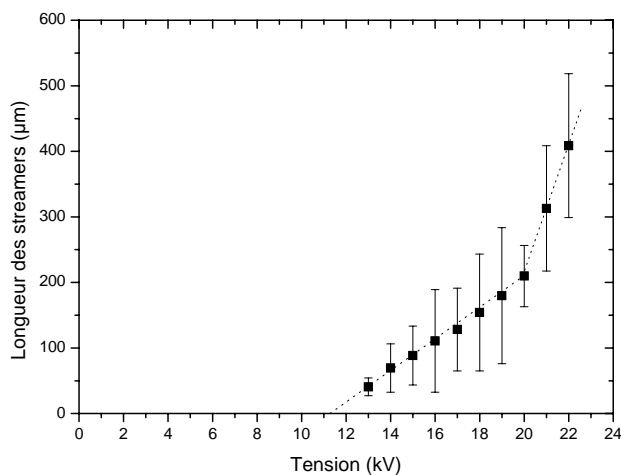


Figure III-27 : Variation de la longueur finale L_m des streamers positifs filamenteux en fonction de la tension. Pointe positive, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 9 \text{ mm}$, durée d'impulsion = 10 μs .

2.2.3.2 Streamers lents

La mesure de la longueur instantanée $L_s(t)$ pour différents temps de retard t_r (par rapport à l'application de la tension) permet la caractérisation de l'élongation des streamers dans le temps. La Figure III-28 montre l'évolution de la longueur des streamers lents en fonction du temps pour un créneau positif de 16 kV et de durée 100 μs (durée maximum autorisée par le générateur). Les streamers se propagent durant l'impulsion sur 65 μm ce qui correspond à une vitesse moyenne de 0,65 m/s. Cette vitesse de propagation n'est pas uniforme, elle est plus rapide pendant les 20 premières μs (~2,5 m/s) puis chute à 0,4 m/s.

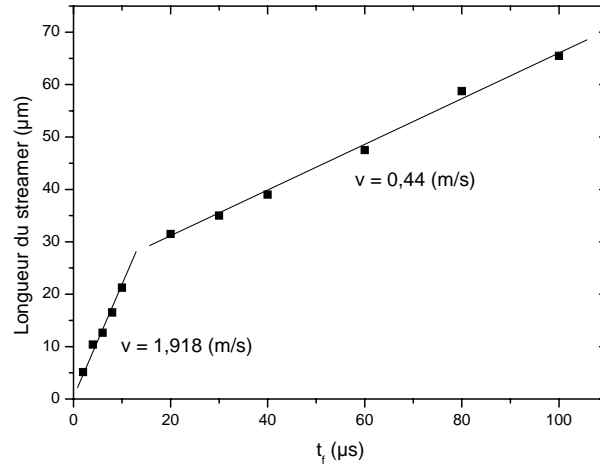


Figure III-28 : Longueur des streamers positifs lents en fonction du temps.
 Pointe positive, $V = 16 \text{ kV}$, $r_0 = 1,7 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 3 \text{ mm}$, durée d'impulsion : $100 \text{ }\mu\text{s}$

En polarité négative, la mesure de la vitesse de propagation des streamers lents met en évidence un comportement similaire (Figure III-29). Les vitesses de propagation sont légèrement plus faibles que celles mesurées en polarité positive. Dès que la tension revient à zéro à $t = 100 \text{ }\mu\text{s}$ les streamers se contractent brusquement (leur longueur est rapidement divisée par deux), puis disparaissent ensuite plus lentement après environ 10 ms.

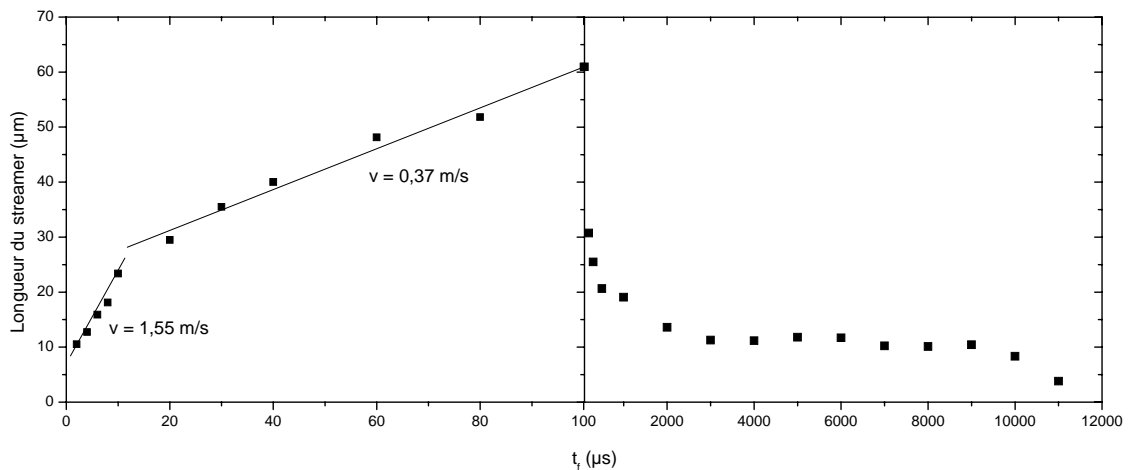


Figure III-29 : Longueur des streamers négatifs lents en fonction du temps.
 Pointe négative, $V = 18 \text{ kV}$, $r_0 = 1,8 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 3 \text{ mm}$, durée d'impulsion : $100 \text{ }\mu\text{s}$.

2.2.4 Charge des streamers

La variation de la charge finale des streamers filamenteux en fonction de la tension appliquée, mesurée avec le système décrit au § III. 2.1.2.2 est représentée sur la Figure III-30. Nous n'avons pas pu réaliser de mesures avec les streamers lents dont la charge est beaucoup plus faible, en raison du seuil de détection trop élevé du système (environ 3 pC). Une dispersion importante de la mesure de charge apparaît, liée au caractère aléatoire de la propagation des streamers (Figure III-30). A partir de la variation de la charge moyenne (Figure III-30) et de la variation de la longueur moyenne des streamers en fonction de la tension (Figure III-27), nous avons tracé la variation de la charge avec la longueur des streamers (Figure III-31). La charge est proportionnelle à la longueur quelle que soit la tension appliquée, ce qui est quasiment similaire au cas des hydrocarbures comme le cyclohexane et le pentane [74].

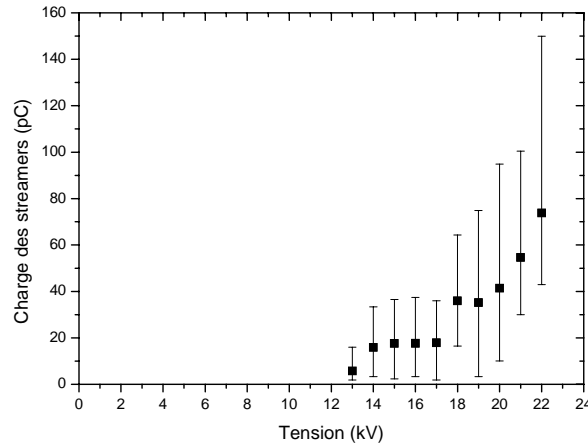


Figure III-30 : Variation de la charge finale des streamers filamenteux en fonction de la tension. Pointe positive, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 9 \text{ mm}$, durée d'impulsion = $10 \mu\text{s}$.

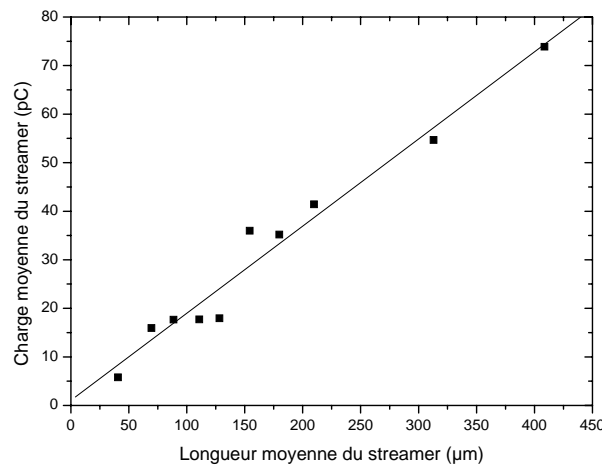


Figure III-31 : Variation de la charge moyenne en fonction de la longueur moyenne du streamer pour différentes tensions. Pointe positive, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 9 \text{ mm}$, $V = 13 \text{ à } 22 \text{ kV}$.

2.3 STREAMERS ET CAVITES SOUS TENSION ALTERNATIVE

Les mesures sous tension impulsionnelle ont permis de mettre en évidence deux types de streamers : les streamers lents semblables à des cavités qui se développent et les streamers filamenteux rapides. Les streamers rapides ont pu être caractérisés précisément (mesures de longueurs finales et mesures de charges). La caractérisation des streamers lents a été plus limitée en raison de leur faible vitesse de propagation et de la durée d'impulsion maximum disponible ($100 \mu\text{s}$). Il n'a pas été possible de mesurer leur extension maximale, et la mesure de leur charge (trop faible) n'a pas été réalisable sous impulsion de tension. Pour réaliser des mesures de DP avec une grande sensibilité, une tension alternative est plus favorable (mesures jusqu'à $0,2 \text{ pC}$ avec le système ICM). Nous avons donc développé un système permettant l'étude des streamers sous tension alternative.

2.3.1 Dispositifs de mesure sous tension alternative

Le dispositif décrit sur la Figure III-32 se compose d'un générateur BF, un amplificateur de puissance (100 W) et un transformateur HT $20 \text{ V}/20 \text{ kV}$. Cette source de tension peut être rapidement interrompue en ouvrant le relais solide placé entre le générateur BF et l'amplificateur. Les DP sont détectées par le système ICM (impédance de mesure et préamplificateur) connecté à un oscilloscope. La détection d'une DP par l'oscilloscope déclenche l'enregistrement d'une image par le système de visualisation. Il est également possible, à l'aide du relais solide, de couper rapidement la tension à la fin de l'alternance après la détection d'une DP.

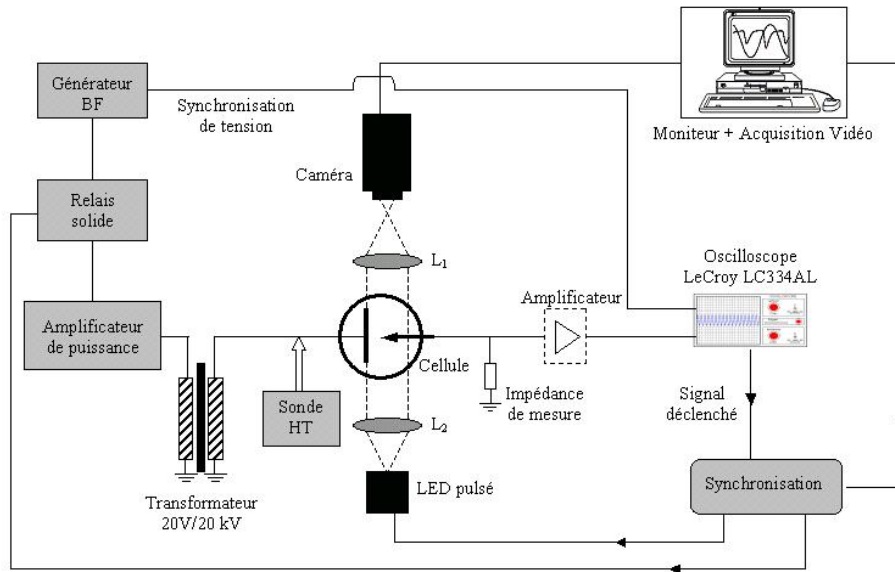


Figure III-32 : Montage expérimental pour les mesures des streamers sous tension alternative.

2.3.2 Streamers avec coupure de l'alimentation à la fin de l'alternance

Pour caractériser les streamers sous tension alternative, nous avons utilisé la deuxième cellule. Une tension alternative 50 Hz progressivement croissante a été appliquée sur l'électrode plane. La détection de la première DP par l'oscilloscope déclenche d'une part l'enregistrement d'une image avec un retard ajustable, et d'autre part l'interruption de la tension d'alimentation par le relais solide à la fin de l'alternance ; ceci permet d'éviter la dégradation rapide du gel qui se produit si la tension est maintenue.

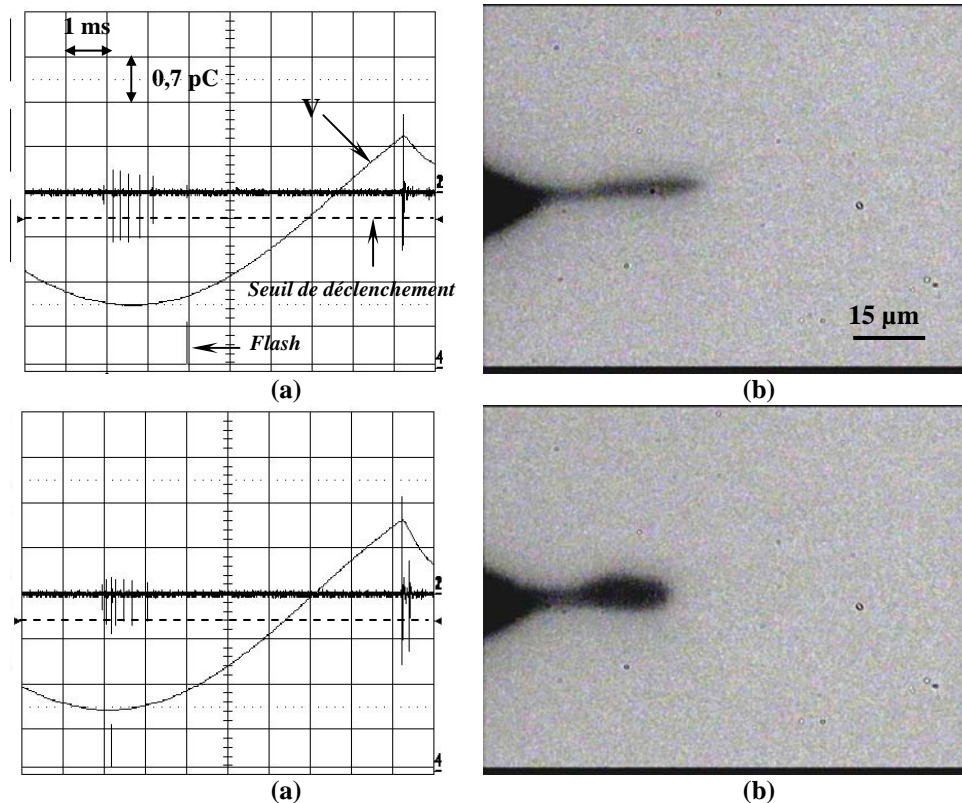


Figure III-33 : Train d'impulsions détecté pendant la propagation des streamers, et images correspondantes. $V = 12,5 \text{ kV}_{\text{eff}}$, $r_0 = 1,5 \text{ µm}$, $d = 8 \text{ mm}$.

Nous présentons sur la Figure III-33 des exemples de mesures réalisées. Les photographies montrent le développement pendant l'alternance négative d'un streamer positif (le potentiel de la pointe est positif par rapport à l'électrode plane) lent de forme allongée, pendant une durée de l'ordre de 1ms (l'impulsion sur la voie 4 de l'oscilloscope correspond au déclenchement de la LED). Pendant ce développement, une série d'impulsions est détectée. Les impulsions situées à la fin de l'oscillogramme sont dues à des perturbations électromagnétiques lors de la coupure de la tension. Les premières impulsions sont de très faible amplitude (quelques dixièmes de pC), et les suivantes de l'ordre de 1 pC. Le train d'impulsions apparaît généralement autour du maximum de la tension appliquée. Lors de ces expériences sous tension alternative, les premiers streamers sont tous apparus pendant l'alternance négative, et aucun streamer de type filamentaire rapide n'a été détecté.

Quand l'expérience est répétée plusieurs fois, comme sous impulsion de tension un changement de la forme des streamers et une dégradation du gel est mise en évidence. La Figure III-34 montre un exemple de changement de la forme des streamers, qui devient irrégulière avec une taille qui augmente. Si la répétition des décharges a été trop importante, le gel ne retrouve pas sa structure initiale et reste dégradé (Figure III-35). Des cavités permanentes perdurent dans le gel.

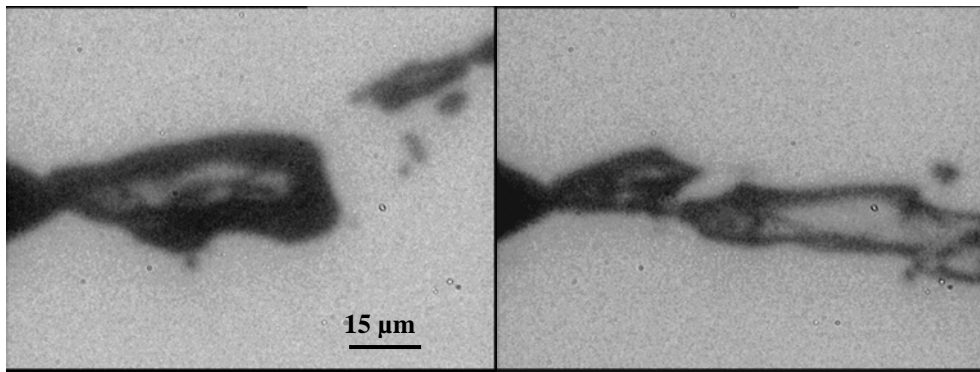


Figure III-34 : Changement de la forme des streamers lents après la répétition des expériences. $V = 12,5 \text{ kV}_{\text{eff}}$, $r_0 = 1,5 \text{ μm}$, $d = 8 \text{ mm}$.

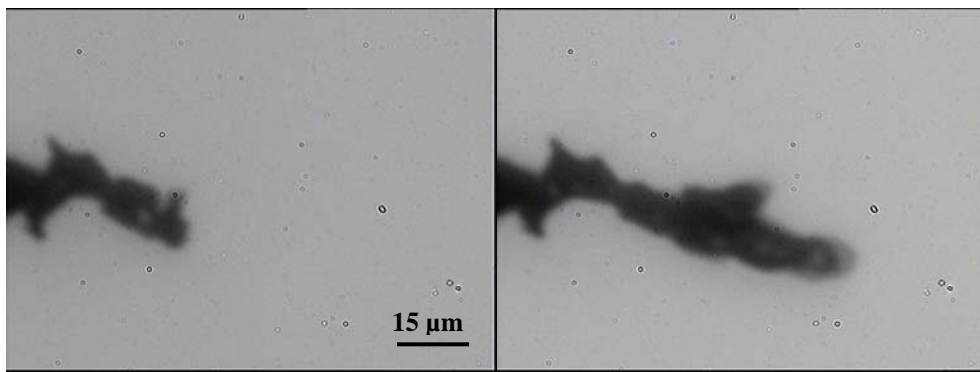


Figure III-35 : Images des dégradations irréversibles du gel produites par la répétition des streamers après avoir supprimé la tension ; $r_0 = 1,5 \text{ μm}$, $d = 8 \text{ mm}$.

2.3.3 Vitesse de propagation et longueur maximum

La Figure III-36 montre des photographies typiques réalisées à différents temps de retards de 10 μs à 1 ms. Pendant les premiers instants de leur développement les streamers sont de forme "sphérique", puis leurs contours s'allongent après quelques dizaines de microsecondes pour prendre une forme d'un filament.

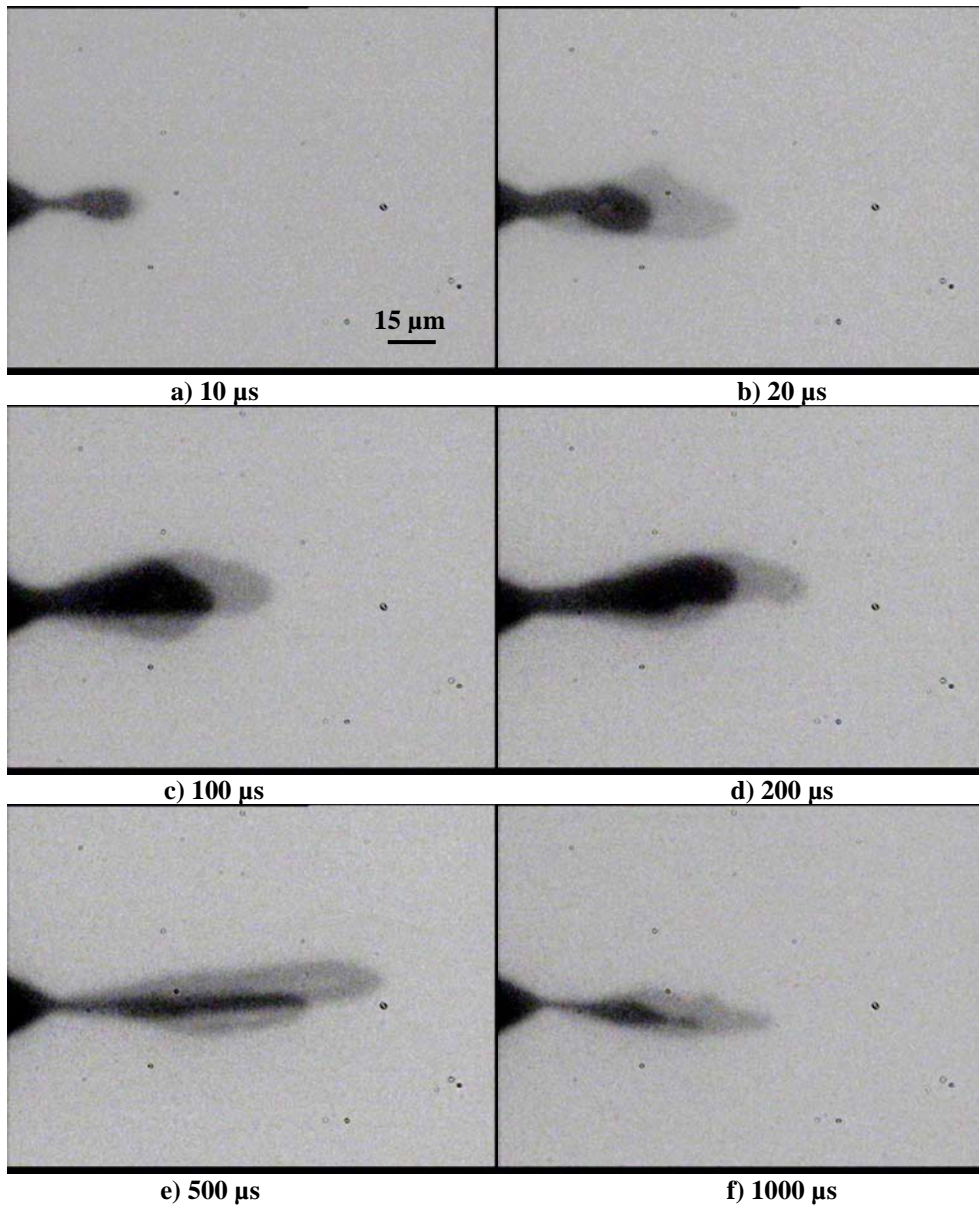


Figure III-36 : Développement des streamers à différents instants :
a) $t = 10 \mu\text{s}$. b) $20 \mu\text{s}$. c) $100 \mu\text{s}$. d) $200 \mu\text{s}$. e) $500 \mu\text{s}$ et f) $1000 \mu\text{s}$.
 $V = 12,5 \text{ kV}_{\text{eff}}$, $r_0 = 1,5 \mu\text{m}$, $d = 8 \text{ mm}$, ac 50 Hz.

La Figure III-37 donne la variation dans le temps de la longueur des streamers mesurée à $12,5 \text{ kV}_{\text{eff}}$. Ils se propagent pour atteindre une longueur maximale de $70 \mu\text{m}$ après environ $200 \mu\text{s}$, ce qui correspond à une vitesse moyenne de $0,35 \text{ m/s}$. Cette vitesse n'est pas uniforme comme on l'a déjà montré dans le cas des contraintes impulsionnelles : elle est d'environ 3 m/s en début de propagation, puis diminue à $0,5 \text{ m/s}$ au bout de $100 \mu\text{s}$. Ces valeurs sont comparables à celles observées sous impulsion de tension.

Après être passée par un maximum entre 200 et $500 \mu\text{s}$, la longueur des streamers diminue ensuite lentement pendant plusieurs ms, alors que la tension est toujours appliquée. Ce comportement est différent de celui observé sous impulsion de tension, où la coupure de la tension à $100 \mu\text{s}$ entraîne la contraction rapide du streamer (Figure III-29). Il semble donc que l'application de la tension après l'arrêt de la propagation contribue à « maintenir » le streamer plus longtemps, probablement sous l'action des forces électrostatiques qui tendent à allonger la cavité constituant le streamer dans la direction du champ.

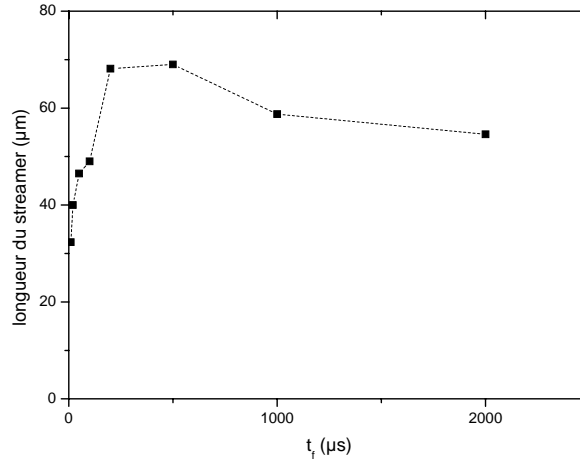


Figure III-37 : Longueur moyenne des streamers en fonction du temps. $V = 12,5 \text{ kV}_{\text{eff}}$, $r_0 = 1,5 \mu\text{m}$, $d = 8 \text{ mm}$, ac 50 Hz.

2.3.4 Mesures de charges et corrélation avec la longueur des streamers

La charge des streamers est déduite des signaux enregistrés par l'oscilloscope après avoir réalisé une calibration en charge (Figure III-33). La charge totale du streamer correspond à la somme de toutes les impulsions. Cette charge totale varie quasiment linéairement avec la longueur du streamer comme le montre la Figure III-38a. Ces mesures ont été réalisées à tension constante ($12,5 \text{ kV}_{\text{eff}}$), et la gamme des longueurs mesurées (de 20 à 100 μm) montre une dispersion importante des longueurs lors d'essais successifs.

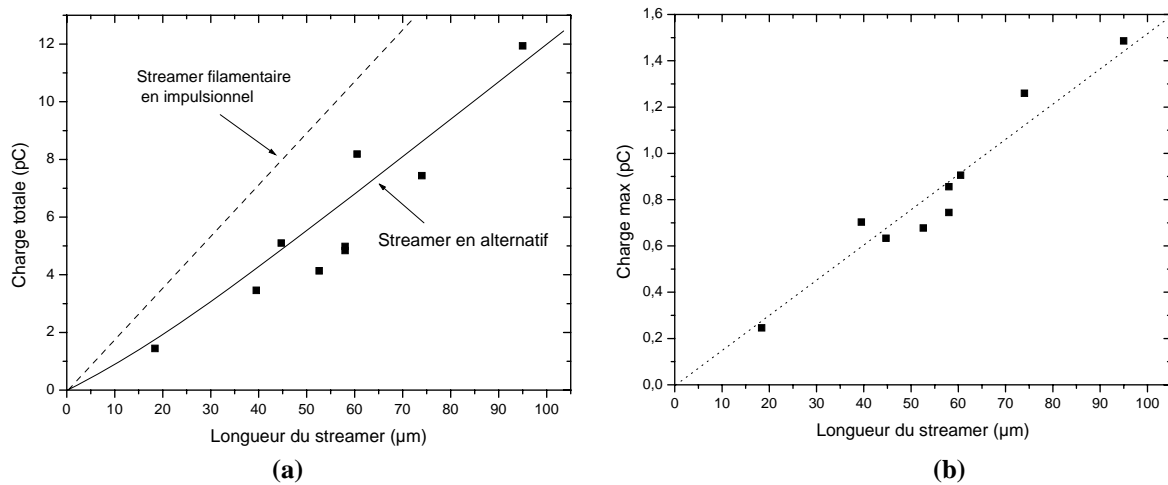


Figure III-38 : Variation en fonction de la longueur du streamer de la charge totale (a) et de la charge maximale (b). $V = 12,5 \text{ kV}_{\text{eff}}$, $r_0 = 1,5 \mu\text{m}$, $d = 8 \text{ mm}$, ac 50 Hz.

Les évolutions de la quantité de charge libérée pendant les DP sous contraintes impulsionnelle positive et en alternatif sont similaires. Cependant, les contraintes impulsionnelles sont plus nocives, la quantité de charges produites est plus importante. La charge maximale qui correspond à la charge la plus importante lors de l'apparition d'une série de DP (plusieurs impulsions Figure III-33) est proportionnelle à la longueur du streamer. Dans le cas le plus défavorable, pour l'expérience réalisée, la longueur du streamer dont la charge est de l'ordre de 1 pC peut en pratique s'étendre sur une longueur de 100 μm .

2.3.5 Mesures sous tension alternative permanente

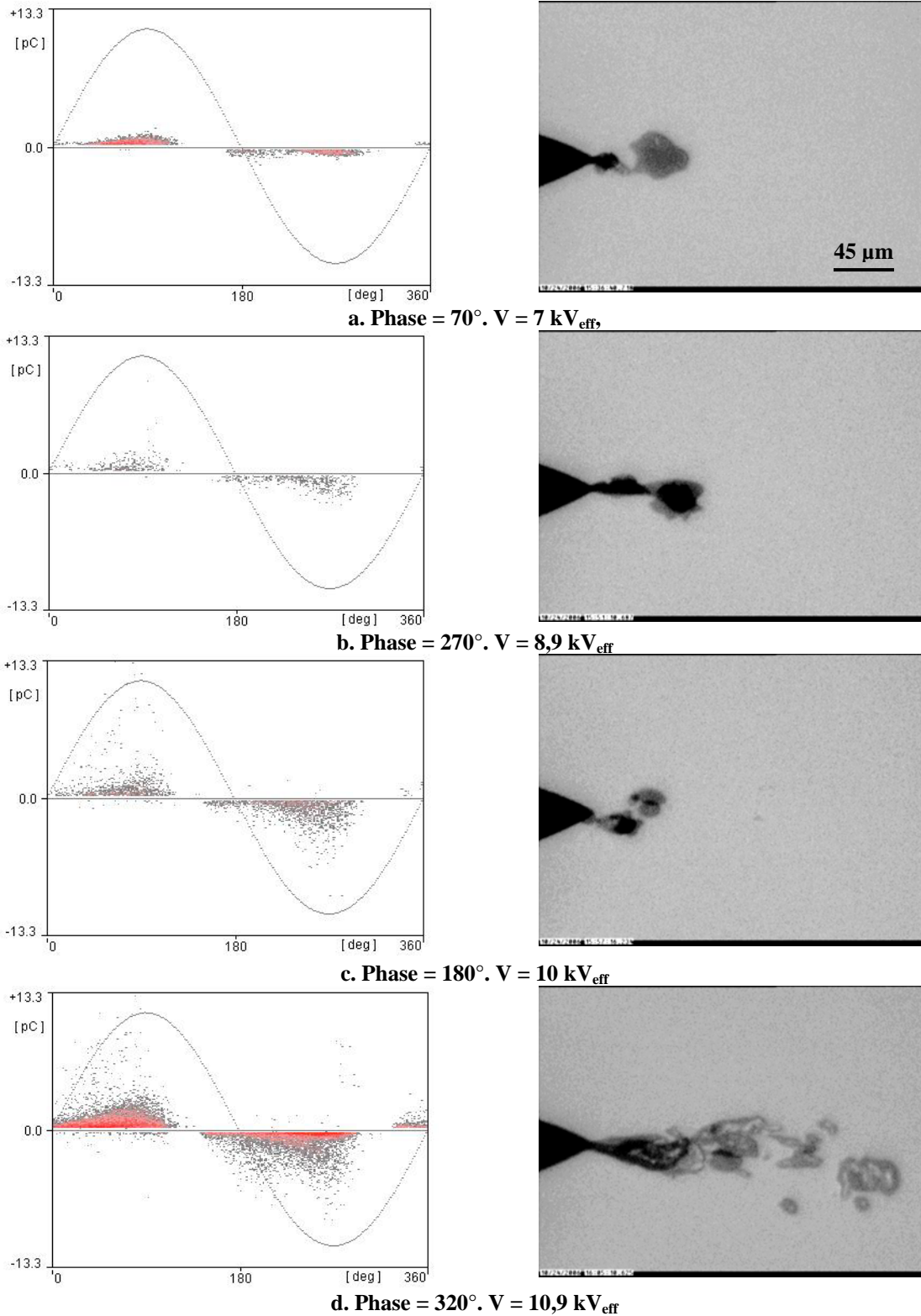


Figure III-39: Distribution des décharges et image des bulles générées à différentes phases $r_0 = 1,3 \mu\text{m}$, $d = 3 \text{ mm}$.

Sur la Figure III-39 sont montrés des mesures de décharges et des photographies réalisées sous tension alternative en laissant la tension appliquée en permanence. Les enregistrements vidéo réalisés montrent que quand des DP sont mesurées, une cavité de forme irrégulière et violemment agitée est

présente en permanence à l'extrémité de la pointe. Ceci est mis en évidence sur la Figure III-39 en prenant des photos à différentes phases. Cette observation peut s'expliquer logiquement si on considère qu'une cavité générée par un streamer reste présente plus de 10 ms (Figure III-29) et probablement plus sous tension alternative (Figure III-37). Lorsqu'une première cavité a été générée par un streamer elle reste présente jusqu'à l'alternance suivante, et de nouvelles DP pourront très facilement apparaître dans cette cavité lors des alternances qui suivront. Dans ces conditions, on voit qu'un streamer constitue l'élément déclencheur d'un régime de décharges partielles dans une cavité, qui peut ensuite durer pendant de nombreuses alternances.

Les enregistrements de la distribution des décharges présentés sur la Figure III-39 sont par conséquent constitués de la superposition de DP provenant de streamers, et de DP se produisant dans la cavité qui en résulte. L'apparition d'un premier streamer dans le gel nécessite des champs locaux élevés (supérieurs à 10 MV/cm) qui déterminent la TADP. Ensuite, une fois qu'une cavité est apparue, l'allumage des décharges se produit très facilement, ce qui explique qu'un très grand nombre de DP soit détecté sur une large plage de phase (Figure III-39).

3- DISCUSSION ET CONCLUSIONS

3.1 STREAMERS DANS LE GEL, COMPARAISON AVEC LES LIQUIDES.

Les streamers observés dans le gel silicone présentent de nombreuses caractéristiques identiques à celles observées dans les liquides isolants comme les hydrocarbures ou l'huile silicone [70, 73, 76, 130]. Dans des conditions identiques, l'observation d'un seul type de streamer « lent » en polarité négative, de deux types de streamers « lents » et « filamentaires rapides » en polarité positive a été reportée dans de nombreux liquides. Les streamers filamenteux ont des caractéristiques de vitesse, forme et charge identiques à celles des liquides [79, 130]. Les streamers lents sont qualitativement semblables, mais avec des vitesses beaucoup plus faibles dans le gel : environ 1m/s au lieu de 100 m/s dans les liquides de viscosité habituelle (de l'ordre de quelques cSt). Les streamers lents dans le gel sont plus proches de ceux (rarement observés) dans les liquides de forte viscosité comme certaines huiles silicones ou les chlorobiphényles (100 à 1000cSt) [80, 81], ce qui est assez logique. En effet, pour les streamers rapides (vitesses > 1 km/s) ce sont les forces liées à l'inertie du liquide qui déterminent le développement du streamer (la viscosité n'a alors aucun effet), alors qu'il a été montré que les forces visqueuses dominent dans le cas des streamers lents dans les liquides visqueux [80, 81].

Toutefois, le gel ne s'écoulant pas, la notion de viscosité n'a pas de sens et les modèles de propagation développés pour les liquides visqueux (par exemple par Watson [80]) ne peuvent pas être vérifiés. Dans le gel, le développement d'un streamer gazeux implique non seulement la mise en mouvement du liquide environnant, mais également la destruction du réseau réticulé qui constitue la « matrice » du gel. L'élasticité du gel et la présence d'une importante fraction liquide peuvent expliquer que la cavité créée par un streamer peut disparaître assez rapidement (en quelques ms, Figure III-29 et Figure III-37). Ce temps de disparition est toutefois considérablement plus long que dans les liquides non visqueux (typiquement 10 μ s à pression atmosphérique [130]). Lorsque des décharges répétées sont produites, la dégradation de la structure du gel devient permanente.

L'observation du retrait rapide des streamers lents lorsque la tension est brutalement interrompue (Figure III-29), et qui ne se produit pas lorsque la tension est maintenue (Figure III-37) montre clairement que c'est bien la pression électrostatique qui s'exerce sur les parois chargées du streamer qui provoque son développement, comme le suppose Watson dans ses modèles [80]. Une modélisation électrostatique simple des streamers permet de mettre ce point en évidence (Annexe 2). Les impulsions rapides de courant enregistrées pendant la propagation (Figure III-33) sont très probablement dues à des décharges partielles à l'intérieur du streamer gazeux, comme l'ont supposé de nombreux auteurs. Les charges libérées par ces décharges partielles sont à l'origine de la densité de charge présente sur la paroi du streamer, qui explique l'apparition d'une pression électrostatique importante (voir Annexe 2).

Nous verrons dans le chapitre suivant que les champs de génération des streamers sont également très proches de ceux mesurés dans les liquides.

3.2 CONSEQUENCES POUR LES MESURES DE DECHARGES PARTIELLES : VALIDITE DES MESURES ET COMPARAISON AVEC LES SUBSTRATS.

Les mesures réalisées en géométrie pointe-plan montrent que le streamer agit comme l'élément déclencheur d'un régime de décharges partielles sous tension alternative: une cavité avec une durée de vie supérieure à 10 ms est générée par le streamer, et des décharges partielles peuvent ensuite apparaître dans cette cavité pendant les alternances successives. Les signatures obtenues (Figure III-39) montrent des DP de faibles amplitudes (de 1 à 10 pC), qui résultent de la superposition de deux mécanismes : génération de streamers (Figure III-33) et DP qui apparaissent ensuite dans la cavité.

On constate que la mesure classique de DP dans ces conditions donne une appréciation fautive de l'amplitude réelle des défauts dans le gel. Dans le cas de la Figure III-33, un appareil comme l'ICM system enregistre une succession de décharges de très faibles amplitudes (environ 1 pC, voir Figure II-38b), alors qu'en réalité la succession d'impulsions correspond au développement d'un seul streamer dont la longueur peut atteindre 100 μm avec une charge totale supérieure à 10 pC (Figure II-38a). La même situation existe dans les liquides, et a été étudiée en détail dans [82].

La corrélation avec les mesures réalisées sur les substrats indique que pour le premier régime de DP de faibles amplitudes (environ 1 pC, régime de DP « réversible ») la situation devrait être la même : ce type de DP est certainement corrélé à l'apparition de micro-cavités dans le gel de quelques μm de longueur, aux endroits où des streamers ont été générés (sur des défauts où le champ est renforcé). Dans ces conditions, les enregistrements réalisés résultent également de la superposition complexe de DP générées sur plusieurs sites, de type « streamer » et « décharges dans les cavités ».

L'évolution en fonction de la température est identique avec les deux géométries : peu d'évolution de la tension d'apparition de DP, et large augmentation du nombre de DP à haute température. Une fois établi, ce régime de DP reste relativement stable (à l'échelle de quelques heures) sous tension constante (Figure III-31). L'évolution favorable enregistrée lorsque l'échantillon est chauffé sans champ appliqué (diminution du nombre de DP, Figure II-38 et Figure III-39) pourrait être attribué à une disparition par « cicatrisation » des cavités accélérée par la température, mais ce point reste à valider.

Concernant le deuxième type de DP de fortes amplitudes observées avec les substrats (régime « irréversible », plusieurs centaines de pC), celui-ci peut être attribué à la propagation de streamers rapides filamentaires à l'interface gel/substrat, dont l'amplitude et la taille sont beaucoup plus élevées que pour les streamers « lents ».

CHAPITRE IV

**CLAQUAGE DU GEL SILICONE ET CHAMPS DE
GENERATION DES STREAMERS**

1 – INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié le phénomène de streamer dans le gel silicone, et plus particulièrement la phase de propagation des streamers. Ces mesures ont montré que le phénomène de streamer, en générant des cavités, est à l'origine du déclenchement des décharges partielles dans le gel. Les streamers dans le gel ont des propriétés proches de celles déjà connues dans les liquides. Une autre caractéristique des streamers, très importante pour les applications, est constituée par l'étude des conditions de leur apparition. Dans les liquides, les mécanismes de génération ont été identifiés dans le cas de pointes fines : avalanches électroniques en polarité négative, et injection de charge suivie de cavitation en pointe positive [73]. Cependant, ces mécanismes ne sont identifiés que pour des valeurs de champ local très élevées (plusieurs MV/cm) très supérieures aux champs de service dans les applications. L'étude des champs de génération avec des électrodes de tailles et de formes différentes montre qu'il est impossible de définir un champ de génération unique utilisable dans les applications. Un « effet d'échelle » très sensible existe ; par exemple dans le vide, le champ d'apparition de décharges diminue largement quand la surface des électrodes augmente [70, 130]. C'est cet effet, important pour les applications, que nous proposons d'étudier dans le gel.

2 – TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Un moyen simple de déterminer le champ de génération des streamers avec différents types d'électrodes consiste à mesurer la tension de claquage avec des distances inter-électrodes faibles. Dans ces conditions le champ moyen entre les électrodes est très élevé. Dès qu'un streamer est généré, il se propage systématiquement complètement vers l'électrode opposée pour provoquer le claquage, et la tension de claquage mesurée représente alors la tension nécessaire pour la génération d'un streamer (claquage « contrôlé par la génération ») [70]. La situation est différente à plus grande distance par exemple pour une distance inter-électrode de 9 mm (Figure III-27) et en champ divergent où des streamers peuvent s'arrêter sans provoquer le claquage (Figure III-27, le claquage est alors « contrôlé par la propagation »).

2.1 CELLULES DE MESURE

L'étude du claquage du gel a été réalisée pour le cas d'un champ quasi-uniforme en géométrie sphère-plan et pour des champs divergents avec un système pointe-plan, avec des pointes de rayon de courbure différent pour faire varier la surface d'électrode.

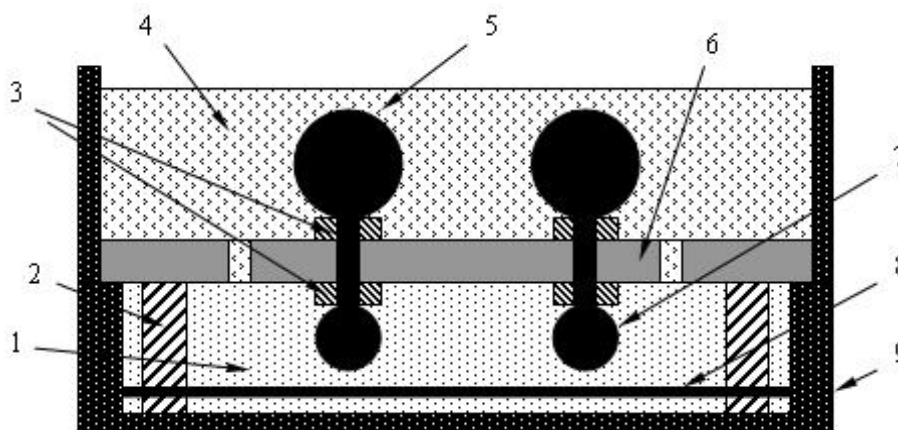


Figure IV-1 : Schéma représentatif de la cellule de claquage sphère-plan.

- | | | |
|-------------------|---------------------------------|----------------------|
| 1. Gel silicone | 2. Support de l'électrode plane | 3. Ecrous de blocage |
| 4. Huile silicone | 5. Connexion HT | 6. Plaque en quartz |
| 7. Bille (Ø 7 mm) | 8. Electrode plane | 9. Corps en acier |

La cellule sphère-plan représentée sur la Figure IV-1 se compose d'un jeu de quatre électrodes sphériques en inox (\varnothing 7 mm) en regard d'un plan (\varnothing 68 mm, 3 mm d'épaisseur) de même nature. Elles sont fixées sur une plaque en quartz (\varnothing 68 mm, 10 mm d'épaisseur). La distance inter-électrode, contrôlée par microscope optique, est fixée à $200 \mu\text{m} \pm 2 \mu\text{m}$. Le protocole de remplissage sous vide du gel silicone et de polymérisation est similaire à celui décrit précédemment. Pour éviter les claquages dans l'air dans la partie supérieure de la cellule (connexions haute tension), celle-ci est remplie d'huile silicone dégazée (Baysilone Oil PN 200).

Pour les mesures en géométrie pointe-plan, les billes sont remplacées par des pointes en acier, fabriquée par OGURA JEWEL, de rayon de courbure variable (1 à $500 \mu\text{m}$). Dans ce cas, la distance inter-électrode est fixée à $500 \mu\text{m} \pm 2 \mu\text{m}$.

2.2 DISPOSITIFS HAUTE TENSION

Le dispositif de mesure de claquage sous tension alternative est donné sur la Figure IV-2. L'alimentation sinusoïdale 50 Hz est produite par un transformateur haute tension 100 kV. Dès que le claquage a lieu, le courant de court-circuit est détecté et déclenche l'interruption de l'alimentation haute tension. Ce courant de court-circuit est limité par une résistance de protection ($5 \text{ k}\Omega$) qui évite l'endommagement des électrodes et de l'appareillage électrique.

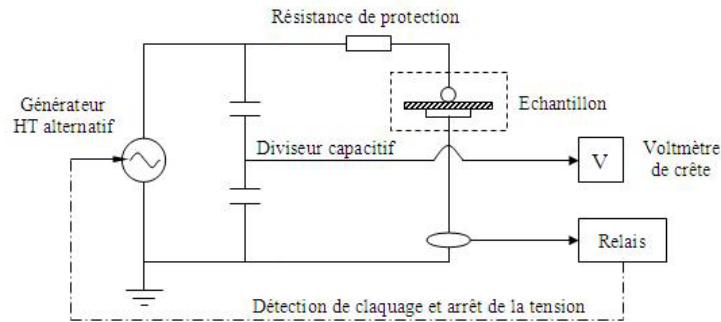


Figure IV-2 : Schéma électrique du dispositif de mesure sous tension alternative.

Sous tension impulsionnelle, un générateur dont le principe de fonctionnement est similaire à celui décrit dans § III.2.1.2.1 est utilisé (Figure IV-3). Il peut délivrer des impulsions répétitives de tension jusqu'à 50 kV avec un temps de montée de $0,7 \mu\text{s}$, durée du plateau fixée à $10 \mu\text{s}$, temps de descente de $10 \mu\text{s}$, et fréquence de répétition 50 Hz.

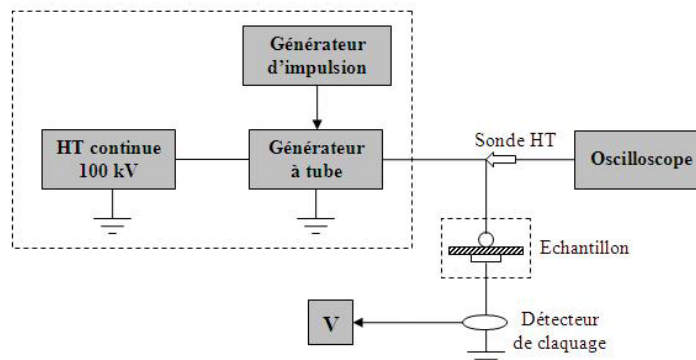


Figure IV-3 : Schéma électrique du dispositif de claquage sous impulsions de tension.

La Figure IV-4 donne le principe de la mesure sous tension continue. Pour caractériser les rigidités diélectriques à temps court, nous avons appliqué aux échantillons une tension linéairement croissante à 100 V/s jusqu'au claquage. Pour les mesures sous température élevée, l'échantillon est

placé dans une étude pendant une heure avant chaque essai. Les valeurs de tension de claquage mesurées sont exprimées en valeur crête pour faciliter les comparaisons entre formes d'ondes différentes.

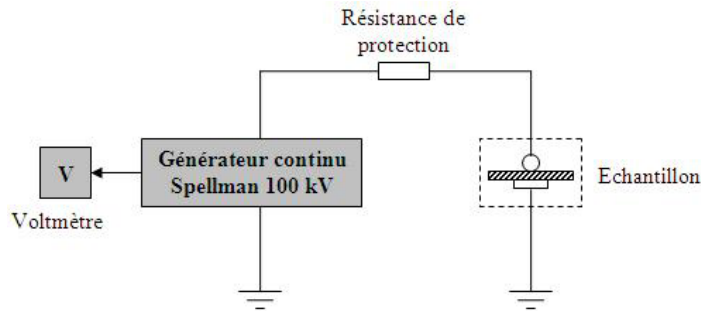


Figure IV-4 : Schéma électrique du dispositif de claquage sous tension continue.

3 – RESULTATS DE MESURES

3.1 ANALYSES DES RESULTATS EN CHAMP QUASI-UNIFORME

Le claquage étant de nature statistique, une méthode de traitement suivant la théorie de Weibull (présentée en Annexe 3) a été adoptée. Les données expérimentales ont été analysées à l'aide du logiciel Weibull++7 [83]. Nous représentons respectivement dans un diagramme de Weibull sur les Figure IV-5, IV-6 et IV-7, les résultats obtenus sous contraintes alternative, continue et impulsionnelle. Les températures ont été fixées entre 20 et 160°C. Sur les graphes, la droite représente la probabilité de claquage en fonction du champ de claquage et les lignes pointillées donnent les intervalles de confiance à 90%.

Tous les points expérimentaux sont situés dans les intervalles de confiance à 90%. Le modèle de Weibull à deux paramètres peut donc être retenu sur le critère des intervalles de confiance avec un risque de 10% pour toutes les populations étudiées. Les deux paramètres de la distribution de Weibull : champ caractéristique de claquage E_c et paramètre de forme α (voir Annexe 3) ont été regroupés sur le Tableau IV-1.

Tableau IV-1 : Champ de claquage E_c et paramètre de forme α à différentes températures pour différents types de tension

T (°C)	Tension alternative				Tension continue				Tension impulsionnelle			
	20°C	50°C	110°C	160°C	20°C	50°C	110°C	160°C	20°C	50°C	110°C	160°C
E_c (kV/mm)	77	77	80	78	76	83	79	80	86	82	85	86
α	9	14	10	10	11	13	12	10	13	11	9	7

La relation entre le champ caractéristique de claquage et la valeur du champ E_m pour laquelle les échantillons ont la plus forte probabilité de claquage est définie dans (formule A.6 donné en Annexe 3) par :

$$E_m = \left(\frac{\alpha - 1}{\alpha} \right)^{\frac{1}{\alpha}} E_c \tag{IV.1}$$

Toutes les valeurs de α sont supérieures à 5. Il est montré dans [84] que, lorsque la distribution est peu dispersée ($\alpha > 5$), le champ caractéristique E_c est voisin du centre de la distribution, c'est à dire

la valeur pour laquelle la densité de probabilité est maximale. Pour les résultats obtenus ici, la valeur du α varie entre 7 et 14. Pour $\alpha = 7$ la plus forte probabilité de claquage est $E_m = 0,98.E_c$ tandis que pour $\alpha = 14$ elle s'élève à $0,99.E_c$. Il est donc possible dans ce cas de confondre, en commettant une erreur inférieure à 2%, E_c et le maximum de la fonction densité de probabilité. Statistiquement, E_c est donc la valeur du champ pour laquelle la probabilité de claquage est la plus forte.

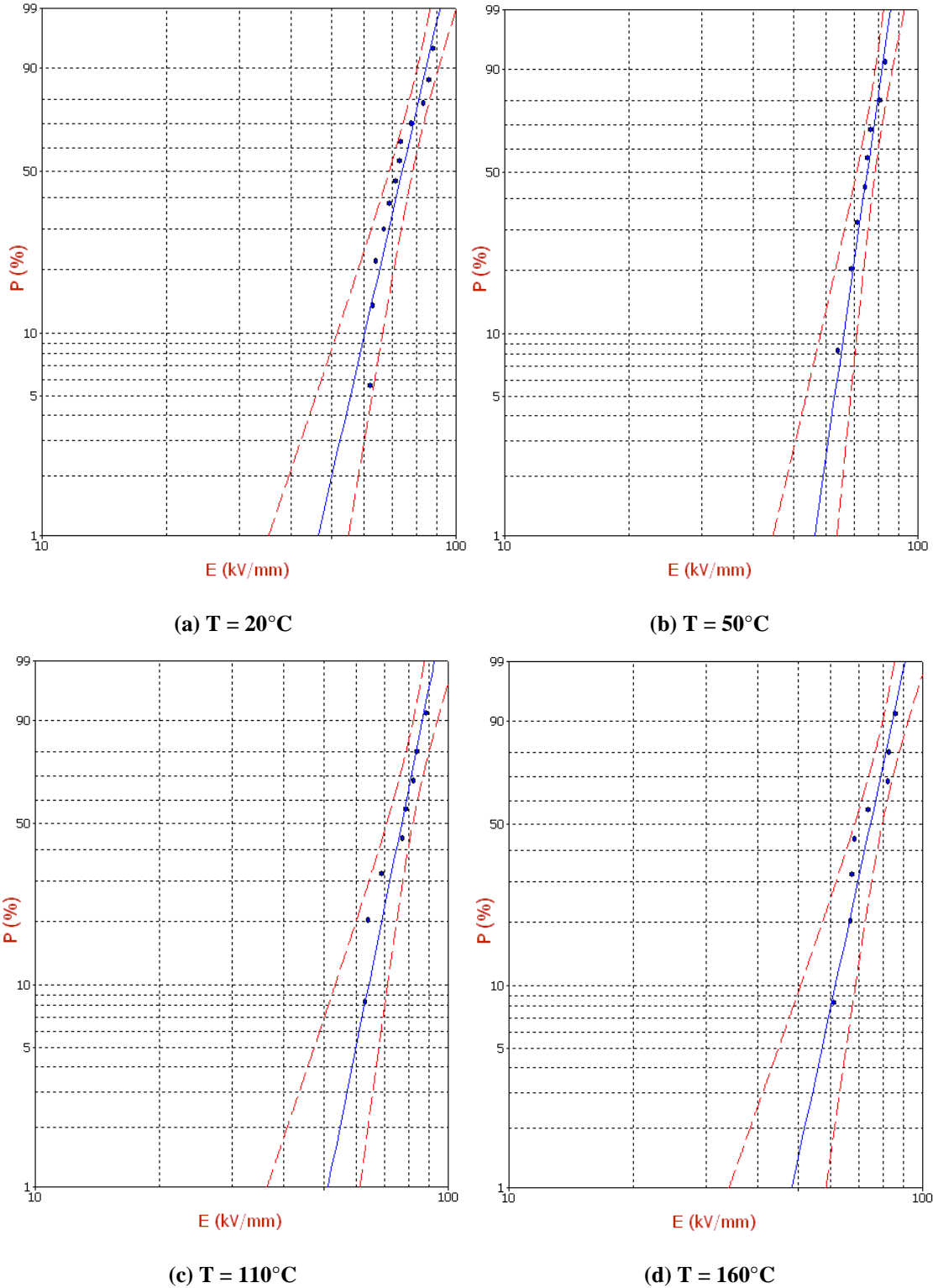


Figure IV-5 : Tracé de Weibull sous tension alternative 50 Hz de 20°C à 160°C.

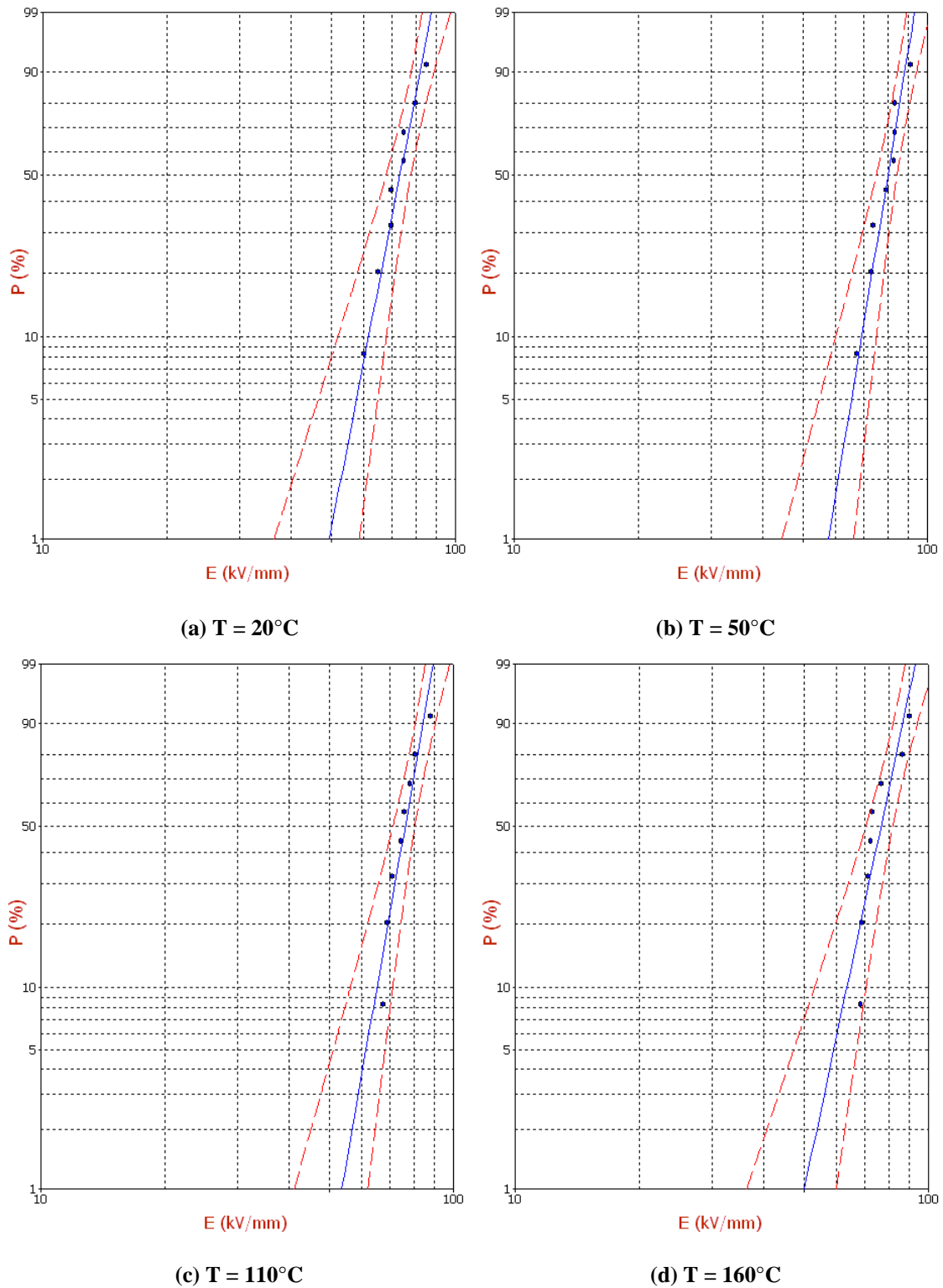


Figure IV-6 : Tracé de Weibull sous tension continue de 20°C à 160°C .

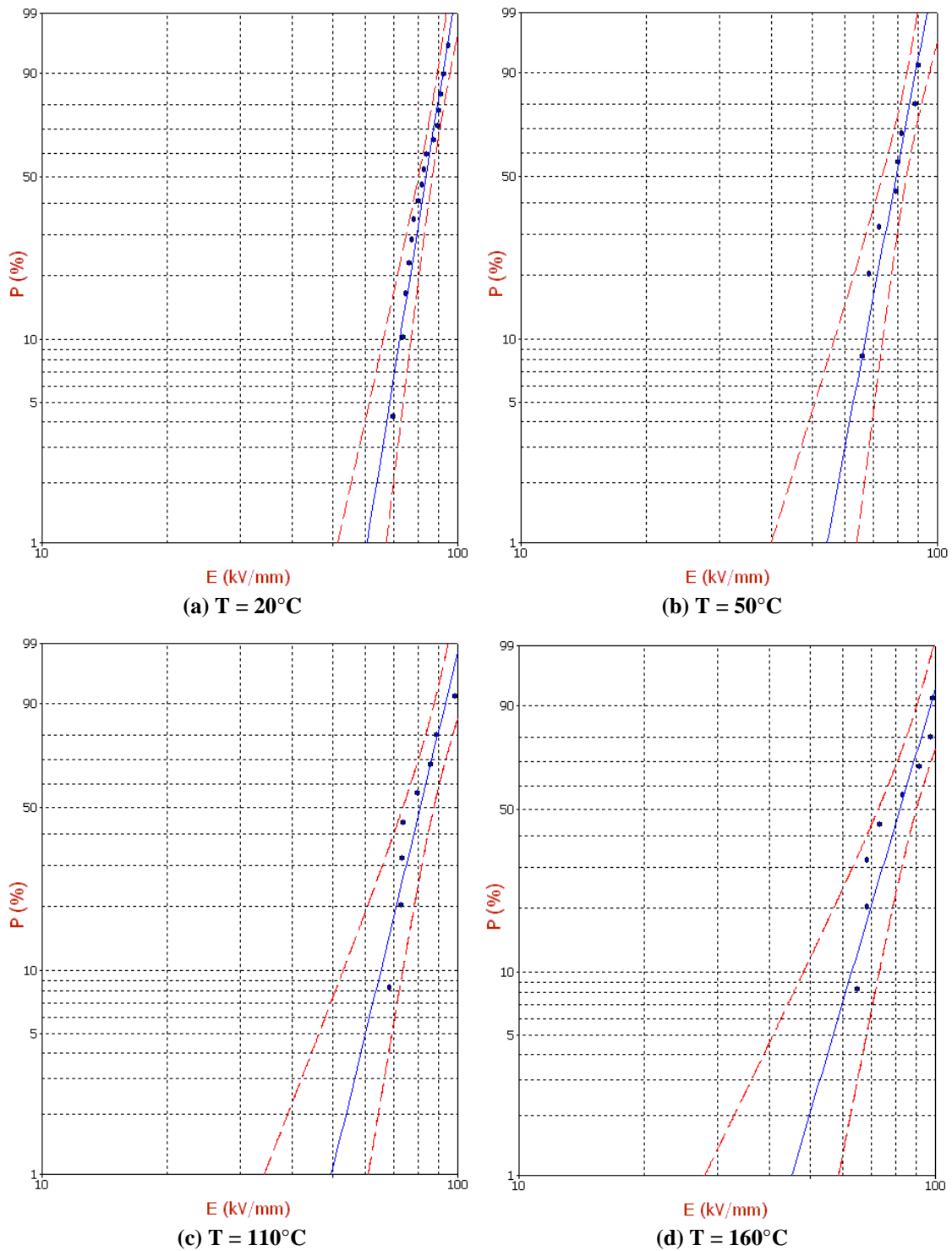


Figure IV-7 : Tracé de Weibull sous tension impulsionnelle de 20°C à 160°C.

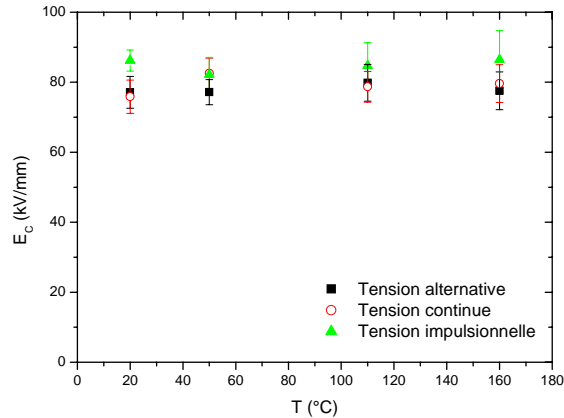


Figure IV-8 : Champ caractéristique de claquage et intervalles de confiance à 90% en fonction de la température pour différents types de tension appliquée.

Une représentation des champs caractéristiques E_c obtenus sous divers types de tension et pour plusieurs niveaux de températures est donnée sur la Figure IV-8. Les barres d'erreur représentent les intervalles de confiance à 90%. Les valeurs du champ E_c varient très peu quelle que soit la forme de tension appliquée (elles sont légèrement supérieures sous tension impulsionnelle), et l'influence de la température sur le claquage est pratiquement nulle dans la gamme de température étudiée (entre 20°C et 160°C).

Le champ de claquage sous tension alternative, à 20°C, est de l'ordre de 77 kV/mm. Cette valeur est cohérente avec celle donnée par G. Finis *et al.* [85] qui trouvent 62 kV/mm à 22°C sous champ uniforme dans une configuration sphère-sphère ($\varnothing = 20$ mm, distance 2 mm) dans un gel silicone bi-composant. Ces valeurs sont largement supérieures à celles présentées dans la documentation technique du gel (15 kV/mm). En effet, cette valeur correspond à celle mesurée selon la norme d'essai ASTM D149 des solides isolants, réalisée en mettant en contact une électrode avec le matériau. Il n'y a pas de moulage des électrodes, de nombreuses DP sont présentes pendant cette mesure, et par conséquent la valeur indiquée dans cette documentation n'a que peu de rapport avec les conditions réelles rencontrées dans un module de puissance.

3.2 ANALYSE DES RESULTATS EN CHAMP DIVERGENT

La synthèse des mesures de tension de claquage en géométrie pointe-plan sous diverses formes de tensions appliquées est présentée sur la Figure IV-9. Les tensions de claquage sous tension alternative et impulsionnelle unipolaire (pointe positive) varient de façon identique dans une large gamme de rayon de courbure des électrodes (de 1 μm à 500 μm).

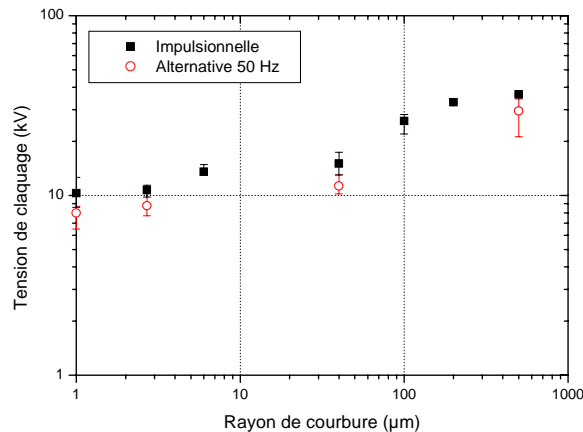


Figure IV-9 : Variation de la tension de claquage en fonction du rayon de courbure de l'électrode pour différents types de tension à 23°C.

3.3 CHAMP DE GENERATION DES STREAMERS

Le champ sur la pointe a été calculé par simulation numérique à l'aide du logiciel QuickField™, en modélisant la pointe par un cylindre prolongé d'un tronc de cône et terminé par une demi-sphère (voir Figure A-6).

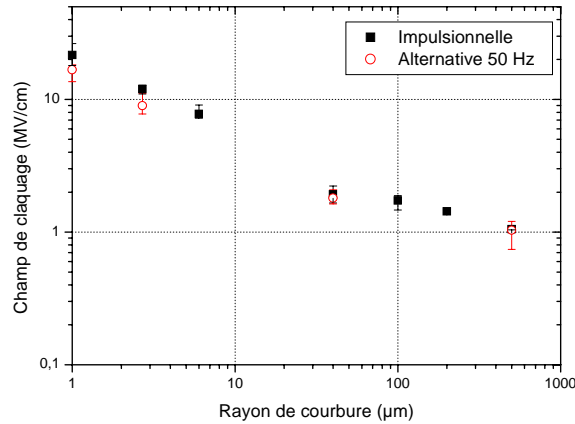


Figure IV-10 : Variation du champ de génération de streamers sur la pointe en fonction du rayon de courbure de l'électrode pour différents types de tension à 23°C.

Les variations du champ de génération en fonction de la surface des électrodes où règne un champ élevé sont données sur la Figure IV-10. Pour des pointes de rayon $r_0 < 3 \mu\text{m}$, la surface de l'électrode est estimée par la surface d'une demi-sphère $S = 2\pi r_0^2$. Pour des pointes de rayon $r_0 > 3 \mu\text{m}$, la distribution du champ sur la surface de la pointe a été calculée par simulation numérique (voir Annexe 2), et nous avons considéré la surface de l'électrode qui correspond à des valeurs de champ entre $0.9E_{max}$ et E_{max} (valeur maximale du champ), comme cela a été généralement fait dans les liquides [86]. Nous avons ajouté la valeur du champ de claquage mesuré en géométrie sphère-plan (sphère de rayon 3,5 mm). Ce point est dans le prolongement de la droite obtenue avec des pointes de différents rayons de courbures.

Les résultats de la Figure IV-11 montrent qu'il y a peu de différences entre les champs de claquage sous tensions impulsionnelles répétitives et alternatives dans une large gamme de surface (6 décades). Le champ décroît rapidement avec la surface S suivant une loi en $S^{-0,38}$ entre 10^{-7} jusqu'à 10^{-5} (cm^2) et en $S^{-0,16}$ de 10^{-5} jusqu'à 10^{-1} (cm^2).

Cette dernière tendance est quasiment identique à celles mesurées dans les liquides comme l'huile minérale [70] ($\propto S^{-0,14}$, voir Figure IV-11) ou l'azote liquide [87] ($\propto S^{-0,17}$). Pour les pointes fines ($r_0 < 10 \mu\text{m}$, surface $< 10^{-5} \text{cm}^2$), les valeurs calculées sont sensiblement plus élevées que dans les liquides. L'influence de la charge d'espace injectée pourrait expliquer cette observation. Sous tension alternative à 50Hz, nous avons déjà conclu avec les mesures de DP sur les substrats que le champ réellement présent est abaissé par l'injection de charge. Le même effet peut également exister avec les impulsions unipolaires répétitives utilisées ici, dont la valeur moyenne est non nulle, ce qui équivaut à l'application d'une tension continue. Cet effet était négligeable dans les mesures dans l'huile minérale reportées sur la Figure IV-11 [70].

Il est intéressant de constater que l'effet de la charge d'espace devient négligeable pour des valeurs de champ inférieures à environ 2 MV/cm. Une conclusion identique sera obtenue à partir des mesures de courant dans le chapitre suivant. Pour de telles valeurs de champ (par exemple dans le cas de la géométrie sphère-plan), le matériau présente un comportement « linéaire » avec un champ proportionnel à la tension. Dans ces conditions, il est logique de mesurer une tension de claquage qui ne dépend pas de la forme de la tension appliquée (Figure IV-8).

Comme dans les liquides ou dans le vide, une décroissance du champ de génération est observée quand on augmente la surface d'électrode soumise à un champ élevé. Il n'y a pas réellement d'explication physique à cet effet connu depuis longtemps. L'interprétation généralement proposée considère que la probabilité de présence de « défauts de surface » pouvant déclencher des décharges augmente avec la surface d'électrode.

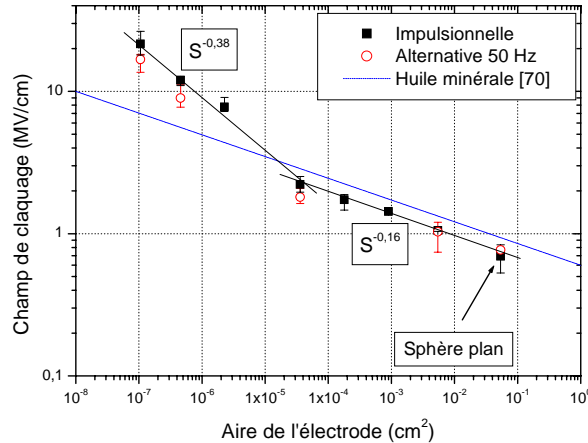


Figure IV-11 : Champ de génération des streamers en fonction de l'aire de l'électrode, 23°C.

4 – CONCLUSIONS

Les mesures de tension de claquage réalisées dans ce chapitre permettent de déterminer des valeurs de champ de génération de streamers, et d'obtenir les conclusions suivantes :

- comme dans les liquides, il n'est pas possible de définir de valeur de champ de claquage unique, et un « effet de surface » marqué est mis en évidence (le champ décroît quand la surface d'électrode augmente).
- pour des pointes fines, correspondant à un champ local supérieur à environ 2 MV/cm, le champ réellement présent sous tension alternative ou impulsionnelle unipolaire répétitive est affecté par l'injection de charges d'espace. Ceci est corrélé aux mesures de DP réalisées sur les substrats et aux mesures de courant de conduction.
- pour des champs plus faibles, le gel présente un comportement « linéaire », et dans ces conditions les tensions de claquage mesurées dépendent très peu de la forme de l'onde de tension et de la température.
- les valeurs de champ de claquage mesurées avec des conditions « propres », c'est-à-dire avec du gel polymérisé in situ après mise sous vide et en l'absence de décharges partielles, sont largement supérieures aux valeurs indiquées dans les documentations techniques, déterminées suivant les méthodes normalisées de claquage des solides.

CHAPITRE V

PERTES DIELECTRIQUES ET CONDUCTION

1 – INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons étudier la permittivité, les pertes diélectriques et les propriétés de conduction du gel par spectroscopie d'impédance. Les influences du recuit du gel, de la température et du champ électrique sur la permittivité et les propriétés de conduction sont analysées. Nous présentons également des mesures de courant de conduction en géométrie pointe-plan, permettant une caractérisation de la conduction sous champ élevé et une évaluation de la mobilité des charges.

2 – SPECTROSCOPIE DIELECTRIQUE

La spectroscopie diélectrique est basée sur la mesure de deux propriétés fondamentales du matériau, sa conductivité et sa capacité, en fonction du temps et de la fréquence. L'application la plus répandue dans le domaine de l'isolation électrique est la détermination du facteur (ou tangente) de pertes diélectriques. Cette technique permet également de révéler les processus de relaxation des dipôles, des molécules, des macromolécules... au sein de nombreux types de matériaux diélectriques (céramiques, polymères, liquides...) et de fournir des informations sur la structure du matériau. Cette technique non destructrice peut être appliquée directement à des systèmes d'isolation.

2.1 REPONSE EN FREQUENCE ET PERTES DIELECTRIQUES DES ISOLANTS

2.1.1 Pertes diélectriques

Quand l'isolant est soumis à un champ électrique $E(t)$ dépendant du temps, un courant $I(t)$ traverse le matériau. Ce courant est une image de la polarisation mais également de la conduction du matériau. La densité de courant $J(t)$ est la somme des densités du courant de conduction $\sigma_0 E(t)$ et du courant de déplacement [88], le courant de diffusion est négligeable devant les autres courants :

$$J(t) = \sigma_0 E(t) + \frac{dD(t)}{dt} \quad (V.1)$$

σ_0 représente la conductivité qui correspond au courant de conduction.

L'induction électrique $D(t)$ s'écrit :

$$D(t) = \varepsilon_0 E(t) + P(t) \quad (V.2)$$

où ε_0 est la constante électrique dans le vide et $P(t)$ la polarisation du diélectrique.

La plupart des diélectriques utilisés en électrotechnique sont homogènes, linéaires et isotropes ; dans ce cas, il existe entre $P(t)$ et $E(t)$ la relation linéaire :

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi E(t) \quad (V.3)$$

où χ est appelé susceptibilité électrique.

Par l'utilisation de la transformée de Fourier, la relation (V.1) donne :

$$J(\omega) = \sigma_0 E(\omega) + j\omega D(\omega) \quad (V.4)$$

A partir des relations (V.2) et (V.3), nous obtenons :

$$J(\omega) = \sigma_0 E(\omega) + j\omega \varepsilon_0 [1 + \chi(\omega)] E(\omega) \quad (V.5)$$

$$\text{Posons : } \varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_0 [1 + \chi(\omega)] = \varepsilon_0 [\varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega)] \quad (V.6)$$

La relation (V.5) s'écrit alors :

$$J(\omega) = [\sigma_0 + \varepsilon_0 \omega \varepsilon''(\omega) + j\varepsilon_0 \omega \varepsilon'(\omega)] E(\omega) \quad (V.7)$$

La relation (V.7) permet de déduire une image des pertes :

$$\tan \delta = \frac{\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 \omega} + \varepsilon''(\omega)}{\varepsilon'(\omega)} \quad (\text{V.8})$$

Dans le cas particulier où la composante relative aux pertes par conduction est négligeable l'équation se simplifie :

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (\text{V.9})$$

Typiquement dans les isolants, $\tan \delta$ est de l'ordre de 10^{-4} .

2.1.2 Types de polarisation en fonction de la fréquence

Sous l'action d'un champ électrique alternatif, il est possible de distinguer plusieurs types de polarisation en fonction de la fréquence [89, 90]:

-*La polarisation électronique* : elle est due à la déformation du nuage électronique entourant chaque atome lors de l'application du champ électrique sinusoïdal. Cet effet est relativement peu intense et possède un temps d'établissement très court (environ 10^{-15} s).

-*La polarisation ionique ou atomique* : elle est due à la distorsion par le champ électrique de l'arrangement atomique d'une molécule. L'inertie des masses mises en jeu augmente le temps de manifestation d'un facteur 10^3 à 10^4 par rapport à la polarisation électronique (environ 10^{-11} à 10^{-12} s).

-*La polarisation dipolaire ou d'orientation dipolaire* : si les molécules soumises au champ électrique possèdent un moment dipolaire permanent, elles ont tendance à s'orienter suivant le sens de ce champ. Le temps d'établissement est beaucoup plus important que lors du phénomène de polarisation précédemment cité et varie entre 10^{-9} et 10^5 s en raison de la grande diversité des dipôles impliqués et de leurs environnements moléculaires.

-*La polarisation interfaciale ou par charge d'espace* : elle est due à la présence dans le matériau de porteurs de charges (électronique ou ionique) en excès. Ces charges peuvent être intrinsèques au matériau ou injectées par les électrodes au cours de l'application du champ. Cette polarisation provient de l'accumulation de ces charges aux interfaces entre deux phases qui ont des permittivités et des conductivités différentes. Ce mécanisme induit un moment dipolaire macroscopique dont le temps d'établissement est long ($>10^3$ s).

Aux basses fréquences et très basses fréquences apparaissent des phénomènes de relaxation de charges d'espace ; l'effet interfacial Maxwell-Wagner qui concerne les milieux hétérogènes est le plus connu.

Tous ces types de polarisation sont résumés sur la Figure V-1.

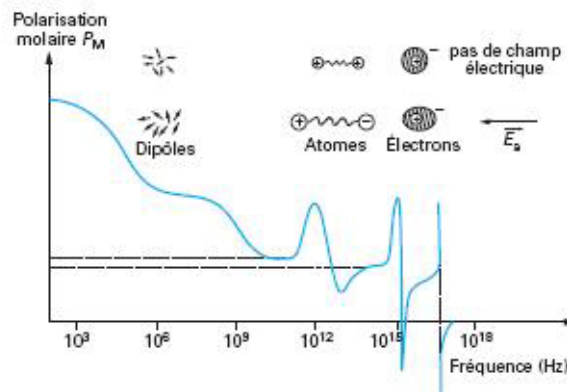


Figure V-1: Représentation schématique des différents types de polarisation [88].

2.1.3 Phénomènes de polarisation aux basses fréquences

Aux basses fréquences, la conductivité résulte de la contribution de plusieurs mécanismes de conduction. Cependant, la conductivité ionique est la plus répandue dans les matériaux imprégnés. La conduction qui est l'image de ε'' est dominée par l'influence des ions libres. La conduction ne provoque pas d'accumulation de charge ni de stockage d'énergie dans le matériau. Aux basses fréquences, l'effet de la conductivité ionique se traduit par une variation de ε'' proportionnelle à $1/f$ (Figure V-2a). La conduction n'est pas le seul phénomène qui peut influencer le comportement du matériau aux basses fréquences : d'autres mécanismes de polarisation peuvent provoquer une variation importante de permittivité (Figure V-2b) : polarisation interfaciale, polarisation de charge d'espace, polarisation des électrodes et phénomène de dispersion à basse fréquence. Ces phénomènes sont décrits dans ce qui suit.

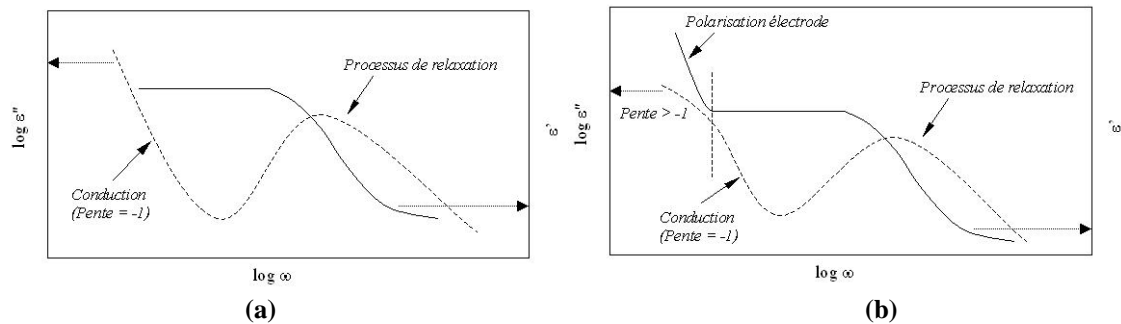


Figure V-2 : Schéma représentatif des parties réelle (ε') et imaginaire (ε'') de la permittivité complexe en fonction de la fréquence pour deux cas : conduction ohmique (a) et non ohmique (b). Dans le dernier cas, la polarisation d'électrode est observée.

2.1.3.1 Polarisation interfaciale ou de charge d'espace : l'effet Maxwell-Wagner-Sillars

La *polarisation interfaciale* [91, 92, 93] apparaît dans les matériaux hétérogènes quand il existe des porteurs de charges qui peuvent migrer sur des distances plus ou moins importantes. Elle provient de l'accumulation de charges aux interfaces entre différentes phases de permittivités et conductivités différentes. La distorsion du champ causée par l'accumulation de ces charges provoque l'augmentation de la capacité totale du matériau qui se traduit par une augmentation de ε' . Cet effet est surtout sensible aux basses fréquences. A des fréquences plus élevées, les charges n'ont pas le temps de s'accumuler et ce type de polarisation ne se produit pas. Lorsque la fréquence augmente, ε' et les pertes évoluent de manière inversement proportionnelle à la fréquence ($\propto 1/f$) de manière similaire aux pertes par conduction.

Ce type de polarisation appelé effet *Maxwell-Wagner-Sillars (MWS)* [94] se manifeste dans la gamme de fréquences de 10^{-1} à 10^2 Hz. Le modèle associé pour un matériau possédant 2 phases est un modèle en couches où chacune d'elles est caractérisée par sa permittivité ε_i et sa conductivité relative σ_i (Figure V-3).

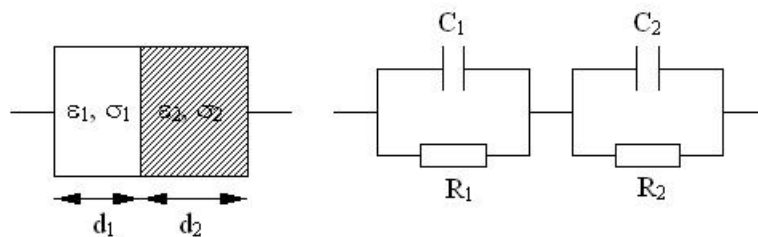


Figure V-3 : Modèle en couches pour l'effet MWS.

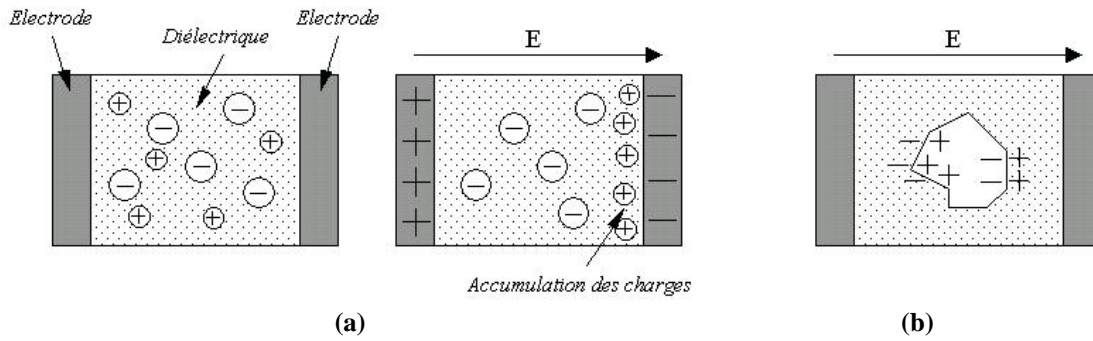


Figure V-4 : Représentation du mécanisme de la polarisation interfaciale. Accumulation des charges à l'interface électrode-isolant (a) et entre deux régions dans un isolant (b).

2.1.3.2 Polarisation des électrodes

La *polarisation des électrodes* est un effet parasite indésirable car elle peut masquer la réponse diélectrique de l'échantillon. Ce phénomène est caractérisé par une augmentation forte des parties réelle (ϵ') et imaginaire (ϵ'') de la permittivité complexe lorsqu'on diminue la fréquence. Le mécanisme est dû à un mauvais transfert des charges à l'interface électrode-isolant en présence d'une couche à grande impédance sur la surface de l'électrode (Figure V-4). Aux basses fréquences, les charges ont le temps de circuler à travers le volume du matériau et sont bloquées à l'interface électrode-isolant. Il en résulte des accumulations de charges (dipôles) aux électrodes [95] qui contribuent à une augmentation de ϵ' et ϵ'' . Le phénomène de polarisation de l'électrode est également observé dans des liquides [96], des couches solide-liquide [97] et dans des diélectriques polymères [98, 99, 100].

2.1.3.3 Dispersion à basse fréquence (Low Frequency Dispersion – LFD)

Le phénomène de dispersion à basse fréquence a été étudié initialement par Jonscher dans divers matériaux diélectriques [101, 102, 103, 104]. A partir d'un seuil de fréquence (ω_c), les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité $\tilde{\chi}(\omega)$ (Figure V-5) augmentent parallèlement dans les basses fréquences, pour atteindre des valeurs très élevées sans aucun signe de saturation jusqu'à la plus basse fréquence disponible. Ce type de comportement apparaît quand les porteurs lents de charge (ioniques) dominent la conduction dans le volume [103, 105], où à l'interface matériau-électrodes [106, 107].

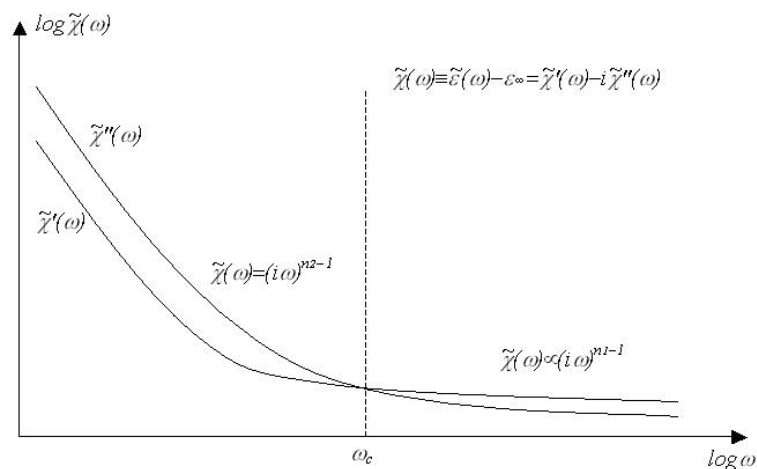


Figure V-5 : Représentation du phénomène de dispersion à basse fréquence [104].

Il est important de distinguer le phénomène LFD du phénomène de conduction. Pour ce dernier, les porteurs de charges sont libres et il n'y a pas de stockage de charge dans le matériau. Avec le phénomène LFD, il y a un stockage réversible de charges qui apparaît lorsque les électrodes bloquent le passage des charges où lorsque le système est constitué de domaines structuraux (clusters) dans lesquels les charges peuvent migrer sur des distances limitées à la taille du cluster [108]. Les clusters d'eau isolés, les clusters d'eau autour des charges minérales..., peuvent être considérés comme des sites contenant de porteurs de charges libres de se déplacer [109]. Le phénomène de dispersion LFD peut également être exprimé en utilisant un modèle fractal proposé par Niklasson [105].

2.2 PRINCIPE DE MESURE DE SPECTROSCOPIE DIELECTRIQUE

Il existe essentiellement deux principes de mesure. Le premier principe est basé sur une réponse fréquentielle du diélectrique (*Spectroscopie dans le Domaine Fréquentiel – SDF* [110]) ; le second principe s'appuie sur la réponse temporelle du diélectrique à un échelon de tension (*Spectroscopie dans le Domaine du Temps – SDT*).

Les mesures en SDF utilisées dans ce travail consistent à balayer le domaine des fréquences et à mesurer, à chaque fréquence, le comportement capacitif et résistif du diélectrique. A haute fréquence (> 1 kHz), ce type de technique donne une excellente précision et une bonne reproductibilité. En revanche, la caractérisation en basse fréquence est limitée par la durée des expériences. En effet, pour une fréquence de 10^{-2} Hz, un seul cycle nécessite déjà plus d'une minute. La validation de la reproductibilité des mesures nécessite l'acquisition d'un nombre important de cycles. Les durées d'acquisition peuvent devenir très importantes.

La tension appliquée $U^* = U_0 \cdot e^{j\omega t}$, génère un courant de même fréquence dans l'échantillon mais généralement déphasé de θ par rapport à la tension (Figure V-6). L'écart du comportement diélectrique du matériau vis à vis d'un comportement purement capacitif est donné par l'angle $\delta = \pi/2 - \theta$. Cet angle permet de déterminer la capacité et la résistance équivalente du diélectrique dans un modèle RC parallèle. L'angle δ est souvent appelé angle de perte diélectrique.

En tenant compte que la capacité d'un condensateur plan muni d'un diélectrique de permittivité ϵ_0 est $C_0 = \epsilon_0 \frac{S}{d}$ et que la permittivité relative se met sous la forme $\epsilon^* = \epsilon' - j \cdot \epsilon''$, nous déduisons que :

$$Z^* = Z' + j \cdot Z'' = -\frac{j}{C^* \omega} = -\frac{j}{C_0 \epsilon^* \omega} \quad (V.10)$$

Par identification des parties réelles et imaginaires il apparaît :

$$\tan(\delta(\omega)) = \frac{\epsilon''(\omega)}{\epsilon'(\omega)} = -\frac{Z'(\omega)}{Z''(\omega)} \quad (V.11)$$

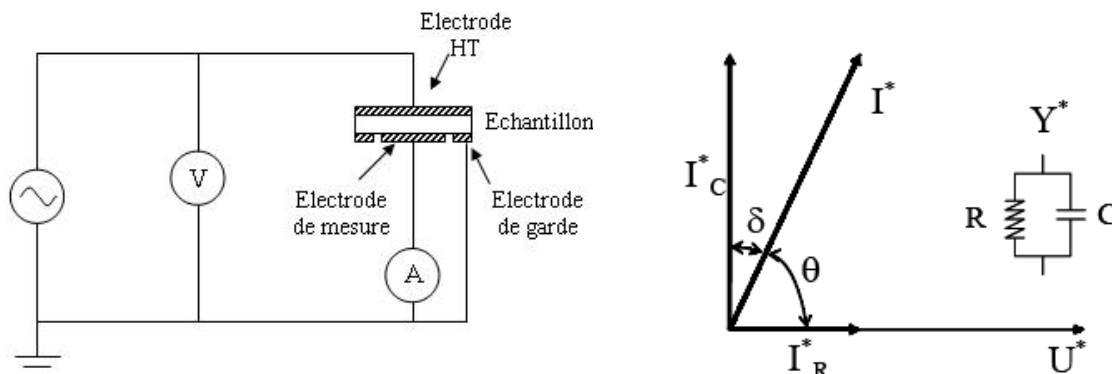


Figure V-6 : Principe de mesure de spectroscopie d'impédance et représentation de Fresnel de la tension et du courant.

2.3 TECHNIQUES EXPERIMENTALES

2.3.1 Cellule de mesure

Plusieurs types de cellules avec des géométries différentes et des électrodes de natures différentes ont été mis en œuvre pour obtenir la plus faible dispersion des mesures lors d'une série d'essais dans des conditions identiques. Sur la Figure V-7 est représenté la première cellule qui a été conçue essentiellement pour les mesures à haute tension. Elle est constituée des électrodes haute tension ($\Phi = 68$ mm) et de mesure ($\Phi = 52$ mm) en acier inoxydable d'épaisseur 7 mm. Elles sont maintenues par deux plaques en quartz permettant une bonne isolation électrique et des mesures à haute température. La distance inter-électrode est fixée à 1 mm. Les bords de l'électrode HT sont arrondis et celle-ci est noyée dans le gel.

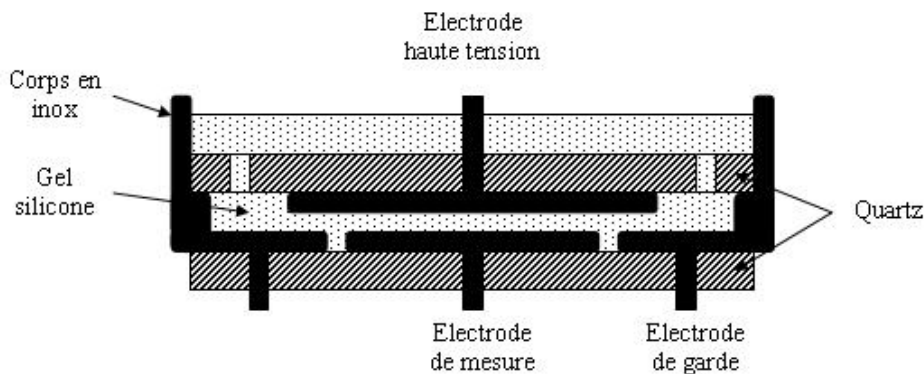


Figure V-7 : Schéma représentatif de cellule de mesure utilisée pour les mesures haute tension (cellule 1).

Le gel silicone a été polymérisé directement dans les cellules de mesure après mise sous vide ($\sim 10^{-2}$ mbar) pendant une heure pour éliminer les bulles d'air.

2.3.2 Dispositifs expérimentaux

2.3.2.1 Spectroscopie diélectrique basse tension

Le dispositif de mesure de spectroscopie diélectrique basse tension est un spectromètre d'impédance, de marque Novocontrol BDS 20 (Figure V-8). Il peut fonctionner dans une large gamme de fréquence de $3 \mu\text{Hz}$ à 10 MHz avec une tension appliquée maximale de 3 V . La limite de mesure de $\tan\delta$ est très faible, de $3 \cdot 10^{-5}$ pour les mesures dans la gamme $10 \text{ Hz} \div 100 \text{ kHz}$ avec une capacité d'échantillon entre 50 pF et 2 nF .

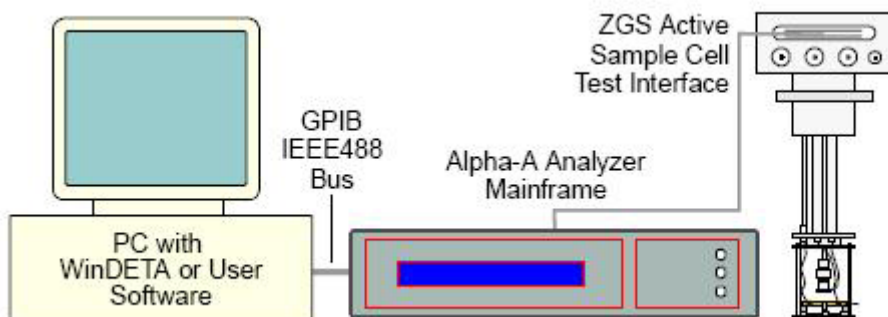


Figure V-8 : Description du dispositif Novocontrol BDS 20.

La précision des mesures dépend directement de la capacité de l'échantillon ainsi que de la fréquence (Figure V-9). L'erreur de mesure dans la gamme de $10 \text{ Hz} \div 10 \text{ MHz}$ est faible, entre $0,01\%$

et 1%. Cependant, elle augmente fortement à basse fréquence pour des échantillons de faible capacité. La capacité de la cellule (50 pF) permet de conserver une précision d'environ 1% jusqu'à 10^{-3} Hz.

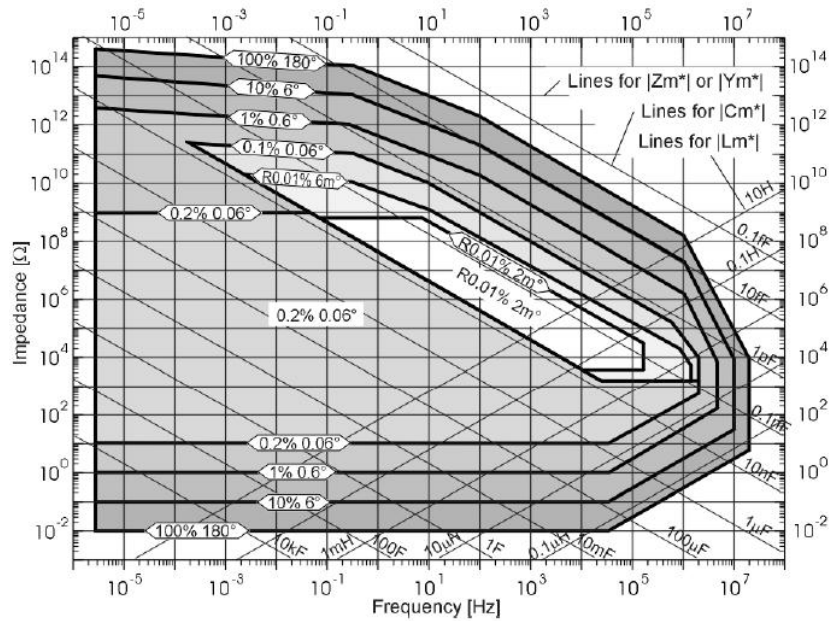


Figure V-9 : Précision de la mesure en fonction de la fréquence avec différentes valeurs de capacité.

2.3.2.2 Spectroscopie diélectrique à haute tension

Le dispositif de mesure de spectroscopie diélectrique Programma IDA 200 (Figure V-10a) permet des essais jusqu'à $140 V_{\text{eff}}$, dans la gamme de fréquence $0,1 \text{ mHz} \div 1 \text{ kHz}$. L'association du système IDA 200 avec le module haute tension HVU permet d'atteindre des niveaux de 30 kV crête entre $0,1 \text{ mHz}$ et 100 Hz .



(a)



(b)

Figure V-10 : Dispositif Programma IDA 200 (a) et IDA 200 HVU (High Voltage Unit) (b).

La limite de mesure en $\tan \delta$ est de l'ordre 10^{-4} et la précision des mesures dépend toujours de la capacité et de la fréquence (Figure V-11). L'erreur de mesure (d'un échantillon de 10 pF par exemple) est relativement faible et presque constante (entre 2 et 3%) dans toute la gamme de fréquence $10^{-4} \div 10^3 \text{ Hz}$.

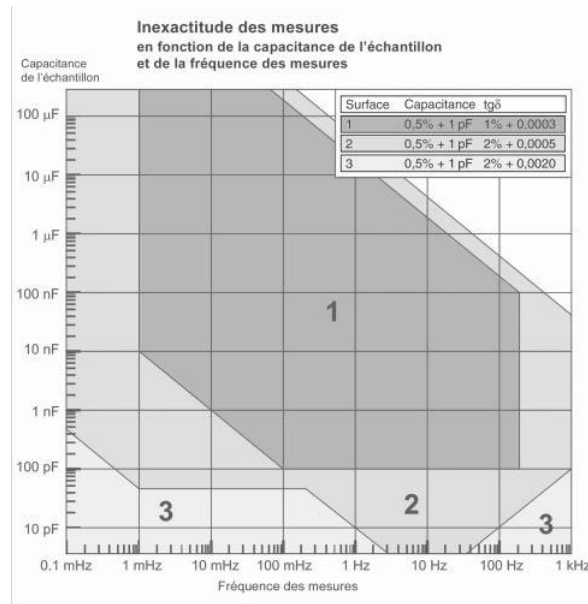


Figure V-11 : Précision des mesures en fonction de la fréquence et de la capacité de l'échantillon.

2.3.2.3 Comparaison des deux dispositifs de spectroscopie diélectrique

Nous présentons sur la Figure V-12 la réponse diélectrique (ε' et ε'') du gel silicone mesurée à température ambiante (cellule 1) par les deux dispositifs de spectroscopie diélectrique. Nous constatons une très bonne reproductibilité des mesures entre les deux dispositifs dans la gamme de fréquence de 10^{-2} à 1 Hz. En dehors de cette gamme, une dispersion entre les mesures fournies par les deux systèmes apparaît. Elle est corrélée aux incertitudes sur les mesures données par les abaques décrites précédemment. Le IDA est mieux adapté en basse fréquence tandis qu'aux fréquences supérieures à 1 Hz, le BDS 20 est plus performant.

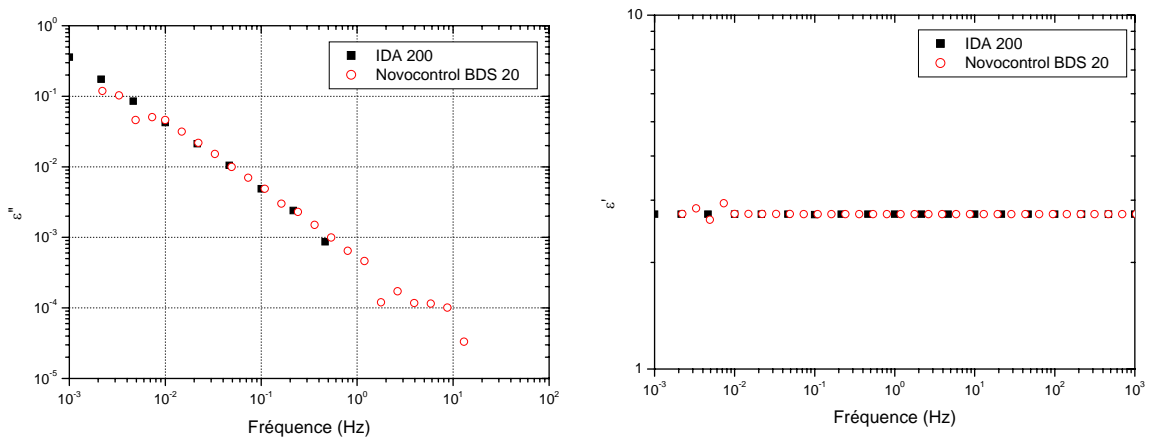


Figure V-12 : Comparaison de la réponse diélectrique du gel silicone à 25°C, mesurée avec le Novocontrol BDS 20 (à 3 V_{eff}) et l'IDA 200 (à 140 V_{eff}).

2.4 RESULTATS DE MESURE

2.4.1 Comportement diélectrique à température ambiante

Les mesures ont été réalisées à basse tension ($V = 140 V_{\text{eff}}$) et à 25°C, dans la plage de fréquence entre 10^{-3} et 10^3 Hz (cellule 1). Les variations de ε' et ε'' en fonction de la fréquence sont données sur la Figure V-13. La composante réelle de la permittivité ε' reste constante et égale à 2,75

sur toute la plage de fréquence testée tandis que l'indice de pertes ε'' augmente fortement vers les basses fréquences. L'évolution fréquentielle de ε'' suit une loi en puissance de la forme f^{-n} où $n = 0,95$ dans la gamme de fréquence inférieure à 300 mHz. Ce comportement suggère un processus de pertes par conduction aux basses fréquences. Un comportement similaire a été observé par Haidar [111] dans l'huile silicone dans la gamme de fréquence inférieure à 1 Hz.

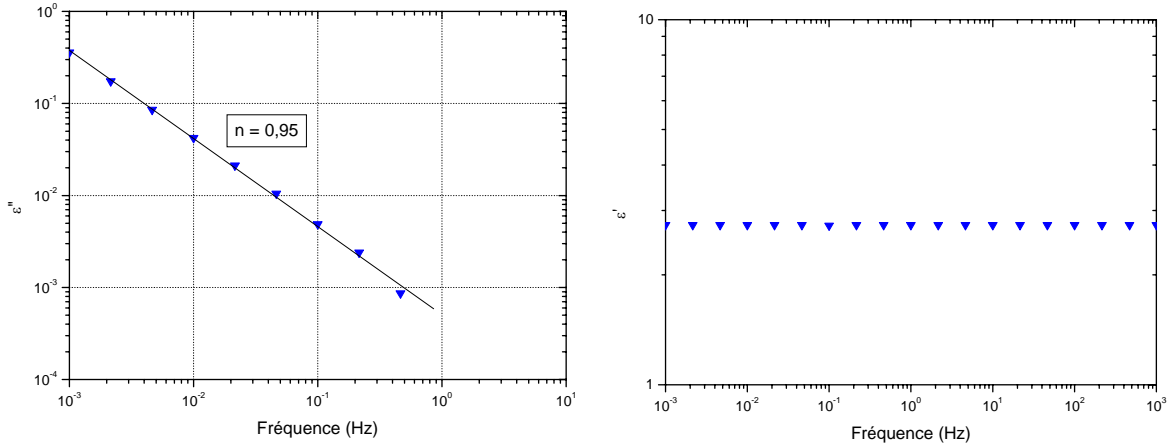
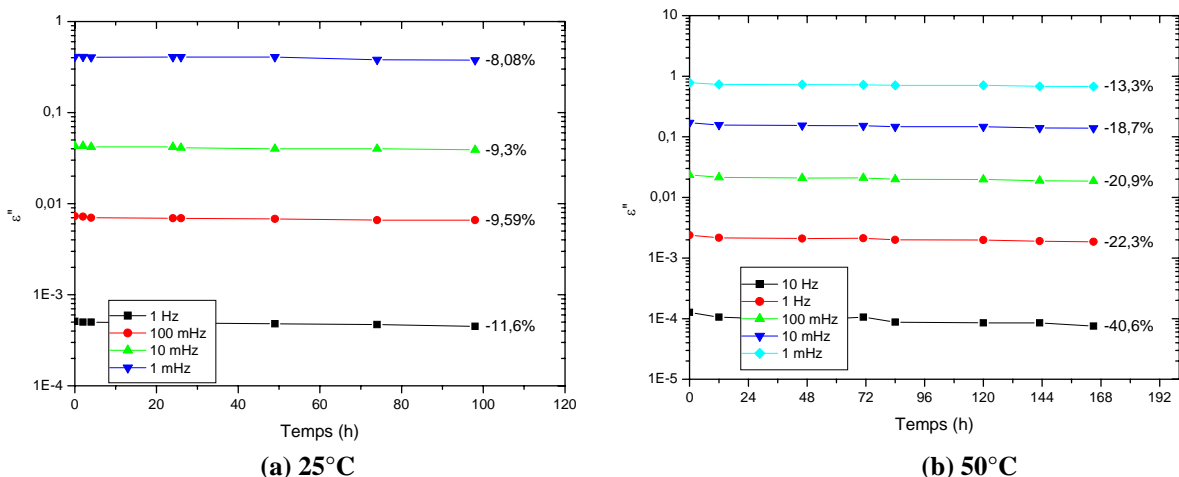


Figure V-13 : Propriétés diélectriques du gel silicone à température ambiante (25°C), $V = 140 V_{eff}$.

2.4.2 Effet de la température

2.4.2.1 Evolution des propriétés diélectriques au cours du temps

L'objectif de cette partie est de fournir des éléments qui permettent la caractérisation du vieillissement du gel au cours du temps à différents niveaux de températures. Pour ces essais les échantillons (cellule 1) ont été chauffés à plusieurs niveaux de températures compris entre 25°C et 160°C. Nous avons périodiquement effectué des mesures de l'indice de perte ε'' qui constitue un marqueur du vieillissement. Sur la Figure V-14 sont représentés respectivement les résultats de mesures à 25, 50, 110 et 160°C. Les résultats obtenus avec tous les échantillons testés montrent une tendance à la baisse de ε'' au cours du temps quelle que soit la température d'essai. A basses températures (< 50°C), la variation de ε'' est faible sur la durée de l'essai qui s'étend sur une semaine : ~9% à 25°C et ~20% à 50°C (Figure V-14b) après une centaine d'heures sous contrainte. Pour des températures plus élevées, la réduction de ε'' devient plus importante. La valeur de ε'' diminue fortement puis se stabilise. Des réductions d'environ 70% et 95% ont été trouvées après 120 h d'essais pour des mesures respectivement à 110°C (Figure V-14c) et à 160°C (Figure V-14d).



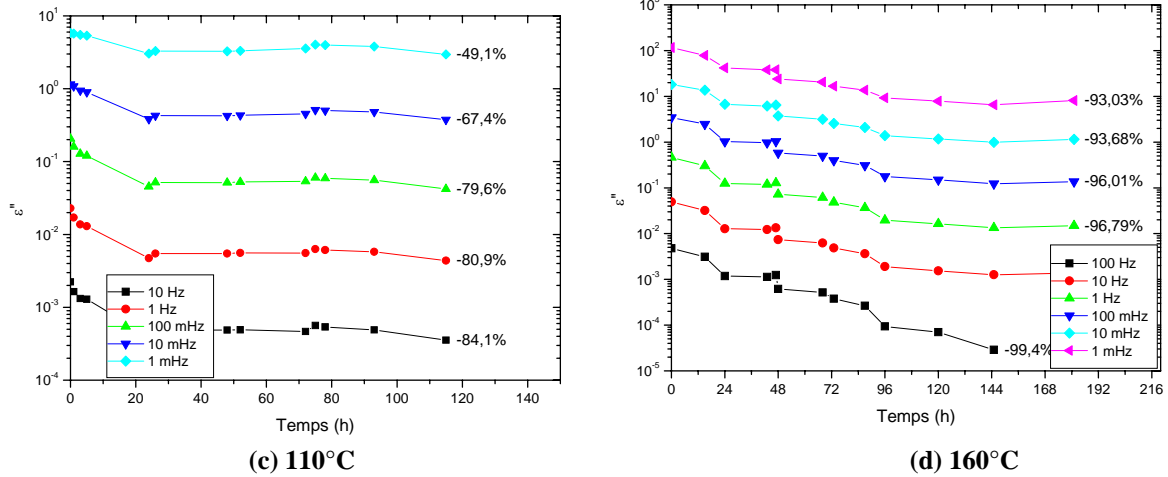


Figure V-14 : Variation de ϵ'' en fonction du temps à températures.

La diminution de ϵ'' au cours de ce type d'expérience pourrait être due à la vaporisation de l'eau présente dans le gel silicone. En effet, le gel silicone a une solubilité et une perméabilité aux gaz relativement élevées, en particulier à la vapeur d'eau [112]. A 25°C et pour 100% d'humidité, le gel silicone peut absorber jusqu'à 200 ppm d'eau. Cette quantité est proche de celle obtenue dans de l'huile silicone [86]. L'eau absorbée dans le gel peut s'évacuer sous forme de vapeur d'eau d'autant plus facilement que la température est élevée.

2.4.2.2 Mesure de la teneur en eau dans le gel silicone

Comme mentionné dans la partie précédente, la diminution de l'indice de pertes ϵ'' pourrait être attribuée à la vaporisation de l'eau absorbée dans le gel silicone. Pour vérifier cette hypothèse, des expériences complémentaires ont été effectuées pour déterminer la teneur en eau dans le gel dans nos conditions d'essai. La teneur en eau dans les deux constituants du gel silicone avant la polymérisation a été quantifiée en utilisant un dispositif reposant sur la méthode de Karl Fischer. Cette technique [113] est souvent utilisée pour déterminer la quantité d'eau dans les liquides. Sur la Figure V-15 sont reportés les résultats de mesures de la teneur en eau comprise dans 0,97 g de gel non polymérisé constitué du mélange des 2 composants à 25°C. Avant les mesures, le mélange a subi un dégazage à 10^{-2} mBar pour extraire les bulles d'air. Les résultats obtenus montrent une quantité moyenne de 120 ppm d'eau.

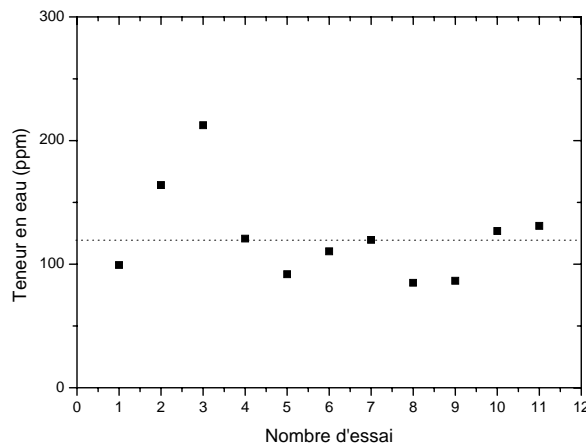


Figure V-15 : Quantité d'eau dans 0,97 g de mélange de gel non polymérisé.

Rappelons que la polymérisation du gel silicone est réalisée à 65°C pendant 4h dans les conditions atmosphériques. Une telle température ne permet pas d'évacuer la totalité de l'eau sur des temps courts. Par ailleurs, le gel synthétisé est stocké dans une étuve à 25°C à pression atmosphérique pendant au moins 24h avant chaque mesure. Avec ces conditions, il est probable qu'il y ait toujours de l'eau absorbée à l'intérieur du gel.

A l'issue de l'étape de polymérisation, le gel passe d'une phase liquide à une phase gélatineuse. La méthode Karl Fischer est alors inadaptée techniquement pour être utilisée. La technique de thermogravimétrie qui repose sur la mesure de la perte de masse d'un matériau lorsqu'il subit une augmentation croissante de la température est plus appropriée. Sous des températures de séchage appropriées, l'eau dans le matériau peut être vaporisée rapidement ce qui conduit à la diminution de la masse de l'échantillon. Nous pouvons donc estimer la quantité d'eau à partir des mesures des pertes de masse. Cependant, la cinétique du processus est difficile à prévoir.

Tous les échantillons ont été séchés dans une étuve à température constante et sous vide primaire (10^{-2} mbar). La vaporisation de l'eau est suivie par des pesées périodiques réalisées avec une balance de précision de résolution 10^{-4} g. Nous présentons sur la Figure V-16 les résultats obtenus pour des échantillons séchés entre 70 et 160°C. Notons que les échantillons mesurés à 90°C (de masse initiale 28 g) ont été séchés sous vide primaire tandis que le séchage des échantillons mesurés à 110 et 160°C (de masses initiales 288 mg) ont été réalisés sous pression atmosphérique. L'objectif de ces caractérisations à pression atmosphérique est de reproduire les conditions de tests dans lesquelles les mesures de l'évolution temporelle de l'indice de pertes ϵ'' ont été réalisées.

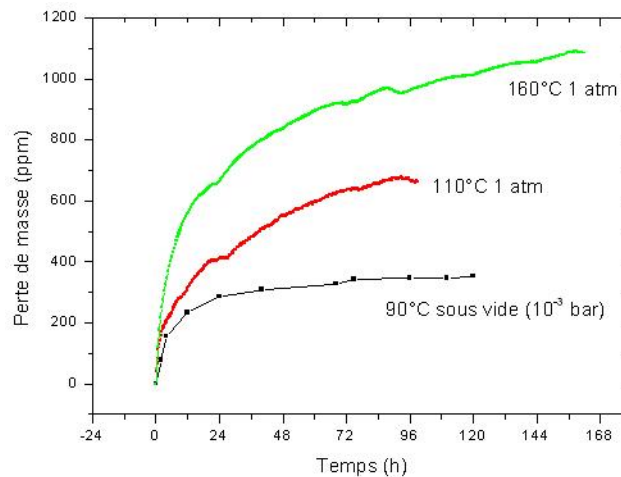


Figure V-16 : Perte de masse en fonction du temps lors du séchage du gel silicone sous vide et sous air sec à différentes températures.

La perte en masse est importante aux temps courts. Sous vide à 90°C, la masse se stabilise après une centaine d'heures ; à des températures plus élevées, un temps plus long est nécessaire pour atteindre un régime stationnaire. Les pertes en masse dépendent fortement de la température de séchage ; à 90°C sous vide elles sont d'environ 300 ppm alors qu'à 110°C et 160°C sous air sec elles atteignent respectivement plus de 600 et 1100 ppm. La comparaison avec les quantités d'eau que le gel peut absorber suggère fortement qu'à 90°C c'est essentiellement l'eau qui a disparu, alors qu'à température plus élevée une dégradation thermique du gel provoque la perte de masse importante observée. Ceci est renforcé par l'observation du changement de couleur observé à 160°C (le gel prend une couleur jaune au cours du temps).

Ces résultats soulignent que l'étude des propriétés diélectriques ne peut être obtenue qu'après séchage des échantillons; dans le cas contraire, la contribution de l'eau peut modifier les spectres obtenus par spectroscopie diélectrique.

2.4.2.3 Evolution des propriétés diélectriques en fonction de la température

Pour mesurer les propriétés diélectriques du gel sous l'effet de la température, les échantillons (cellule 1) ont été d'abord séchés à 90°C sous vide primaire (10^{-2} mBar) pendant 100 h. Avant chaque mesure, l'échantillon a été chauffé pendant une heure pour assurer sa thermalisation (Figure V-17).

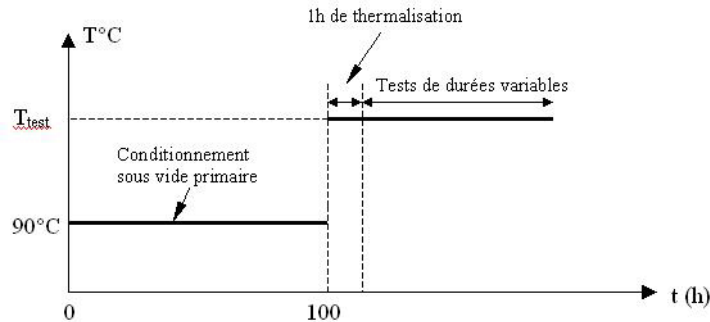


Figure V-17 : Protocole de séchage et de mesure de spectroscopie sous température.

La reproductibilité des résultats expérimentaux a été vérifiée et confirmée par une succession de mesures effectuées avec plusieurs échantillons. La variation de la permittivité ϵ' et de l'indice de pertes ϵ'' à différentes températures jusqu'à 160°C est donnée sur la Figure V-18.

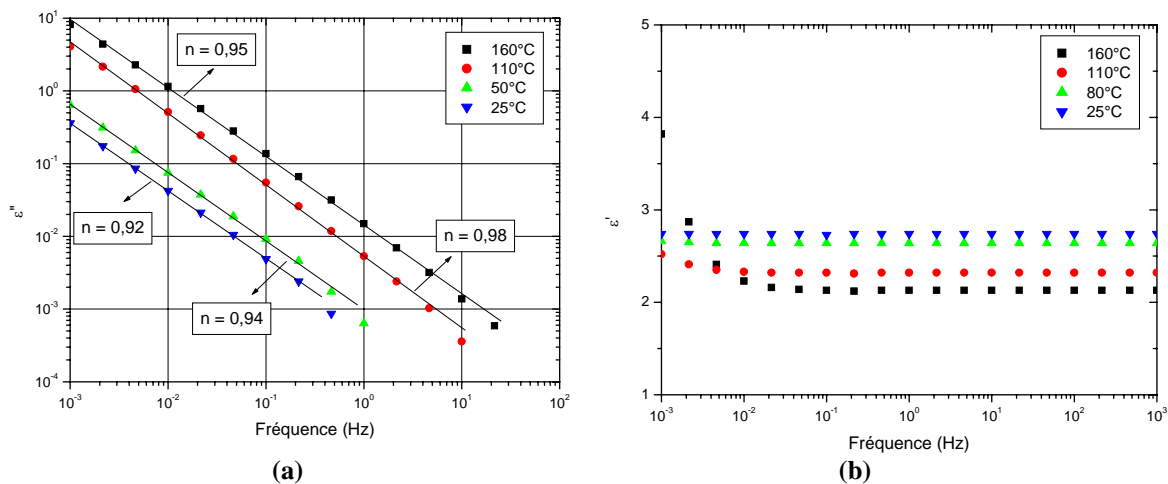


Figure V-18 : Influence de la température sur l'indice de pertes ϵ'' (a) et la permittivité ϵ' (b).

A basses températures ($\leq 50^\circ\text{C}$), pour la gamme de fréquence < 1 Hz, $\epsilon''(f)$ suit toujours une loi en puissance du type f^{-n} avec $n = 0,92$ et $0,94$ respectivement pour les températures de 25°C et 50°C tandis que ϵ' est indépendant de la fréquence (Figure V-18). L'évolution de $\epsilon'(f)$ et de $\epsilon''(f)$ met en évidence que dans la gamme des faibles fréquences et en deçà de 50°C les pertes sont majoritairement dues à des phénomènes de conduction [§ IV.2.1.3].

Aux températures plus élevées, nous avons observé une augmentation de la permittivité ϵ' vers les très basses fréquences tandis que l'indice de pertes ϵ'' décroît toujours selon une loi de puissance du type f^{-n} avec $n = 0,98$ et $0,95$ respectivement pour les températures de 110°C et 160°C , atteignant des valeurs élevées sans signe apparent de saturation jusqu'à 10^{-3} Hz. Nous remarquons également une diminution de ϵ' de 2,8 (à 25°C) à 2,2 (160°C) dans la gamme de température testée. Ce phénomène est similaire à celui observé dans l'huile silicone [86]. L'augmentation de ϵ' pour $f < 10^{-2}$ Hz et $T > 110^\circ\text{C}$ suggère que dans ce domaine les pertes ne peuvent pas être attribuées uniquement à des phénomènes de conduction. La superposition de l'évolution des courbes $\tilde{\chi}''(\omega)$ et $\tilde{\chi}'(\omega)$ ne met pas en évidence des courbes parallèles ou approximativement parallèles, cet effet ne correspond donc pas à

celui d'un phénomène de type LFD décrit dans [104]. La diminution de la conductivité calculée ($\sigma' = \epsilon_0 \epsilon'' \omega$) vers les basses fréquences (Figure V-19) suggère que la polarisation d'électrode plutôt que la polarisation de MWS pourrait être à l'origine de l'augmentation de ϵ' à basse fréquence et à haute température [114].

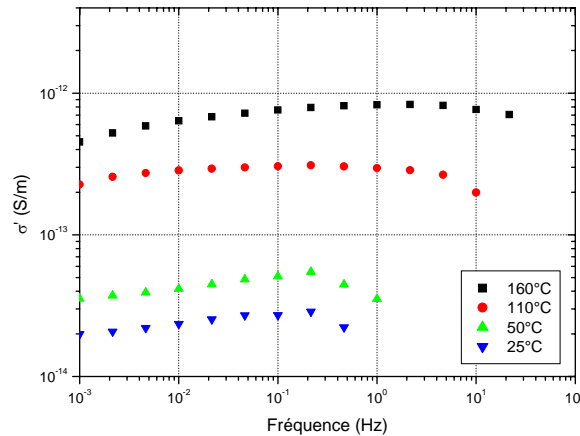


Figure V-19 : Variation de la conductivité réelle σ' en fonction de la fréquence pour différentes températures.

Sur la Figure V-20 est représentée la variation de la conductivité σ' pour plusieurs fréquences en fonction de la température dans un diagramme d'Arrhenius. La conductivité, de l'ordre de $2 \cdot 10^{-14}$ (S/m) à température ambiante, augmente de plus d'un facteur 10 entre 25 et 160°C. Ces valeurs de conductivité sont très proches de celles obtenues avec les élastomères silicones de type RTV : de $5,8 \div 8,6 \cdot 10^{-14}$ S/m à 20°C [115]. Nous pouvons également déterminer une énergie d'activation de 0,117 eV. Cette valeur est inférieure à celles obtenues avec des élastomères silicones de type RTV dans [115] ($0,43 \div 0,53$ eV), et plus proche de celle mesurée dans les huiles silicones par Tsuchida [132] (de 0,17 à 0,24 eV pour des huiles de viscosité entre 10 et 1000 cSt).

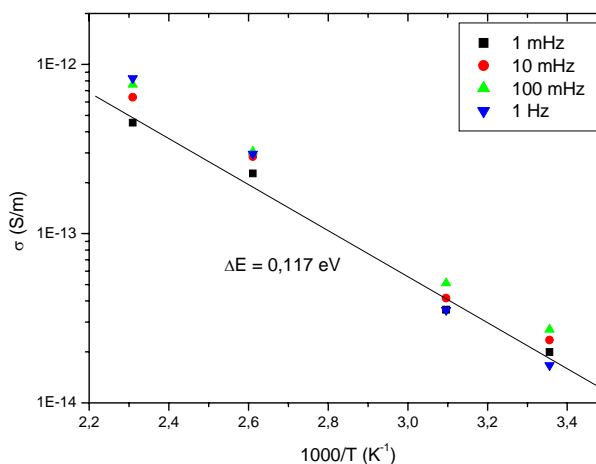


Figure V-20 : Conductivité σ' en fonction de la température pour plusieurs fréquences sur un diagramme d'Arrhenius.

2.4.3 Effet de la teneur en eau absorbée

Les résultats présentés dans le paragraphe précédent suggèrent que dans certains cas l'humidité absorbée influence la réponse diélectrique du gel. Etant donné la difficulté de déterminer quantitativement l'eau absorbée dans le gel, une autre approche a été utilisée pour mettre en évidence l'effet de la teneur en eau sur les propriétés diélectriques. L'idée repose sur l'utilisation d'une cellule

permettant l'évacuation ou l'absorption d'humidité facilement. La description de cette nouvelle cellule (cellule 2) est développée Figure V-21. L'électrode haute tension est constituée d'une grille métallique fine en acier inoxydable (\varnothing 45 mm, maillage de 162x764 μm , diamètre du fil de 70 μm [116]). L'électrode haute tension est maintenue par des cales en téflon et en laiton assurant une distance inter-électrode de 0,9 mm. Les électrodes de mesure et de garde ont été gravées sur une plaque en nitrure d'aluminium (0,63 mm d'épaisseur) dont les deux faces sont métallisées en cuivre (0,3 mm d'épaisseur). Le diamètre de l'électrode de mesure est de 32 mm. Le nitrure d'aluminium a été choisi en raison de ses excellentes propriétés hydrophobes. Des essais préliminaires ont mis en évidence que l'AlN n'absorbe pas d'eau pour des conditions d'essais de 80% d'humidité à 90°C.

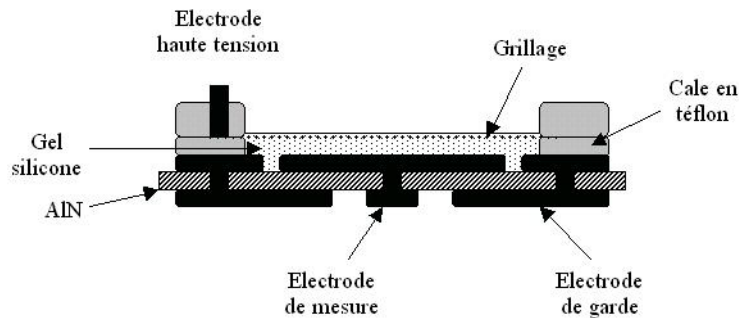


Figure V-21 : Schéma de la cellule utilisée pour les mesures basse tension (cellule 2).

Le gel silicone a été polymérisé directement dans les cellules de mesure. Avant la polymérisation, l'électrode haute tension est immergée dans le gel et la cellule mise sous vide ($\sim 10^{-2}$ mBar) pendant une heure pour éliminer les bulles d'air.

2.4.3.1 Protocole de détermination de la teneur en eau absorbée

Le protocole consiste à placer dans une enceinte climatique la cellule 2 et une cellule qui sert de référence (Figure V-22) pour contrôler la teneur en eau dans le gel. La pesée de la cellule de référence permet l'évaluation de la quantité d'eau présente dans le gel avant chaque caractérisation diélectrique. L'évaluation de la teneur en eau dans la cellule 2 est difficile en raison de sa structure et de son poids. La cellule de référence (Figure V-22) est constituée d'un récipient en verre de 46 mm de diamètre dans lequel du gel et une grille identique à celle utilisée dans la cellule de mesure ont été placés. Les dimensions ont été contrôlées de manière à reproduire les conditions de la cellule 2.

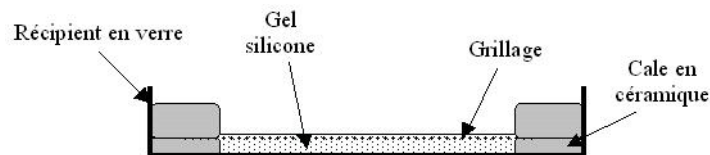


Figure V-22 : Structure de l'échantillon de référence.

Les échantillons synthétisés dans la cellule 2 et les échantillons de références ont été d'abord séchés pendant une semaine sous vide primaire (10^{-2} mBar) à 90°C. Le but est d'obtenir des échantillons secs pour fixer les conditions initiales. Ils ont été ensuite placés dans une enceinte climatique dont l'humidité peut être fixée entre 10% et 90%. La conductivité σ_{eau} de l'eau distillée utilisée pour l'imprégnation est de 1,29 $\mu\text{S}\cdot\text{cm}^{-1}$. La cinétique de prise en eau est suivie par des pesées périodiques des échantillons de référence. Avant chaque pesée, les échantillons de références et la cellule sont séchés dans une étuve ventilée à 50°C pendant 5 minutes. Cette procédure a pour but d'évacuer l'eau excédentaire à la surface de l'échantillon et de peser que l'eau effectivement imprégnée dans le volume de l'échantillon.

Si nous considérons que m_0 et m_i sont respectivement les poids d'un échantillon de référence sec et d'un échantillon au temps i , la reprise en eau est donnée par la formule suivante :

$$M = \frac{m_i - m_0}{m_0} \cdot 100\% \quad (\text{V.12})$$

Nous donnons sur la Figure V-23 les résultats de mesure de la reprise en eau des échantillons de référence soumis à 80% d'humidité à 60°C et 80°C. La quantité d'eau absorbée par le gel est d'autant plus importante que la température est élevée. A 60°C, le matériau est saturé au bout de 5 jours tandis qu'à 80°C, il faut plus de temps pour atteindre la saturation. A partir de la Figure V-23, nous pouvons estimer la valeur de la saturation de l'eau dans le matériau (M_∞) pour différentes températures : $M_\infty = 0,1\%$ à 60°C et $0,11\%$ à 80°C.

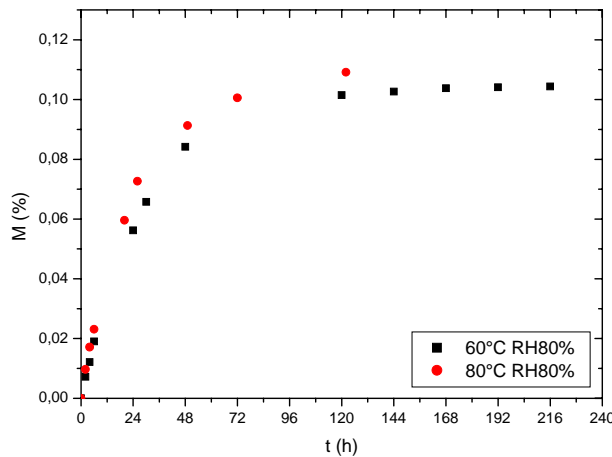


Figure V-23 : La reprise en eau dans gel en fonction du temps à différentes températures.

2.4.3.2 Résultats et discussion

La cellule de mesure et la cellule de référence ont été mises dans une enceinte climatique à 80°C et 80% d'humidité. Les deux cellules ont été ensuite placées périodiquement dans une seconde étuve à 80°C pour les mesures de spectroscopie diélectrique. Dans cette seconde étuve, si l'échantillon est laissé trop longtemps il peut perdre de l'eau. Nous avons choisi pour éviter ceci de réduire le temps de mesures en caractérisant le gel à des fréquences supérieures à 10 mHz. Dans ces conditions, le temps effectif de mesure est d'une quinzaine de minutes. La tension appliquée sur la cellule de mesure est de 3 V.

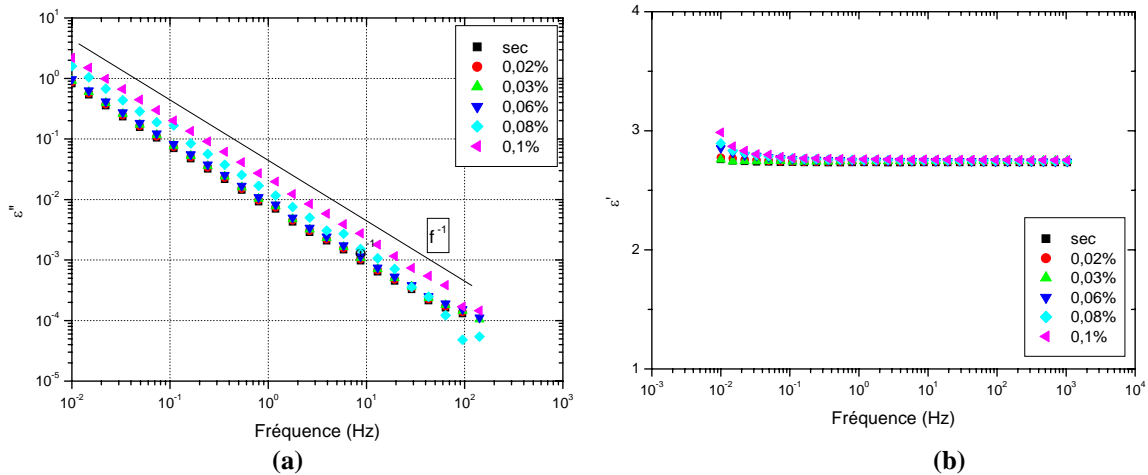


Figure V-24 : Influence de la teneur en eau sur l'indice de pertes ϵ'' (a) et la permittivité ϵ' (b) mesurés à 80°C.

Les spectres obtenus (Figure V-24) montrent que dans pratiquement toutes les conditions une variation des pertes selon une loi en puissance de type f^{-n} où $0,97 < n < 0,99$, ce qui confirme qu'elles sont dues majoritairement à des phénomènes de conduction. La permittivité ε' reste pratiquement constante sur toute la plage de fréquence étudiée, sauf pour les échantillons de teneur en eau $> 0,06\%$ où ε' présente une faible augmentation à très basse fréquence ($< 3 \cdot 10^{-2}$ Hz) (Figure V-24b), ce qui suggère un phénomène interfacial lié à la présence des ions de l'eau.

La Figure V-25 montre la conductivité ($\sigma' = \varepsilon_0 \varepsilon'' \omega$) déduite des mesures pour différentes valeurs de teneur en eau. Nous constatons que l'augmentation des pertes correspond à l'augmentation de la conductivité, qui est particulièrement marquée quand la teneur en eau dépasse 0,06%, soit environ 50% de la saturation de l'eau dans le gel. La conductivité reste quasiment constante dans la gamme de fréquence testée.

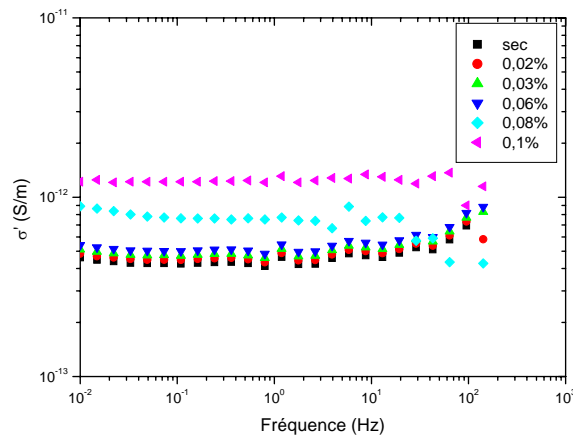


Figure V-25 : Variation de la conductivité réelle σ' en fonction de la fréquence pour différentes teneurs en eau (mesures à 80°C).

2.4.4 Effet du champ électrique

L'objectif de cette partie est de mesurer les propriétés diélectriques du gel silicone en fonction du champ, dans le but de se rapprocher des conditions réelles d'utilisation.

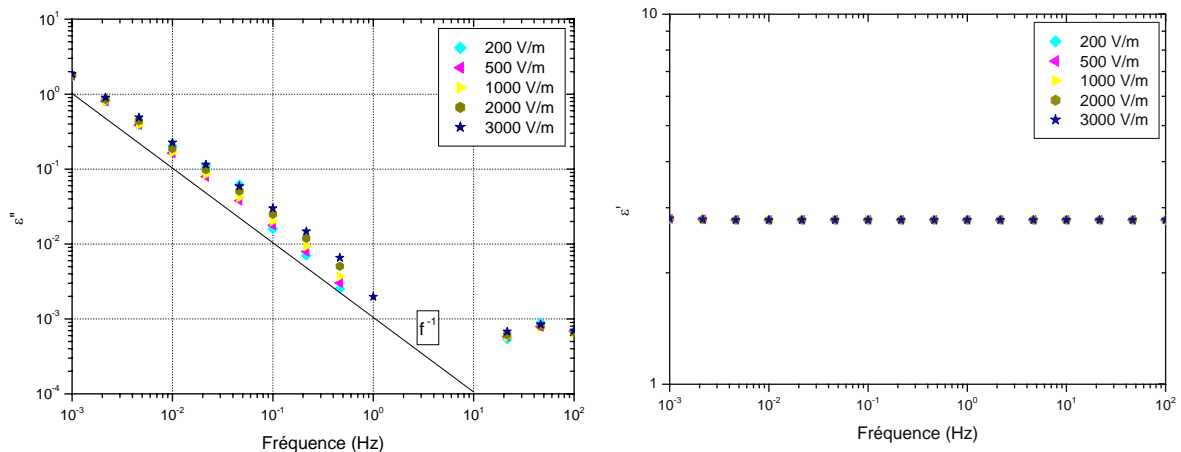


Figure V-26 : Influence du champ électrique sur les propriétés diélectriques du gel à 25°C .

Tous les échantillons ont été d'abord séchés sous vide primaire à 90°C pendant 100 h. Les mesures ont été ensuite réalisées à 0,2 ; 0,5 ; 1 ; 2 et 3 kV/mm à température ambiante (25°C) avec la

cellule haute tension (cellule 1). Les résultats obtenus sont regroupés sur la Figure V-26. L'effet du champ est faible. Les comportements de ε'' et ε' sont similaires à ceux observés à basse tension à la même température : l'indice de pertes ε'' augmente linéairement vers des basses fréquences tandis que la permittivité ε' est pratiquement indépendante de la fréquence.

2.5 CONCLUSIONS

Les résultats obtenus dans cette partie permettent de tirer les conclusions suivantes :

➤ Du point de vue de ses propriétés de polarisation et de conduction, le comportement du gel se rapproche beaucoup plus d'un liquide non polaire que d'un solide : les pertes diélectriques à basses fréquences sont essentiellement dues à un processus de conduction, et pratiquement aucun des phénomènes de relaxation lié à la polarisation généralement observés dans les solides, n'est observé. Les pertes à haute fréquence sont très faibles (non mesurables au-delà de 100Hz), et l'énergie d'activation de la conductivité est proche de celles mesurées dans les huiles silicones. Comme dans les liquides, la présence d'eau dissoute a une influence relativement faible sur les pertes diélectriques, y compris à basse fréquence, ce qui n'est généralement pas le cas dans les solides.

➤ Dans la gamme de champ inférieure à 3 kV/mm, les caractéristiques du matériau ne sont pratiquement pas influencées par le champ. Des mesures sous champ faible sont suffisantes pour déterminer le comportement diélectrique du matériau dans des conditions normales de service.

➤ Le gel peut absorber de l'eau en quantité non négligeable de manière réversible, de l'ordre de quelques centaines de ppm.

➤ A haute température (> 110°C), les mesures diélectriques montrent une évolution des propriétés du gel au cours du temps, probablement liée à une modification de sa structure chimique. On voit donc que le gel silicone, bien qu'il puisse supporter des températures élevées (jusqu'à 200°C d'après la documentation commerciale) évolue de manière importante dans ces conditions. Le comportement à long terme n'est pas connu.

3 – CONDUCTION EN GEOMETRIE POINTE-PLAN SOUS CHAMP CONTINU

L'étude du courant de conduction en géométrie pointe-plan permet d'obtenir des informations sur les régimes de conduction sous champ élevé dans le gel silicone. Les observations précédentes ont mis en évidence que le gel possède des propriétés proches de celles des liquides. Avant de présenter les résultats obtenus, nous allons faire un rappel sur les mécanismes de conduction dans les liquides.

3.1 CONDUCTION ELECTRIQUE DANS LES LIQUIDES SOUS CHAMPS INTENSES EN GEOMETRIE POINTE-PLAN

La conduction des liquides diélectriques a fait l'objet de nombreux travaux de recherche, en particulier pour élucider les mécanismes de création des porteurs de charge et leur nature (ions, électrons ou trous) [117, 118, 119]. Nous nous limitons à rappeler ici les phénomènes de base qui sont nécessaires à l'interprétation de nos résultats expérimentaux.

3.1.1 Réponse d'un isolant à une contrainte électrique

Lorsqu'un matériau diélectrique est soumis à un échelon de tension, un courant circule dans le matériau ; il se compose d'un courant d'absorption qui correspond au transitoire du courant de polarisation, et d'un courant de conduction (Figure V-27). Le temps nécessaire pour atteindre le courant de conduction peut être très long (jusqu'à plusieurs semaines dans les solides).

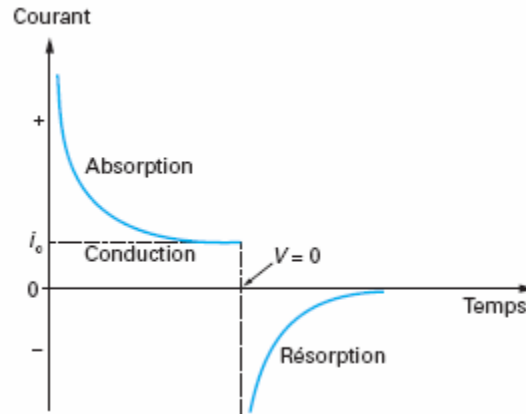


Figure V-27 : Evolution typique des courants de polarisation et de dépolarisation [120].

3.1.2 Conduction dans les liquides sous champs électriques élevés

La conduction dans les liquides, même sous champ intense ($> 1 \text{ MV/cm}$), est presque toujours assurée par des ions, de mobilité faible ($< 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), qui préexistent dans le milieu, ou sont créées aux interfaces. La présence de charges d'espace peut conduire à une distorsion du champ électrique. Schématiquement, on considère qu'il existe trois zones de conduction différenciées dans la caractéristique courant-tension (Figure V-28) :

- Dans la zone I correspondant aux champs faibles, il apparaît un segment linéaire traduisant la présence d'une conduction ohmique. Les impuretés dissoutes, que les procédés de purification n'ont pas permis d'éliminer, contribuent à assurer le passage du courant. En effet, il est souvent très difficile d'atteindre la conductivité intrinsèque d'un liquide isolant, car cette dernière dépend souvent du procédé de purification [121].
- Aux champs moyens (zone II), la conduction est contrôlée par les cinétiques de dissociation ionique. Généralement, on observe une décroissance de la pente de la caractéristique courant-tension pour les liquides peu polaires et même un plateau pour les liquides non polaires.
- Au-delà d'une certaine tension (zone III), on remarque une remontée rapide du courant, liée au phénomène de génération de charge sous champs forts.

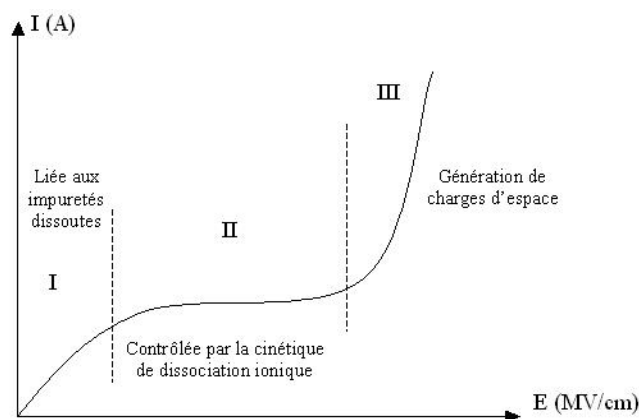


Figure V-28 : Caractéristique courant-tension schématique d'un diélectrique liquide.

De nombreux chercheurs ont étudié la conduction électrique en champ intense dans des liquides [122, 123, 124]. Ils ont montré notamment que divers processus de création de charge dans un liquide sous champ très élevé peuvent exister : l'injection par échange de charge avec une électrode, la

dissociation d'impuretés renforcée par le champ, l'émission électronique à la cathode [125,126], l'ionisation de champ à l'anode [127], l'ionisation par chocs au sein du liquide [128].

Il est établi, en géométrie divergente et pour une injection unipolaire de charge, que la variation du courant en fonction de la tension appliquée dépend de la vitesse des porteurs de charge. Dans ce cas, le courant est contrôlé (si le champ sur la pointe E_P est non nul) ou limité (dans ce cas $E_P = 0$) par la charge d'espace. Dans le cas d'une géométrie pointe-plan, plusieurs modèles ont été proposés pour décrire les caractéristiques courant-tension [71, 129].

Coelho et Debeau ont développé un modèle à partir d'une analyse mathématique de la configuration pointe-plan qui donne l'expression du courant stationnaire avec l'hypothèse d'une mobilité constante en fonction du champ :

$$I_S = 4,04 \varepsilon \mu \frac{V^2}{a} \quad (V.13)$$

avec μ : mobilité des porteurs de charge et a : distance pointe-plan. Si le courant est contrôlé par la charge d'espace (donc E_P sur la pointe n'est pas nul), le courant suit alors la relation :

$$\sqrt{I_S} = 2,01 \sqrt{\frac{\varepsilon \mu}{a} (V - V_0)} \quad (V.14)$$

V_0 est la tension de seuil d'injection. Il en résulte qu'à partir de la pente des courbes $\sqrt{I}(V)$, on peut déterminer la mobilité des porteurs de charge. A partir d'une analyse qui repose sur un principe différent [129], Sigmond arrive pratiquement au même résultat, qui diffère de l'équation (V.13) uniquement par la valeur de son coefficient (2 au lieu de 4,04).

3.2 TECHNIQUES EXPERIMENTALES

3.2.1 Cellule de mesure

Sur la Figure V-29 est reproduit le schéma de la cellule de mesure du courant de conduction. Elle est constituée d'un corps cylindrique en téflon (diamètre intérieur 30 mm, hauteur 40 mm) et d'un système d'électrode pointe-plan. La pointe est une aiguille en acier (OGURA JEWEL) de rayon de courbure $1,7 \mu\text{m}$, de diamètre de $0,8 \text{ mm}$ et de conicité 30°C . La pointe est soutenue par un tube porte-électrode qui fait également office d'anneau de garde. La distance inter-électrode est fixée à 9 mm .

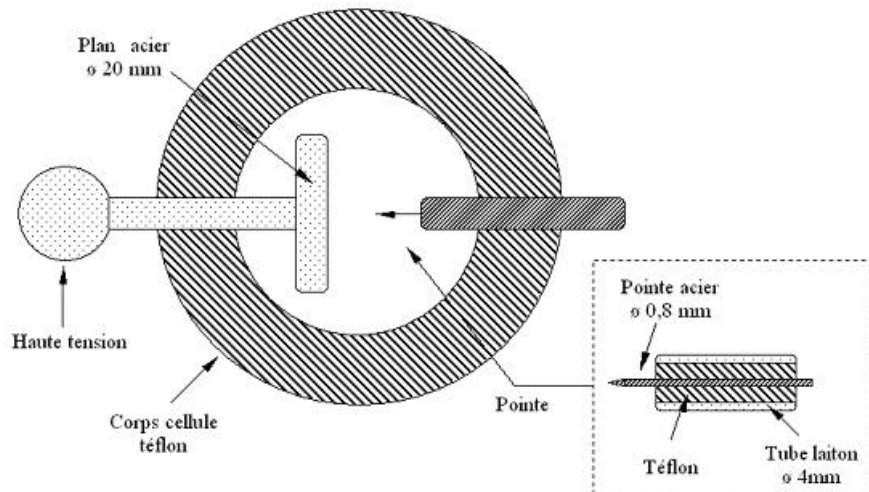


Figure V-29 : Schéma représentatif de la cellule de mesure du courant de conduction.

3.2.2 Dispositif de mesure

Le schéma du dispositif de mesure de courant est représenté sur la Figure V-30. La source d'alimentation $\pm 20 \text{ kV}$ polarise l'échantillon à travers un filtre haute tension passe-bas de fréquence

de coupure 10 Hz pour atténuer le bruit de la source haute tension. Les courants sont mesurés à l'aide d'un électromètre Keithley 6517A. Le bruit de fond du système de mesure est de l'ordre de quelques fA. L'électromètre est protégé, en cas de claquage, par une résistance série R_p de forte valeur et un éclateur en parallèle. Le système d'acquisition du courant est piloté par un ordinateur et les mesures sont enregistrées automatiquement.

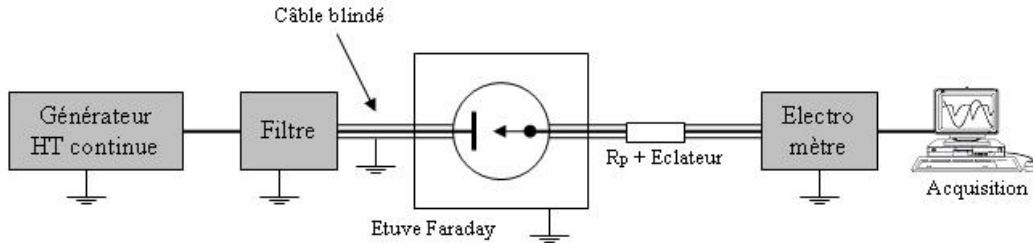


Figure V-30 : Schéma représentatif du dispositif de mesure de courant.

3.3 RESULTATS ET DISCUSSION

Les mesures de courant de conduction ont été effectuées par paliers de tension continue (de 0,1 à 18 kV) de durée 15000 s dans le but d'avoir une durée d'expérimentation raisonnable. L'évolution du courant durant chaque palier a été enregistrée en continu. A la fin des 15000 s, la variation de courant est très faible : nous supposons que le courant a alors atteint le courant de conduction. La valeur du courant de conduction reportée sur les graphes $I(V)$ suivants correspond à la valeur moyenne du courant pendant les 100 dernières secondes de chaque palier.

Sur la Figure V-31a sont données les caractéristiques du courant en fonction de la tension à 20°C. La Figure V-31b présente les mêmes résultats en échelle logarithmique en fonction du champ sur la pointe calculé en considérant la pointe comme une hyperboloïde de révolution. La courbe possède trois régions différentes :

- Dans la région 1 correspondant aux champs faibles (< 2 MV/cm), le courant est proportionnel à la tension ($\alpha \approx 0,98$), traduisant la présence d'une conduction ohmique.
- Aux champs moyens entre 2 et 12 MV/cm (région 2), nous observons une saturation du courant.
- Après la région de saturation, nous observons une remontée rapide du courant (région 3). Le courant est une fonction puissance de la tension donc le coefficient α est égal à 1,51.

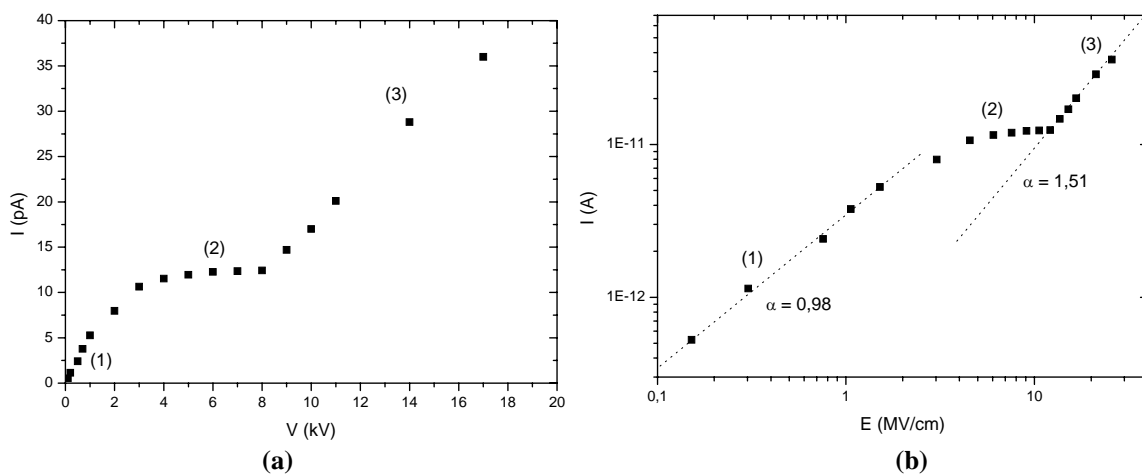


Figure V-31 : Caractéristiques courant-tension (a) et courant-champ électrique (b) mesurées à 20°C
Pointe négative, $r_0 = 1,7 \mu\text{m}$; $d = 1 \text{ mm}$.

Une telle variation des caractéristiques $I(V)$ rappelle celle observée dans les liquides diélectriques. Il faut noter que le calcul du champ ne tient pas compte de l'injection de charge. Les faibles valeurs (jusqu'à 2 MV/cm) sont probablement réalistes, mais au-delà le calcul surestime clairement les valeurs du champ réellement présent.

Expérimentalement, nous avons observé que α peut varier d'une expérience à l'autre quand nous changeons de pointe. Il est bien établi dans les liquides que le courant augmente très rapidement puis devient limité par charge d'espace. Nous présentons sur la Figure V-32 la caractéristique $\sqrt{I}(V)$. A partir de la pente de cette caractéristique dans la région (3) et en appliquant le modèle de Coelho (expression V.13), nous pouvons estimer la mobilité des porteurs de charges dans le gel à $0,86 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Cette valeur de mobilité peut être comparée avec celle obtenue par Tshuchida, de $10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ dans l'huile silicone de viscosité 1000 cSt, à 25°C [132].

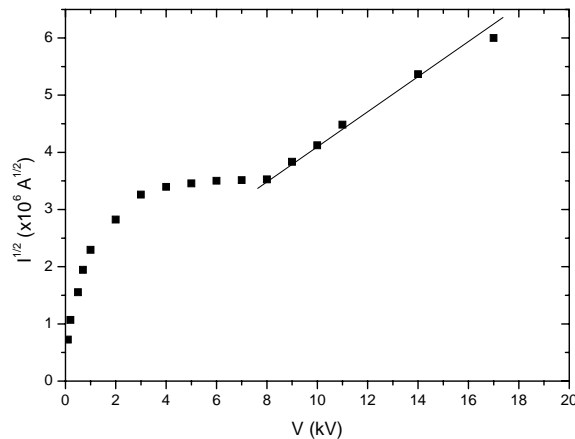


Figure V-32 : Courant limité par charge d'espace dans le gel silicone sous tension continue à 20°C. Pointe négative, $r_0 = 1,7 \mu\text{m}$; $d = 1 \text{ mm}$.

3.4 CONCLUSIONS

La conduction dans le gel silicone est qualitativement comparable à celle observée dans les liquides dans des conditions identiques. Un courant ohmique est observé jusqu'à des valeurs de champ élevées, de l'ordre de 1 MV/cm. La mobilité des porteurs de charges ($0,86 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$) déterminée à partir de la caractéristique courant-tension en supposant que le courant est limité par charge d'espace est très supérieure aux mobilités dans les solides, mais beaucoup plus faible que celle mesurée dans les liquides usuels. La valeur obtenue est proche de celle obtenue dans de l'huile silicone très visqueuse (1000 cSt), ce qui semble à priori logique.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Dans ce travail, nous avons caractérisé les propriétés d'un gel silicone, en utilisant diverses techniques de mesures développées précédemment pour les liquides (visualisation de streamers, détection optique de décharges) ou les solides. Les résultats obtenus nous permettent de répondre à un certain nombre d'interrogations relatives aux propriétés du gel silicone, en partant du contexte particulier de son utilisation en électronique de puissance.

◆ Dans une première approche basée sur la simulation, des renforcements de champs ont été quantifiés à l'interface substrat/gel silicone/métallisation. La géométrie de l'électrode et l'épaisseur du substrat agissent de manière importante sur la tenue en tension de l'assemblage. Les solutions qui consisteraient à arrondir la forme des électrodes et à augmenter l'épaisseur du substrat ne sont pas applicables aisément en pratique. La maîtrise de l'état de surface du bord de la métallisation est difficile. L'augmentation de l'épaisseur du substrat s'accompagnerait également d'une augmentation de sa résistance thermique. Les simulations ont mis également en avant l'intérêt d'augmenter la permittivité du milieu qui recouvre la céramique.

Au niveau de la caractérisation des mécanismes de décharges partielles et des conséquences pour les applications telles que les composants de puissance, plusieurs conclusions ressortent de cette étude.

◆ En premier lieu, la méthode qui a été développée au début de ce travail qui repose sur la mesure de la réponse optique du système suite à la génération de DP a été validée. Les signaux sous tension alternative obtenus par voie électrique et optique sont proportionnels. L'utilisation de cette technique permet donc d'étudier l'influence du type de contrainte électrique (alternative, impulsionnelle ou continue). Par contre, cette méthode est limitée à des systèmes transparents. La sensibilité de notre dispositif est relativement importante, inférieure à 1 pC.

◆ L'étude sur les substrats enrobés de gel a permis de tirer les conclusions suivantes :

- En alternatif 2 régimes de décharges ont été identifiés. Dans le premier des décharges de faibles niveaux (< 2 pC) ont été identifiées, et ce régime peut rester stable et réversible pendant plusieurs heures. Au-dessus d'un certain seuil en tension (second régime), la dégradation irréversible du gel a été constatée. Elle se traduit contrairement au régime précédent par une distribution spatiale non homogène composée de taches lumineuses d'intensité importante qui conduisent à une forte dégradation de la tension d'apparition de décharges. Par ailleurs, la fréquence des décharges du premier régime augmente considérablement lorsque la température augmente, et pourrait donc accélérer le vieillissement des assemblages à long terme, dans des conditions où des décharges de faible amplitudes (< 2 pC, considérées comme acceptables selon les normes d'essai), se produisent.

- La comparaison des réponses du substrat sous tension alternative et impulsionnelle avec ou sans composante continue ont permis de souligner le rôle de la charge d'espace. En régime non impulsionnel, la charge d'espace injectée au niveau de l'interface triple électrode/substrat/gel diminue le champ d'injection et donc la probabilité d'apparition de DP. Par contre, en régime impulsionnel, la charge d'espace n'a pas le temps de se développer et le champ réel près de l'électrode est maximum. Les DP sont alors générées plus facilement. Sous tension alternative 50 Hz (conditions de test normalisé de DP), les tensions d'apparition de DP sont donc surévaluées (d'environ 30% dans nos conditions) par rapport aux conditions de fonctionnement sous ondes à front raide.

◆ Pour étudier les mécanismes de DP dans le gel, la réponse du matériau a été étudiée dans une configuration pointe-plan où la géométrie des électrodes est mieux maîtrisée, et qui permet la visualisation à fort grossissement. Pour les substrats, il est impossible d'identifier précisément l'état de surface des bords d'électrode. L'analyse des résultats obtenus a permis de montrer que le gel présente de nombreux points communs avec les liquides :

- Comme dans les liquides, des streamers lents (sous formes de « bulles ») et rapides (filamentaires) ont été identifiés en polarité positive. Les streamers filamentaires n'apparaissent pas sous tension négative. Les caractéristiques (vitesse, forme, charge) des streamers filamentaires sont identiques à celles obtenues dans les liquides. Par contre, pour les streamers lents, les vitesses sont beaucoup plus faibles, de l'ordre de 1 m/s au lieu de 100 m/s dans les liquides de viscosité usuelle. Malgré ces similitudes entre gel et liquides, les mécanismes de propagation et d'extinction des streamers présentent des différences. Dans le gel, le développement d'un streamer gazeux implique non seulement la mise en mouvement du matériau environnant, mais également la destruction du réseau réticulé qui constitue la matrice du gel. L'élasticité du gel et la présence d'une phase liquide peuvent expliquer la disparition en quelques ms du streamer, beaucoup plus lentement que dans les liquides, mais aussi de manière totalement différente d'un solide où une décharge crée une cavité irréversible. Toutefois, lorsque des décharges répétées sont produites, la dégradation du gel devient rapidement permanente, montrant les propriétés limitées d'auto-cicatrisation de ce matériau comparé aux gaz ou aux liquides. Certaines expériences montrent clairement que la propagation des streamers lents est due à la pression électrostatique qui s'exerce sur leurs parois chargées électriquement.

- La mesure simultanée des DP et la visualisation montrent également, comme pour les liquides, que de nombreuses impulsions de courant ont lieu pendant le développement d'un seul et même streamer lent. La mesure classique de DP dans ces conditions donne une appréciation fautive en sous-estimant l'amplitude réelle de la charge. En effet, le système de mesure électrique enregistre une succession de décharges de faibles amplitudes (≈ 1 pC) alors qu'en réalité la succession d'impulsions correspond au développement d'un seul streamer dont la charge totale peut dépasser 10 pC, correspondant à une taille de cavité d'environ 100 μm .

- Pour le premier régime « réversible » de décharges sur les substrats, les phénomènes pourraient être identiques aux streamers lents identifiés en géométrie pointe plan : création du streamer puis décharges dans la cavité.

- Pour le régime de décharges « irréversibles » de fortes amplitudes (plusieurs centaines de pC), le mécanisme pourrait être corrélé à celui des streamers rapides filamentaires.

◆ La mesure de la rigidité diélectrique du gel après avoir conditionné correctement le gel (moulage sous vide) a montré que la tension de claquage donnée par le constructeur (15 kV/mm selon la norme ASTM ou IEC) n'est pas appropriée au dimensionnement de l'isolation. La valeur du « champ local » de claquage est beaucoup plus élevée, et dépend de la surface des électrodes comme pour les liquides. De plus, pour des champs très élevés (> 2 MV/cm), le champ réel est limité par l'injection de charges d'espace, ce qui est corrélé avec les mesures de DP sur les substrats et les mesures de courant de conduction. Ces résultats montrent qu'il reste difficile d'établir des critères de dimensionnement quantitatifs simples : un critère de champ local de claquage unique n'a pas de sens, et les phénomènes de charges spatiales très difficiles à prévoir jouent un rôle important sous champ élevé.

◆ Du point de vue de ses propriétés de polarisation et de conduction, le comportement du gel se rapproche beaucoup plus d'un liquide non polaire visqueux que d'un solide : pratiquement aucun phénomène de polarisation n'apparaît et les pertes à basses fréquences sont essentiellement dues à un processus de conduction. La présence d'eau dissoute dans le gel a une influence relativement faible sur les pertes diélectriques même en basse fréquence, ce qui n'est généralement pas le cas dans les solides. Le gel absorbe de l'eau en quantité non négligeable, de manière réversible, jusqu'à 200 ppm. Aucun effet non-linéaire du champ n'apparaît sur les propriétés diélectriques jusqu'à 3 kV/mm. La mobilité des porteurs de charges (estimée à $0,86 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) est très supérieure aux mobilités dans les solides, et proche de celle mesurée dans de l'huile silicone très visqueuse (1000 cSt). L'influence d'un vieillissement thermique montre une diminution des pertes au cours du temps, qui traduit une modification du matériau. A température modérée ($< 100^\circ\text{C}$), ceci peut être attribué au séchage du matériau, mais à plus haute température (jusqu'à 160°C) ce phénomène devient plus marqué et est lié à une modification structurelle qui n'a pas pu être identifiée. On voit donc que le gel silicone, réputé

pouvoir supporter des températures élevées jusqu'à pratiquement 200°C, évolue dans ces conditions, ce qui pose le problème de son vieillissement.

◆ Un certain nombre de perspectives ou de questions sont ouvertes par cette étude, et pourraient être développées à l'avenir, par exemple :

- l'étude de la tenue et du vieillissement du gel à long terme sous contraintes thermique et électrique élevées. Par exemple, certains travaux antérieurs ont mis en évidence le développement de poches de gaz et le décollement du gel des surfaces qui n'ont pas été observés dans nos conditions ;

- la validation de l'hypothèse suivant laquelle les DP de faible amplitude (quelques pC) sur les substrats sont dues à des cavités de quelques μm dans le gel, l'étude du vieillissement à long terme induit par ces DP de faibles amplitudes ;

- l'extension de ces travaux à différents types de gels, présentant en particulier des duretés très variables ;

- la validation de l'idée que des matériaux à grande constante diélectrique pourraient améliorer le comportement des DP ;

- les streamers lents dans le gel présentent des formes très régulières, ce qui est très favorable pour le développement de leur modélisation numérique, qui a été abordée dans cette étude, mais pourrait être développée et affinée à l'avenir.

ANNEXES

ANNEXE 1

DECHARGES PARTIELLES DANS DES CELLULES NOYÉES DANS DE DIFFÉRENTS LIQUIDES DIELECTRIQUES

Cette annexe est un complément aux parties § II.3.2 et § III.1. Elle concerne une étude des décharges partielles dans de différents liquides diélectriques sur des substrats d'AlN et en configuration pointe-plan. Les essais ont été réalisés sous tension alternative 50 Hz et à température ambiante (25°C). Les liquides utilisés sont l'huile de transformateur ($\epsilon_r = 2,1$), le Jarylec ($\epsilon_r = 2,66$) et l'huile de silicone ($\epsilon_r = 2,4$). Les cellules d'étude et le protocole de mesure sont similaires à ceux décrits dans les chapitres précédents.

1. DECHARGES PARTIELLES SUR DES SUBSTRATS D'ALN

Sur la Figure A-1, nous donnons un exemple des courants moyens de DP mesurés sur le même substrat d'AlN noyé soit dans différents liquides diélectriques soit dans du gel silicone, en fonction de la tension. Nous remarquons que la TADP est du même ordre de grandeur ($11,5 \pm 12$ kV_{CC}) et que les caractéristiques courant-tension évoluent avec la même dynamique avec tous les diélectriques testés.

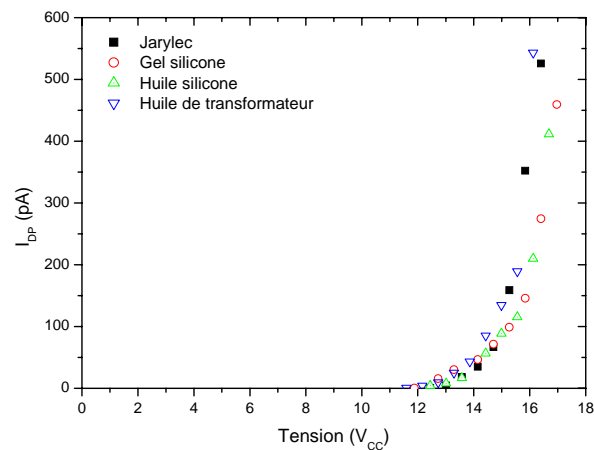


Figure A-1. Evolution du courant moyen de DP en fonction de la tension alternative 50 Hz sur un substrat d'AlN noyé dans plusieurs matériaux diélectriques.

Dans ces expériences, les distributions de DP « réversibles » mesurées (Figure A-2) ont montré qu'il existe au moins deux types de décharges : les décharges dans des cavités et les décharges générées par l'effet de couronne.

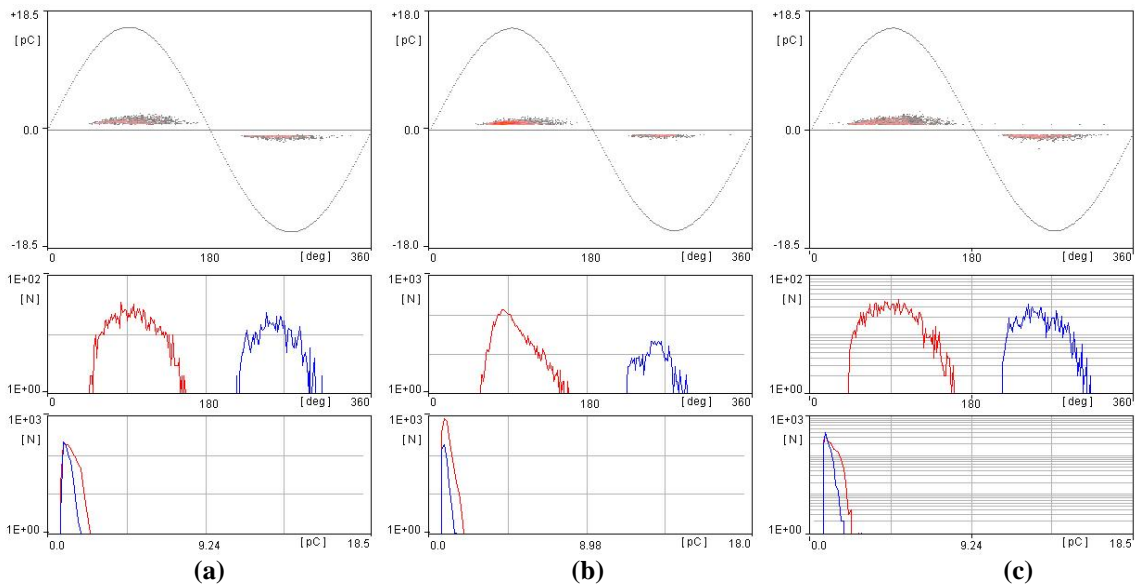


Figure A-2. Distribution de DP en fonction de la phase dans le substrat noyé : (a) dans Jarylec, (b) dans l'huile silicone, (c) dans l'huile de transformateur, à 14,1 kV_{CC}.

2. DECHARGES PARTIELLES EN CONFIGURATION POINTE-PLAN

Sur la Figure A-3 est représentée l'évolution en fonction de la tension des courants moyens de DP mesurés dans une géométrie pointe-plan ($r_0 = 1.5 \mu\text{m}$; $d = 5 \text{ mm}$) noyée dans de différents liquides diélectriques et du gel silicone. Nous remarquons que les caractéristiques courant-tension évoluent avec la même dynamique pour tous les diélectriques testés. Par contre, la TADP mesurée varie de façon relativement importante d'un diélectrique à l'autre.

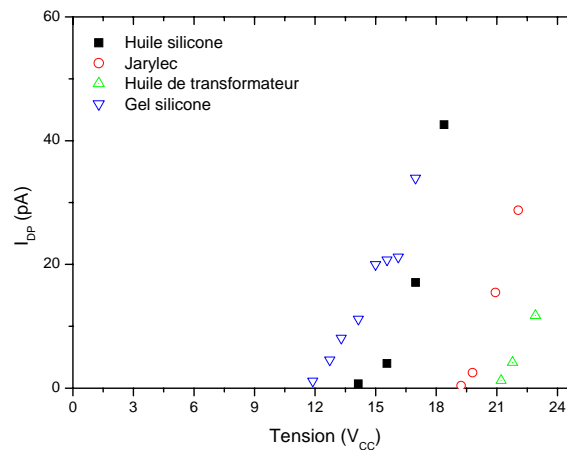


Figure A-3. Evolution du courant moyen de DP en fonction de la tension alternative 50 Hz en géométrie pointe-plan ($r_0 = 1,5 \mu\text{m}$, $d = 5 \text{ mm}$) noyé dans plusieurs matériaux diélectriques.

Les mesures des distributions de décharges ont montré une seule signature des décharges qui ressemble à des décharges de type « couronne » que l'on retrouve dans les liquides et les gaz en géométrie pointe-plan (Figure A-4).

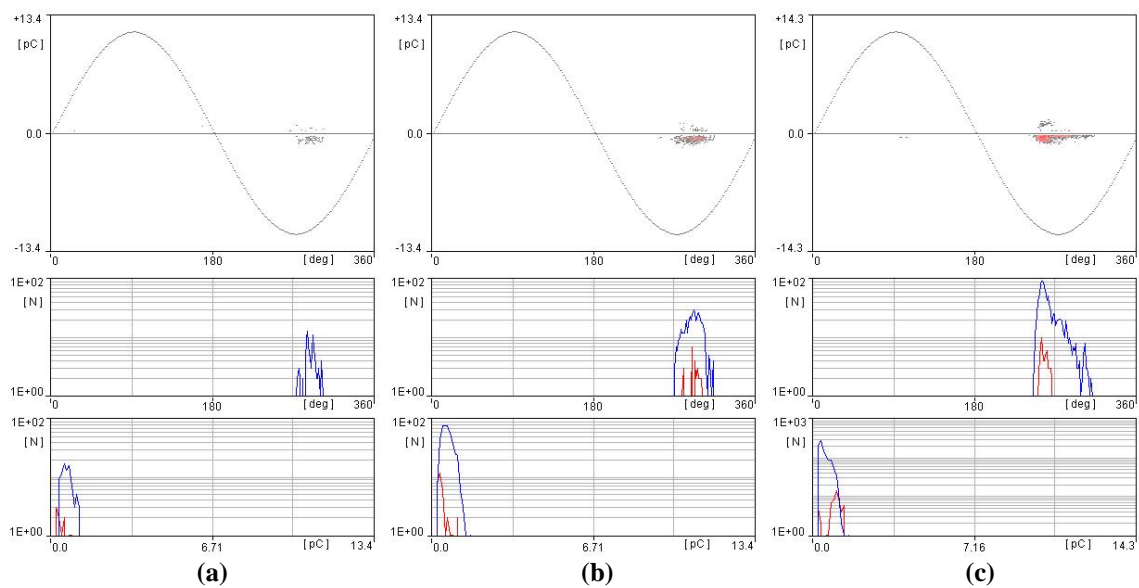


Figure A-4. Distribution de DP en fonction de la phase en géométrie pointe-plan noyée : (a) dans l'huile silicone à 15,4 kV_{CC}, (b) dans Jarylec à 19,2 kV_{CC}, (c) dans l'huile de transformateur à 22 kV_{CC}.

ANNEXE 2

CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE EN PRESENCE DU STREAMER PAR SIMULATION NUMERIQUE

Le but de cette partie est de calculer l'intensité du champ électrique dans les conditions de développement des streamers sous tension alternative. A partir du modèle physique nous délimitons le domaine de calcul qui doit donner lieu à une bonne approximation du domaine réel.

1. PRESENTATION DU PROBLEME. MODELE ET DOMAINE DE CALCUL

Problème :

Le problème consiste à calculer le champ électrique dans une configuration pointe-plan lorsqu'un streamer se développe à l'extrémité de la pointe dans un milieu diélectrique initialement supposé sans charge d'espace. Plusieurs formes peuvent être associées à un streamer selon le niveau de tension qui est appliqué sur la pointe. A partir des résultats expérimentaux déjà décrits (Figure III-33) nous pouvons considérer que les streamers peuvent être comparés à un cylindre de longueur L_s et de diamètre $d_c = 5 \mu\text{m}$. Ces hypothèses sont faites sur la base des mesures présentées dans le paragraphe relatif aux mesures en champ divergent sous tension alternative. Sur la Figure A-5 est représenté le domaine de calcul quand un streamer se développe dans le gel silicone à l'extrémité de la pointe. Il est limité par le plan AD, la pointe et les deux arcs AB, CD choisis arbitrairement. Le système possède un axe de symétrie axial. L'étude peut donc être réduite d'un domaine tridimensionnel à un domaine bidimensionnel pour le calcul du champ électrique.

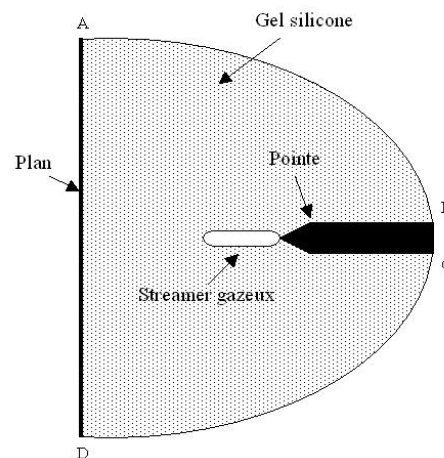


Figure A-5 : Domaine de calcul en présence du streamer.

La visualisation au microscope des pointes utilisées montre que leurs formes réelles ne représentent pas la forme parfaite d'un hyperboloïde de révolution. Pour le calcul numérique nous modélisons la pointe par une demi-sphère à l'extrémité d'un cylindre terminé par un cône. Cette forme est plus proche de la forme réelle de la pointe. Les détails de la géométrie utilisée pour les simulations sont donnés sur la Figure A-6.

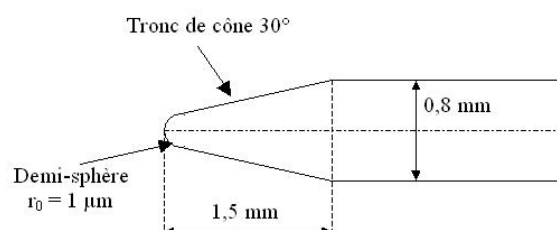


Figure A-6 : Forme et dimension de la pointe utilisée pour le calcul numérique.

Hypothèses et Conditions aux limites :

Pour le calcul du champ électrique, nous avons posé les hypothèses suivantes :

- Le milieu diélectrique est linéaire, isotrope et initialement sans charge d'espace.
- Le régime est électrostatique.
- Sur la surface des deux arcs AB et CD, la composante normale de l'intensité du champ électrique est supposée nulle.
- Nous considérons que le streamer est constitué d'une phase gazeuse. La nature gazeuse des filaments et la manière dont ils sont formés ont été mis en évidence expérimentalement dans divers hydrocarbures à petite distance par Gournay [76, 130]. Nous supposons que la mobilité des charges à l'intérieur des streamers gazeux (quelques $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [131]) est beaucoup plus élevée que dans le gel. En effet dans [132], Tsuchida a montré que la mobilité des charges dans l'huile silicone dépend fortement de la viscosité et peut varier de 10^{-3} à $10^{-7} \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (de 10 à 1000 cSt respectivement) ce qui est nettement inférieur à celle dans les gaz. Nous supposons que le gel utilisé peut être comparé avec de l'huile silicone très visqueuse. Alors, le gel devrait avoir une mobilité du même ordre de grandeur. Par conséquent, pour les temps caractéristiques du développement des streamers (quelques μs) toutes les charges injectées dans le streamer gazeux sont à l'interface gaz/liquide. Nous supposons que ces charges sont réparties uniformément sur cette interface, formant une densité superficielle de charge (ρ_s).

La Figure A-7 indique le domaine et les conditions aux limites associées pour le calcul de la simulation. Le domaine est formé de deux sous-domaines D_1 et D_2 séparés par la courbe $\Gamma(CD)$. Le domaine D_1 représente le streamer gazeux de permittivité $\epsilon_1 = 1$ alors que D_2 est le gel ($\epsilon_2 = 2,8$).

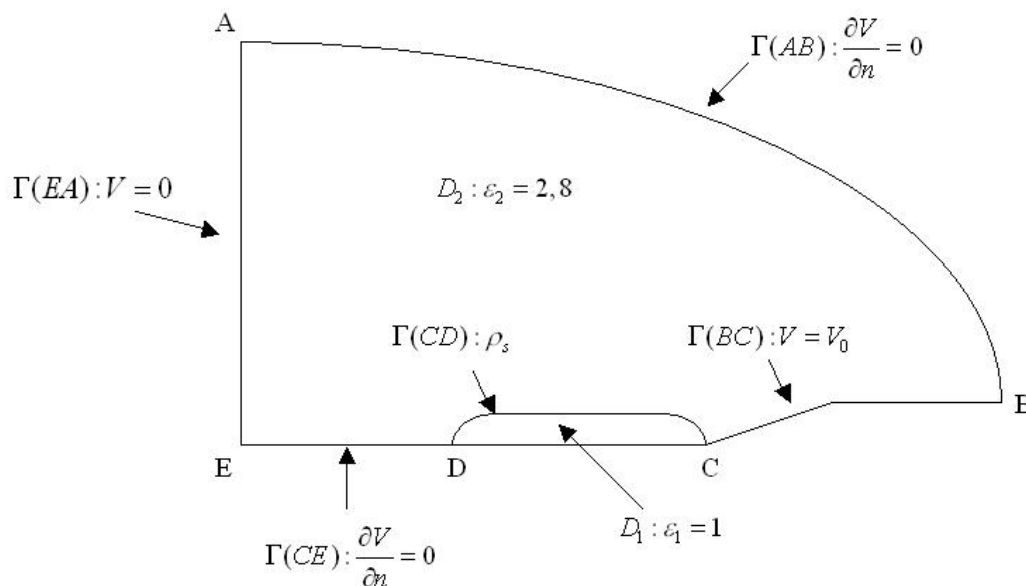


Figure A-7 : Nouveau domaine de calcul en présence du streamer.

Maillage :

Les phénomènes situés près de la pointe et le long du streamer étant ceux qui nous intéressent le plus, la précision sur les simulations doit être importante ; nous avons donc choisi un maillage fin de $0,1 \mu\text{m}$ dans ces régions. Au-delà le maillage a été élargi jusqu'à $10 \mu\text{m}$. Le choix de ce maillage est un compromis entre précision dans certaines zones et temps de calcul.

2. RESULTATS

Dans la simulation, la pointe est de polarité positive, $r_0 = 1 \mu\text{m}$ et la distance inter-électrode est $d = 9 \text{ mm}$. Nous considérons que la charge d'espace est nulle dans le liquide et dans le gaz et que toute la charge est à l'interface gaz/liquide représentée par la densité superficielle de charge (ρ_s). La charge (Q) correspondante à un streamer de longueur L_s à une tension donnée est déterminée à partir des données expérimentales de la Figure III-38a. La densité de charge (ρ_s) est déduite de la charge Q . Les données utilisées pour le calcul sont données dans le Tableau A-1.

Tableau A-1 : Données de la simulation

L_s (μm)	U (kV)	Q (pC)	ρ_s (C.m^{-2})
10	12,5	0,8	0,0051
20	12,5	1,3	0,0041
40	12,5	3,8	0,0060
60	12,5	6,1	0,0065
80	12,5	8,3	0,0066
100	12,5	13,8	0,0075

Les résultats numériques permettent d'estimer la variation de l'intensité du champ électrique et de la tension le long de l'axe de symétrie (droite CE). Pour un streamer cylindrique monofilaire de longueur de $40 \mu\text{m}$ et pour une tension de $12,5 \text{ kV}$ appliquée sur la pointe, une discontinuité du champ à l'interface gaz dans le streamer/gel est mise en évidence (Figure A-8a). Ce saut de champ apparaît dans tous les calculs que nous avons menés à l'extrémité du streamer. Le champ est donc plus faible à l'intérieur de la vacuole de gaz qu'à l'extrémité du streamer. La chute de tension entre la pointe et l'extrémité du streamer est d'environ 4 kV (Figure A-8b). Cette diminution est corrélée à l'augmentation de la résistance du streamer avec l'augmentation de la distance. La résistance du streamer est non linéaire. Dans ces conditions, la longueur du streamer sera alors d'autant plus importante que la tension sur la pointe sera importante.

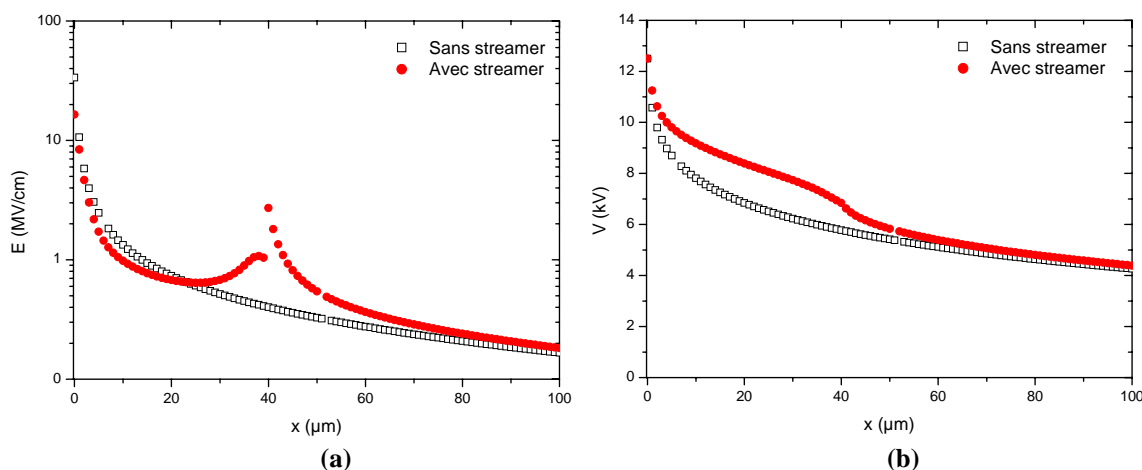


Figure A-8 : Variation de l'intensité du champ électrique (a) et de la tension (b) le long de l'axe de symétrie pour un streamer de $40 \mu\text{m}$ de longueur, $V = 12,5 \text{ kV}$ sur la pointe, $d = 9 \text{ mm}$.

Le ratio ΔV sur la longueur du streamer L_s donne une équivalence du champ à l'intérieur du streamer (Figure A-9) qui diminue avec L_s .

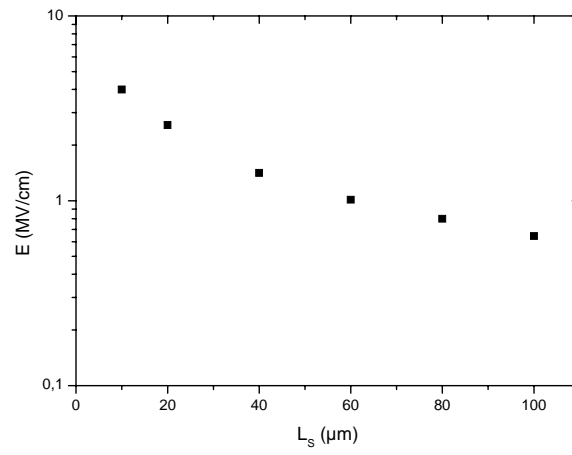


Figure A-9 : Variation de l'équivalence du champ à l'intérieur du streamer en fonction de la longueur L_s

.

ANNEXE 3

MODELE DE WEIBULL. APPLICATION AU CLAQUAGE DIELECTRIQUE

1. DESCRIPTION STATISTIQUE DE CLAQUAGE

Considérons un système où un gradient d'amplitude constante est appliqué à une population d'échantillon. La valeur mesurée est le temps (t) écoulé jusqu'au claquage. A partir des résultats obtenus sur cette population, nous ne pouvons généralement pas prédire avec précision le temps au bout duquel le claquage a lieu. Il est toutefois possible d'estimer la fraction de claquage des échantillons à un temps donné au sein d'un degré de confiance défini. Les résultats des tels essais sont généralement représentés comme un histogramme dans lequel la hauteur de chaque barre verticale représente le nombre d'échantillons détruits pendant l'intervalle de temps défini par la largeur de la barre. Et si l'intervalle de temps devient infinitésimalement petit, la cime des barres de l'histogramme devient une courbe lissée. Cette courbe est appelée *fonction densité de probabilité* $f(t)$. Nous pouvons aussi donner la probabilité $P_F(t)$ qu'a un échantillon de défaillir avant un certain temps. Cette dernière fonction est appelée *fonction de distribution* ou *fonction probabilité cumulée* :

$$P_F(t) = \text{Prob}(t_c \leq t) \quad (\text{A.1})$$

où t_c est le temps écoulé avant claquage.

La probabilité cumulée de claquage est donc l'intégrale de la fonction densité de probabilité :

$$P_F(t) = \int_0^{t_c} f(t) dt \quad (\text{A.2})$$

2. EQUATION FONDAMENTALE DU MODELE DE WEIBULL

Bien que d'autres lois statistiques soient aussi utilisées (loi log-normale, distribution gaussienne, etc.), le modèle statistique de Weibull [133] est le plus souvent utilisé pour le traitement des données expérimentales dans la plupart des travaux de claquage dans les isolants solides [134, 135].

Si, sous des contraintes électriques constantes en alternatif ou en continue, la probabilité de rupture d'un matériau est décrite par la distribution de Weibull à deux paramètres, sa probabilité cumulée de claquage est donnée par :

$$P_F(t) = 1 - \exp \left\{ - \left(\frac{t}{\tau_c} \right)^a \right\}; t \geq 0 \quad (\text{A.3})$$

où :

- Le facteur τ_c , dans le cas général, est connu comme le temps caractéristique de claquage et représente le temps où $P_F(\tau_c) = 1 - (1/e) \sim 0,6321$. Le temps caractéristique est le facteur d'échelle qui sert à prolonger la distribution le long de l'axe de temps.

- Le paramètre a est appelé le paramètre de forme. Plus la valeur de a est élevée, plus l'expansion du temps de claquage est étroite.

La fonction de la densité de probabilité de Weibull se déduit de (A.3) en prenant la dérivée de $P_F(t)$ par rapport au temps t :

$$f(t) = \frac{dP_F(t)}{dt} = a \frac{t^{a-1}}{\tau_c^a} \exp \left\{ - \left(\frac{t}{\tau_c} \right)^a \right\} \quad (\text{A.4})$$

Le maximum de la fonction de densité de probabilité $f(t)$ correspond à la valeur t_m pour laquelle les échantillons ont la plus forte probabilité de subir un claquage. Mathématiquement, ce maximum est obtenu pour la valeur de t qui satisfait l'équation :

$$\frac{df(t)}{dt} \Big|_{t=t_m} = 0 \quad (\text{A.5})$$

soit pour :

$$t_m = \left(\frac{a-1}{a} \right)^{\frac{1}{a}} \tau_c \quad (\text{A.6})$$

La relation (A.3) peut s'écrire sous la forme :

$$\log \left(\ln \frac{1}{1-P_F(t)} \right) = a \log(t) - a \log(\tau_c) \quad (\text{A.7})$$

Dans le formalisme de Weibull, la quantité $\log \left(\ln \frac{1}{1-P_F(t)} \right)$ s'exprimant en fonction du $\log(t)$ est donc une droite de pente a . En conséquence, si un ensemble de données expérimentales satisfait au modèle de Weibull, les points correspondants doivent s'aligner le long d'une droite dans un système de coordonnées log-log.

3. PROBABILITE DE CLAQUAGE EN FONCTION DU TEMPS ET DE LA TENSION

Comme nous avons montré ci-dessus, le claquage des matériaux diélectriques est un phénomène caractérisé par la tension appliquée et le temps. Alors, la tension est intégrée dans la relation (A.3) en utilisant la loi de puissance inverse à deux paramètres. La description détaillée est donnée dans [134]. Nous reportons ici le résultat final du développement.

La probabilité cumulée de claquage diélectrique d'un isolant en fonction du temps t et de la tension appliquée V , suivant le modèle de Weibull, s'écrit [134]:

$$P_F(V, t) = 1 - \exp \left\{ -C_1 \int_0^t at^{a-1} [V(t)]^b dt \right\} \quad (\text{A.8})$$

où : a, b, C_1 sont des constantes.

Dans le cas où une rampe de tension est appliquée, la tension V est proportionnelle au temps t , le coefficient de proportionnalité étant la vitesse de montée v_r de la tension, $V = v_r t$. La relation (A.8) peut s'exprimer sous la forme :

$$P_F(t) = 1 - \exp \left\{ -C_2 t^{a+b} \right\} \quad (\text{A.9})$$

où : $C_2 = a \cdot v_r^b \cdot C_1 / (a+b)$ est une constante.

La relation (A.8) peut également s'écrire en fonction de la tension V , sous la forme :

$$P_F(V) = 1 - \exp \left\{ -C_3 V^{a+b} \right\} \quad (\text{A.10})$$

où : $C_3 = a \cdot C_1 \cdot v_r^{-a} / (a+b)$ est une constante.

Alors, nous remarquons que les relations (A.9) et (A.10) présentent la même forme :

$$P_F(X) = 1 - \exp \left\{ -CX^\alpha \right\} \quad (\text{A.11})$$

où : X est indifféremment la variable de temps ou de tension ;
 $C, \alpha = a+b$ sont des constantes ;

La partie expérimentale de cette étude a été réalisée par application d'une rampe de tension et la mesure de la tension de claquage V (ou du champ de claquage E). Par conséquent, la suite du

développement sur les paramètres de Weibull est limitée aux équations où la variable X est le champ de claquage E . La relation fondamentale s'écrit, dans ce cas :

$$P_F(E) = 1 - \exp\{-CE^\alpha\} \quad (\text{A.12})$$

La dernière relation peut s'écrire sous la forme analogue à l'équation (A.3) :

$$P_F(E) = 1 - \exp\left\{-\left(\frac{E}{E_c}\right)^\alpha\right\}; t \geq 0 \quad (\text{A.13})$$

c'est-à-dire comme une distribution de Weibull à deux paramètres avec le paramètre de forme $\alpha = a + b$ et le paramètre d'échelle E_c .

$$\text{soit : } \log\left(\ln \frac{1}{1-P(E)}\right) = \alpha \log(E) - \alpha \log(E_c) \quad (\text{A.14})$$

4. DETERMINATION DES PARAMETRES DE LA DISTRIBUTION DE WEIBULL

Les données expérimentales sont tracées sur un diagramme de Weibull selon la relation (A.14). Le calcul exact de la probabilité cumulée passe généralement par le tracé des histogrammes de densité de probabilité, puis le calcul de la fonction densité de probabilité et de son intégrale. Un tel calcul est relativement complexe. Dans la pratique, il existe un calcul simplifié qui donne, avec une très bonne approximation, la valeur de la probabilité cumulée de chaque échantillon [136, 137]. Soit n le nombre total d'échantillons. Chaque échantillon est représenté par un couple de valeurs noté (i, E_i) où E_i est le champ de claquage et i (un nombre entier) est son rang dans la liste des données expérimentales classées par ordre croissant du champ de claquage. La valeur de la probabilité cumulée associée à chaque échantillon est alors donnée par :

$$P(E_i) = \frac{i-0,3}{n+0,4} \cdot 100\% \quad (\text{A.15})$$

La fonction probabilité cumulée est alors définie par les points $(P(E_i), E_i)$. Les points expérimentaux obtenus sont reportés sur un diagramme de Weibull dont l'abscisse et l'ordonnée correspondent respectivement à $\log(E_i)$ et à $\log\left(\ln \frac{1}{1-P(E_i)}\right)$.

En pratique, les points expérimentaux relatifs à une population d'échantillons ne sont généralement pas strictement alignés sur une droite et la détermination des paramètres de la distribution passe par une optimisation de l'ajustement de la droite aux valeurs expérimentales. Deux méthodes d'ajustement sont généralement utilisées : la méthode graphique [138] et la méthode numérique. Dans cette étude, les résultats expérimentaux ont été traités à l'aide du logiciel Weibull ++ 7 fourni par ReliaSoft [83]. Ce logiciel est conçu principalement pour l'analyse de données de survie en utilisant des distributions multiples de durée de vie (incluant toutes les formes de distribution de Weibull). Il supporte diverses méthodes d'estimation des paramètres de Weibull telles que : maximum de vraisemblance [139, 140], Monte Carlo, méthode des moindres carrés... Nous avons utilisé la méthode du *maximum de vraisemblance* pour calculer les paramètres de la droite. Le principe de cette méthode consiste à rechercher la droite qui minimise la somme des distances des points à cette droite. Contrairement à la méthode des moindres carrés (qui repose sur un principe similaire), dans la méthode maximum de vraisemblance, les points expérimentaux correspondant à des valeurs ayant une forte densité de probabilité (c'est-à-dire situés autour de la moyenne) sont pris en compte avec un poids plus important que les points écartés du comportement général. Cette méthode est souvent préférée car elle est beaucoup moins influencée par des points extrêmes de la distribution.

Les deux paramètres du modèle de Weibull sont ensuite déterminés directement de l'ajustement de la droite : le paramètre de forme (α) correspond à sa pente et le facteur d'échelle (E_c) est obtenue

graphiquement par l'insertion de la droite d'ajustement et de la droite $P = 63,2\%$ sur le diagramme de Weibull.

5. CHOIX DE LA REPRESENTATION - INTERVALLES DE CONFIANCE A 90%

En réalité, la représentation de Weibull d'un ensemble de données expérimentales peut se présenter sous la forme d'un nuage de points plus ou moins bien alignés le long d'une droite unique, de plusieurs segments de droite articulés ou d'une courbe régulière orientée dans le sens des tensions croissantes. Alors, le choix de la représentation par modèle de Weibull à deux paramètres nécessite l'intervention de tests statistiques qui permettent, selon ses critères, d'accepter ou de rejeter le modèle proposé. Dans ce travail, nous avons utilisé les *intervalles de confiance*, une des procédures de test les plus employées. Les intervalles de confiance définissent graphiquement le risque encouru de constater un nombre donné de points expérimentaux situés en dehors de ces limites. Ces intervalles sont calculés à partir des paramètres de la distribution (α et E_c) et de la loi de probabilité. Par exemple, les intervalles de confiance dit "à 90%" doivent contenir au moins 90% des points expérimentaux de la population pour que le modèle choisi soit retenu avec un risque de 10%. Pour le modèle de Weibull, le calcul exact des intervalles de confiance est très complexe et des méthodes approchées sont généralement utilisées. Le logiciel Weibull ++ 7 fournit différentes techniques qui permettent le calcul des bornes des intervalles de confiance pour des valeurs de percentile fixées.

BIBLIOGRAPHIE

-
- [1] F. J. AUERBACH *et al.*, “6.5 kV IGBT-modules”, Proceeding of the 39th International Conference on Power Conversion, pp. 45-48, Nurnberg, Germany, 1999.
 - [2] ABB Hipak™, Data sheet of IGBT Module 5SNA 0600G650100, Doc. No. 5SYA1558-02 Jan 2006.
 - [3] B. J. BALIGA, “Trends in power semiconductor devices”, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 43, N°. 10, pp. 1717-1731, 1996.
 - [4] Jong Mun PARK, “Novel power devices for smart power applications”, Thèse, Technischen Universität Wien, 2004.
 - [5] R. W. De DONCKER, “Recent developments of power electronics components for high power applications”, 10th annual EWG meeting of IEEE IAS-IPCC and IAS-PEDCC EWG’99, Aveiro, Portugal, 1999.
 - [6] R. NEALE, “The lastest IGBTs set to seriously damage the health of GTOs”, Electronic Engineering, pp. 31-34, 1995.
 - [7] J. LI, R. HERZER, C. DAUCHER *et al.*, “A new 600 V CIB module with IGBT, FWD and rectifier operating up to 175°C”, Proceedings of the 16th International Symposium of Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD), pp. 297-300, 2004.
 - [8] N. DITTMANN, A. SCHULZ, M. LODDENKOTTER, “Power integration with new Econo-PIM IGBT modules”, Proceedings of 33th IAS Annual Meeting, Vol. 2, pp. 1091-1096, 1998.
 - [9] T. KAJIWARA, A. YAMAGAGUCHI, Y. HOSHI *et al.*, “New intelligent power multi-chips modules with junction temperature detecting function”, Proceedings of the 33rd IAS Annual Meeting, Vol. 2, pp. 1085-1091, 1998.
 - [10] S. FUCHS et P.G. BARNWELL, “A review of substrate materials for power hybrid circuits”, Int. j. microcircuits electron. packag., Vol. ED-10, pp. 61-67, 1997.
 - [11] E. WOLFGANG *et al.*, “Novel materials and joining for power electronics module packaging”, Proc. Materials Research Society, pp. N5.1.1-10, 2001.
 - [12] C. PELISSONNIER, “Approche thermique et microstructurale multi-échelles du nitrure d’aluminium polycristallin”, Thèse de l’Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1996.
 - [13] IWASE, N. ANZAI, K. SHINOZAKI *et al.*, “Thick film and direct bond copper forming technologies for aluminium nitride substrate”, IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology, Vol. 8, N°. 2, pp. 253-58, 1985.
 - [14] KURIHARA, Y. TAKAHASHI, S. OGIHARA *et al.*, “Bonding mechanism between aluminum nitride substrate and Ag-Cu-Ti solder”, IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology, Vol.15, N°. 3, pp. 361-68, 1992.
 - [15] L. CARETTE et J. M. POUCHOL, “Silicones”, Technique de l’ingénieur, A3475.
 - [16] R. PERRET, “Mise en œuvre des composants électroniques de puissance”, Lavoisier, 2005.
 - [17] J. VALLON, “Introduction à l’étude de la fiabilité des cellules de commutation à IGBT sous fortes contraintes”, Thèse de l’Institut National Polytechnique de Toulouse, 2003.

-
- [18] M. BOUARROUDJ, Z. KHATIR, J.P. OUSTEN *et al.*, “Degradation behavior of 600 V – 200 A IGBT modules under power cycling and high temperature environment conditions”, *Microelectronics Reliability*, Vol. 47, pp. 1719-1724, 2007.
- [19] M. CIAPPA, “Selected failure mechanisms of modern power modules”, *Microelectronics Reliability*, Vol. 42, pp. 653-667, 2002.
- [20] R. ZEHRINGER, A. STRUCK et T. LANG, “Material requirements for high voltage, high power IGBT devices”, *Solid-State Electronics*, Vol. 42, N°. 12, pp. 2139-2151, 1998.
- [21] V.-S. DUONG, “Etude de l’intégration d’une protection par fusible dans les convertisseurs à IGBT”, Thèse de l’Institut National Polytechnique de Grenoble, 1997.
- [22] B. J. BALIGA, “Modern power devices”, New York, John Wiley & Sons, 1987.
- [23] G. MITIC et G. LEFRANC, “Localization of electrical insulation and partial discharge failures of IGBT modules”, *IEEE Transactions on Industry Applications*, Vol. 38, N°. 1, 2002.
- [24] D. FREY *et al.*, “Electric field investigation in IGBT power modules” in *Proc. 8th International Conference on Solid Dielectrics*, Toulouse, 2004, pp. 864–67, Vol. 2.
- [25] M. CIAPPA, *Proceedings of the International Course on Failure mechanisms and failure analysis of semiconductor devices*, Swiss Federal Institute of Technology (ETH), 1996.
- [26] M. CIAPPA, “Some reliability aspects of IGBT modules for high power applications”, Doctor of technical sciences, Swiss federal institute of technology, Zurich.
- [27] P. COVA et F. FANTINI, “On the effect of power cycling stress on IGBT modules”, *Microelectronics Reliability*, Vol. 38, N°. 6-8, pp. 1347-1352, 1998.
- [28] A. HAMIDI, K. THOMAS et E. HERR, “Reliability and lifetime evaluation of different wire bonding technologies for high power IGBT”, *Microelectronics Reliability*, Vol. 39, N°. 6-7, pp. 1153-1158, 1999.
- [29] IEC 60270, “Partial discharge measurements”, 3rd edition, 1998.
- [30] P. H. F. MORSHUIS, “Partial discharge mechanisms”, Delft University Press, 1993.
- [31] M. G. DANIKAS, “The definitions used for partial discharge phenomena”, *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. 28, N°. 6, pp. 1075-1081, 1993.
- [32] R. BARTNIKAS et J. P. NOVAK, “On the character of different forms of partial discharges and their related terminologies”, *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. 28, N°. 6, pp. 956-968, 1993.
- [33] F. H. KREUGER, “Partial discharge detection in high voltage equipment”, Butterworth-Heinemann, pp. 78-85, 1990.
- [34] K. OTSUKA, Y. TAKEO, H. ISHIDA *et al.*, “The mechanisms that provide corrosion protection for silicone gel encapsulated chips”, *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, Vol. CHMT-12, N°. 4, pp. 666-671, 1987.
- [35] H. ISHIDA, K. NAKATA et K. OTSUKA, “Characterization of silicone gel as a coating use for corrosion protection”, *Electronics Components Conference*, pp. 452-456, 1988.
-

-
- [36] M. BERTH, "Partial discharge behaviour of power electronic packaging insulation", in Proceedings of 1998 International Symposium on Electrical Insulating Materials, pp. 565-568, 1998.
- [37] R. BARTNIKAS, "Engineering Dielectrics, Vol. I, Corona measurement and interpretation", ASTM 1979.
- [38] R. BARTNIKAS, Whitehead Memorial Lecture, "A commentary on partial discharge measurement and detection", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 22, N° 5, pp. 629-653, 1987.
- [39] D.A. NATTRRAS, "Partial discharge measurement and interpretation", IEEE Elect. Insul. Mag., Vol. 4, N° 3, pp. 10-23, 1988.
- [40] A. E. W. AUSTEN et S. WHITEHEAD, "Discharges in insulation under alternating current stresses", Journal of IEE, Vol. 88, Part II, pp. 18-22, 1941.
- [41] R. BARTNIKAS, "Effect of pulse rise time on the response of corona detectors", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 7, N° 1, pp. 3-8, 1972.
- [42] A. G. DAY, "Optical detection of electrical discharges in insulation", Fourth International Conference on Dielectric Material, IEE, pp. 22ç-232, London, 1984.
- [43] L. E. LUNGAARD, "Partial discharge-Part XIII, Acoustic partial discharge detection fundamental considerations", IEEE Electr. Insul. Mag., Vol. 8, N° 4, pp. 25-31, 1992.
- [44] A. G. SELLARS, O. FARISH, B. F. HAMPTON *et al.*, "Using the UHF technique to investigate PD produced by defects in solid insulation", IEEE Trans. Dielectr. Ekectr. Insul., Vol. 2, N° 3, pp. 448-459, 1995.
- [45] IEC 1287, "Electronic power convertors", International Electrotechnical Commision.
- [46] J. GÖTTERT, W. KÖHLER, K. SOMMER *et al.*, "Insulation voltage test and partial discharge test of 3,3 kV IGBT modules", Proceedings of PCIM, pp. 119-122, Nuremberg, 1997.
- [47] T. SCHÜTZE, H. BERG et M. HIERHOLZER, "Further improvements in the reliability of IGBT module", IEEE IAS 1998, source: http://www.eupec.com/p/e/pdf/ed_ias1998.pdf.
- [48] T. EBKE, B. BAKIJA et D. PEIER, "Reduction of degrading effects in insulating materials in power semiconductor devices by optimising the internal structure", Journal of Electrical Engineering, Vol. 2, pp. 145-150, 2002.
- [49] G. MITIC et G. LEFRANC, "Localization of electri-insulation and partial discharge failures of IGBT modules with partial discharge spectroscopy", in Proc. IAS, pp. 1453-1458, 1999.
- [50] J.-L. AUGE, O. LESAIN, D. FREY *et al.*, "Mesures optiques et électriques de décharges partielles dans des modules d'IGBT", MGE 2003, pp., 2003.
- [51] D. FREY, J.L. SCHANEN, J.-L. AUGÉ *et al.*, "Electric field investigation in high voltage power modules using finite element simulations and partial discharge measurements", IAS 2003, Salt Lake City.
-

-
- [52] T. EBKE, A. KHADDOUR et D. PEIER, "Degradation of silicone gel by partial discharges due to different defects", IEE Dielectric Materials, Measurements and Applications Conference Publication, N°. 473, pp. 202-207, 2000.
- [53] J.-H. FABIAN, S. HARTMANN et A. HAMIDI, "Partial discharge failure analysis of AlN substrates for IGBT modules", Microelectronics Reliability, Vol. 44, pp. 1425-1430, 2004.
- [54] J.-H. FABIAN, S. HARTMANN et A. HAMIDI, "Analysis of insulation failures modes in high power IGBT modules", IEEE IAS 2005, pp. , 2005.
- [55] F. BREIT, E. DUTARDE, J. SAIZ *et al.*, "Partial discharge detection in power modules", Proceedings of 33rd Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference (PESC), Vol. 2, pp. 748-752, 2002.
- [56] T. LEBEY, D. MALEC, S. DINCULESCU *et al.*, "Méthode originale de mesure des décharges partielles dans les modules de puissance haute tension", REE, N°. 2, pp. 31-36, 2004.
- [57] T. LEBEY, D. MALEC, S. DINCULESCU *et al.*, "Partial discharges phenomenon in high voltage power modules", IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 13, N°4, pp. 810-819, 2006.
- [58] O. LESAIN and R. TOBAZÉON, "Study of the generation by sharp electrodes of a gaseous phase in dielectric liquids subjected to high ac or step voltages", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 20, n°2, pp.269-273, 1985.
- [59] K. N. MATHES, "Influence of electrical discharges in oil and combinations of oil and paper", IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 11, N°. 4, pp. 164-180, 1976.
- [60] P. BEZBORODKO, O. LESAIN et R. TOBAZÉON, "Study of partial discharges and gassing phenomena within gaseous cavities in insulating liquids", IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 27, N°. 2, pp. 287-297, 1992.
- [61] D. KÖNIG, Y.N. RAO, "Partial discharges in electrical power apparatus", VDE-Verlag, Berlin, 1993.
- [62] Gefran 600 Régulateur, www.gefran.com.
- [63] G. MITIC *et al.*, "IGBT module technology with partial discharge resistance", in Proc. IAS, pp. 1899-904, Vol. 3, 2001.
- [64] D. FREY *et al.*, "Electric field investigation in IGBT power modules" in Proc. 8th International Conference on Solid Dielectrics, Toulouse, pp. 864-67, Vol. 2, 2004.
- [65] C. DUCHESNE, T. LEBEY, M. MERMET GUYENNET *et al.*, "Stress grading in integrated power modules", Proceedings of 2007 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomenon, pp. 533-536, 2007.
- [66] C. LAURENT, "Optical Pre-breakdown warnings in insulating polymers", IEEE Electrical Insulation Magazine, Vol. 15, N°2, pp. 5-13, 1999.
- [67] J.L. AUGÉ *et al.*, "Combined electroluminescence and charge profile measurement in poly(ethylene-2, 6- naphthalate) under a dc field", J. Phys. D:Appl. Phys., Vol. 33, pp. 3129-38, 2000.

-
- [68] J.L. AUGÉ *et al.*, “Investigating dc polyethylene threshold by space charge. Current and electroluminescence measurements”, IEEE Trans. Elect. Insul., Vol. 7, pp. 797-803, 2000.
- [69] A. KRIVDA, “Recognition of discharges. Discrimination and classification”, Thesis, Delft University of Technology, The Netherlands, 1995.
- [70] O. LESAIN et T. TRAN VAN, “Streamer initiation in mineral oil Part I : Electrode surface effect under impulse voltage”, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 9, No. 1, pp. 84-91, 2002.
- [71] R. COELHO et J. DEBEAU, “Properties of the tip-plane configuration”, J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 4, pp. 1266-1280, 1971.
- [72] R. QOTBA, “Etude expérimentale des phénomènes induits dans un liquide par une injection fortement localisée d’énergie”, Thèse de Doctorat, pp. 85-86, Université Joseph Fourier Grenoble 1, 2005.
- [73] L. DUMITRESCU, O. LESAIN, N. BONIFACI *et al.*, “Study of streamer inception in cyclohexane with a sensitive charge measurement technique under impulse voltage”, J. Electrostatics, 53, pp. 135-46, 2001.
- [74] L. DUMITRESCU, “Etude des mécanismes de génération des streamers en polarité positive dans les liquides”, Thèse de Doctorat de l’Université Joseph Fourier, Grenoble (France), 2001.
- [75] T. M. SUFIAN, W.G. CHADBAND, G. MOLINARI *et al.*, “Positive streamer propagation in liquid insulation”, Conference Record of 8th International Conference on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids, pp. 153-8, 1984.
- [76] P. GOURNAY et O. LESAIN, “A study of the inception of positive streamers in cyclohexane and pentane”, J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 26, pp. 1966-74, 1993.
- [77] S. SAKAMOTO et H. YALADA, “Optical study of conduction and breakdown in dielectric liquids”, IEEE Transactions on Electrical Insulation EI 15, No. 3, pp. 171-181, 1980.
- [78] A. BÉROUAL et R. TOBAZÉON, “Prebreakdown phenomena in liquid dielectrics”, IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. EI-21, No. 4, pp. 613-627, 1986.
- [79] W. G. CHADBAND, “On variations in the propagation of positive discharges between transformer oil and silicone fluids”, J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 13, pp. 1299-1307, 1980.
- [80] P.K. WATSON *et al.*, “The role of electrostatic and hydrodynamic forces in the negative-point breakdown of liquid dielectrics”, IEEE Trans. On Electrical Insulation, Vol 26, N°4, pp. 543, 1991.
- [81] P.K. WATSON *et al.*, “The dynamics of pre-breakdown cavities in viscous silicone fluids in negative point-plane gaps”, IEEE Trans. On Electrical Insulation, Vol 23, N°4, pp. 729, 1988.
- [82] H. DEBRUYNE and O. LESAIN, “About the significance of PD measurements in liquids”, IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol.10, N°3, pp.385-392, 2003.
- [83] Weibull++7, <http://www.reliasoft.com/Weibull/>
-

- [84] C. CHAUVET, "Mis au point d'une méthodologie pour des essais de rupture à court terme en vue de la caractérisation des isolants synthétiques des câbles haute tension", Thèse de l'Université Paul Sabatier, Juin 92.
- [85] G. FINIS and A. CLAUDI, "On the dielectric breakdown behavior of silicone gel under various stress conditions", IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. 14, No. 2, April 2007.
- [86] Document technique de l'huile silicone KF-96, SIN ETZU.
- [87] P.-E. FREYSSINET, "Etude des propriétés diélectriques de l'azote liquide sous haute tension et caractérisation des streamers positifs par spectroscopie d'émission", Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (France), 2002.
- [88] R. FOURNIE et R. COELHO, "Diélectriques Bases théoriques", Techniques de l'ingénieur, D 2300, 2001.
- [89] J. C. DUBOIS, "Propriétés diélectriques des plastiques", Techniques de l'ingénieur, E 3140, 2001.
- [90] R. FOURNIE et C. RIOUX, "Les isolants en électrotechnique Concepts et théories", Eyrolles, 1986.
- [91] J. C. MAXWELL, "A treatise on electricity and magnetism", Dover Press New York, Vol. 1, 1954.
- [92] L. K. H. VAN BEEK, "Dielectric behaviour of heterogeneous systems", Progress in Dielectric, Vol. 7, pp. 69-144, London Heywood Books, 1967.
- [93] R. W. SILLARS, "The properties of a dielectric containing semi-conducting particles of various shapes", Journal of Institution of Electrical Engineers, Vol. 80, pp. 378, 1937.
- [94] M. E. BAIRD, "Electrical properties of polymeric materials", Ed. Plastics Institute of America et Sterens Institute of America, 51, pp. 630, 1973.
- [95] R. COELHO, "Physics of dielectrics for the engineer", Elsevier Amsterdam 1979.
- [96] C. G. GARTON, "Dielectric loss in thin films of insulating liquids", Journal of IEE, Vol. 88, pp. 103-121, 1941.
- [97] R. BARNIKAS, "Performance characteristics of dielectric in the presence of space charge", IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. 4, pp. 544-556, 1997.
- [98] V. ADAMEC et J. H. CALDERWOOD, "Electrode polarization in polymeric dielectrics", IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. 24, N°. 2, pp. 205-213, 1989.
- [99] K. MIYAIRI, "Low frequency dielectric response of polyethylene terephthalate (PET) film", Journal of Physic D: Applied Physics, Vol. 19, pp. 1973-1980, 1980.
- [100] M. C. WINTERSGILL et J. J. FONTANELLA, in Polymer Electrolyte Reviews, 2, J. R. MacCallum et C. A. Vincent, Eds., Elsevier, London, New York, 1989, pp. 43.
- [101] A. K. JONSCHER, "Dielectric relaxation in solids", Chelsea Dielectric Press, 1983.

-
- [102] M. A. CHAUDHRY et A. K. JONSCHER, "The dielectric properties of mica paper in variable temperature and humidity", *J. Mater. Sci.*, Vol. 20, pp. 3581-3589, 1985.
- [103] A. K. JONSCHER, "Low frequency dispersion in volume and interfacial situations", *J. Mater. Sci.*, Vol. 26, N° 6, pp. 1618-26, 1991.
- [104] A. K. JONSCHER, "The universal dielectric response and its physical significance", *IEEE Transactions on Electrical Insulation* Vol. 27, pp. 407-23, 1992.
- [105] G. A. NIKLASSON, "Fractal aspects of the dielectric response of charge carriers in disordered materials", *J. Applied Phys.*, Vol. 62, pp. R1-R14, 1987.
- [106] E. F. OWEDE et A. K. JONSCHER, "Time and frequency dependent surface transport on humid insulators", *J. Electrochemical Soc.*, Vol. 135, pp. 1757-65, 1988.
- [107] N. BANO et A. K. JONSCHER, "Dielectric properties of humid mica surfaces", *J. Mater. Sci.*, Vol. 27, N° 6, pp. 1672-82, 1992.
- [108] L. A. DISSADO et R. M. HILL, "Anomalous low frequency dispersion : near direct current conductivity in disordered low dimensional material", *Journal of the Chemical Society Faraday Transactions II*, Vol. 80, N° 3, pp. 291-319, 1984.
- [109] L. A. DISSADO et R. M. HILL, "The fractal nature of the cluster model dielectric response functions", *Journal of Applied Physics*, Vol. 66, pp. 2511-2524, 1989.
- [110] J. PUGH, "Dielectric measurements using frequency response analysers", *IEE 4th International Conference on Dielectric Materials, Measurements and Applications*, pp. 247-50, Aston, 1984.
- [111] A. HAIDAR, J. C. FORTHERGILL, L.A. DISSADO *et al.*, "Anomalous dielectric response of very small quantities of virgin, aged and failed silicone oil", *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Vol. 10, N° 2, pp. 336-342, 2003.
- [112] K. OTSUKA, Y. TAKEO, H. ISHIDA *et al.*, "The mechanisms that provide corrosion protection for silicone gel encapsulated chips", *IEEE Transactions on Components, Hybrids and Manufacturing Technology*, Vol. CHMT-12, N° 4, 1987.
- [113] Norme ISO 760:1978, "Dosage de l'eau – Méthode de Karl Fischer (Méthode générale)".
- [114] I. D. RAISTRICK, "Theory of impedance spectroscopy", J. R. Macdonal (New York: Wiley), pp. 66, 1987.
- [115] D. H. NGUYEN, "Etude des propriétés électriques des élastomères silicones utilisés pour l'isolation électrique", Thèse de l'Université Joseph Fourier, 2005.
- [116] Gantois, Tissus métalliques, http://www.gantois.com/industrie_toiles-metalliques_tissus-metalliques.html
- [117] J. P. GOSSE, "Electric conduction in dielectric liquids", in *The liquid state and its electrical properties*, Eds. E. E. Kundhart, L. G. Christophoro and L. H. Luessen, Plenum Press, pp. 503-517.
- [118] T. J. LEWIS, "An overview of electrical processes leading to dielectric breakdown of liquids", in *The liquid state and its electrical properties*, Eds. E. E. Kundhart, L. G. Christophoro and L. H. Luessen, Plenum Press, pp. 431-453.
-

-
- [119] W. F. SCHMIDT, "Conduction mechanism in liquids", in *Engineering Dielectrics Volume III Electrical Insulating Liquids*, Ed. ASTM, pp. 147-261, 1994.
- [120] Y. SEGUI, "Diélectriques, Courant de conduction", *Techniques de l'ingénieur*, D 2301, 2000.
- [121] G. BRIERE, *Annls. Phys.*, 1964.
- [122] K. DOTOKU, H. YAMAHA, S. SAKAMOTO *et al.*, "Field emission into nonpolar organic liquids", *J. Chem. Phys.*, Vol. 69, pp. 1121, 1978.
- [123] W. F. SCHMIDT, W. SCHNABEL, Z. NATURFORSCH, "Electron injection into dielectric liquids by field emission", *Ges. Phys. Chem.*, Vol. 75, pp. 654-658, 1971.
- [124] A. DENAT, J. P. GOSSE et B. GOSSE, "Electrical conduction of purified cyclohexane in a divergent electric field", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, 23, pp. 545-554, 1988.
- [125] B. HALPERN and R. GOMER, *J. Chem. Phys.*, N°. 51, 1031, 1969.
- [126] K. DOTOKU *et al.*, *J. Chem. Phys.*, N°. 69, 1121, 1978.
- [127] B. HALPERN and R. GOMER, *J. Chem. Phys.*, N°. 51, 1048, 1969.
- [128] M. HAIDARA et D. DENAT, "Electron multiplication in liquid cyclohexane and propane", *IEEE Trans. on Electr. Insul.*, EI 26, N°. 4, pp. 592-597, 1991.
- [129] R. T. WATERS, T. E. S. RICHARD et W. B. STARK, "The structure of the impulse corona in rod-plane gap I. The positive corona", *Proc. Roy. Soc. London*, A 315, pp. 1-25, 1970.
- [130] P. GOURNAY, "Génération et propagation des streamers positifs dans quelques hydrocarbures", Thèse de Doctorat de l'INPG, Grenoble (France), 1994.
- [131] A. E. SAKER, "Caractérisation des décharges rampantes à l'interface liquide diélectrique-solide isolant", Thèse de Doctorat de l'INPG, Grenoble (France), 1993.
- [132] N. TSUCHIDA et M. UEDA, "Ionic behaviours in silicone oils", *J. Phys. D : Appl. Phys.*, Vol. 13, pp. 1681-87, 1980.
- [133] W. WEIBULL, *J. Appl. Mech.*, 1951, 18, pp. 293-297.
- [134] L. DISSADO and J. FOTHERGILL, "Electrical degradation and breakdown in polymers", Ed. Stevens IEE, 1992.
- [135] L. A. DISSADO, J. C. FOTHERGILL and S. V. WOFLE, "Weibull statistics in dielectric breakdown: theoretical basic, applications and implications", *IEEE Transactions on Electrical Insulation* Vol. EI-19, No. 3, June 1984.
- [136] P. FISCHER, in "Electrical properties of polymers", ed. SEANOR, D. A. (Academi Press, 1982), chapter 8, pp. 319-367.
- [137] J. C. FOTHERGILL, "", *IEEE Trans. Elec. Insu.* 1990, EI-25(3), pp. 489-492.
- [138] TEAM, *TEAM easy analysis methods*, 1976, 3(1), available from TEAM, Box 25, Tamworth, New Hampshire, NH 03886, USA.

- [139] K. TRUSTRUM et A. JAYATILAKA, "On estimating the Weibull modulus for a brittle material", *Journal of Materials Science*, Vol. 14, N°. 5, 1979, pp. 1080-1084.
- [140] J.F. LAWLESS, "Statistical Models and Methods for Lifetime Data", Ed. John Wiley and son, 1982.

Résumé

Ce travail apporte une meilleure compréhension des propriétés diélectriques des gels isolants dans le contexte particulier de son utilisation en électronique de puissance. Différentes techniques de mesures qui, pour la plupart ont été développées dans la caractérisation des liquides isolants (visualisation de streamers, détection optique des décharges, mesure de la charge apparente) ont été utilisées. Une méthode optique permettant des mesures de décharges partielles sous tension non-sinusoidale (ondes à front raide) a été développée. Des décharges dans des cavités et les décharges attribuées à l'effet couronne ont été identifiées. Un régime de décharges réversibles et un régime de dégradation où les propriétés d'auto-cicatrisation du matériau sont réduites ont été mis en évidence. La fréquence des décharges augmente considérablement avec la température. Elles pourraient contribuer à l'accélération du vieillissement des assemblages à long terme. Les décharges partielles apparaissent plus facilement sous tension impulsionnelle qu'en alternatif. La visualisation des phénomènes générés sous champ élevé (génération et propagation de "streamers") permet de mieux caractériser les mécanismes mis en jeu. Les mesures conventionnelles de décharges partielles en alternatif selon la norme CEI ne sont pas pertinentes dans le cas de la caractérisation du gel sous contraintes impulsionnelle. Une étude du claquage du gel silicone dans diverses configurations d'électrodes (tailles, formes) en fonction de la température et de la forme de l'onde de tension montre qu'il dépend de la surface des électrodes. Le gel se rapproche beaucoup plus d'un liquide non polaire que d'un solide.

Mots-clés : Gel silicone, décharges partielles, streamers, claquage, spectroscopie diélectrique, propriétés diélectriques, électronique de puissance, mesures optique.

Abstract

This work provides a better understanding of the dielectric properties of the gels insulation in the particular context of its use in power electronics. Different measuring techniques which, for the most part have been developed in the characterization of insulating liquids (visualization streamers, optical detection of discharges, charge measuring apparent) were used. An optical method permitting partial discharge measurements under non-sinusoidal voltage (steep-fronted waves) has been developed. Discharges into cavities and ones attributed to the corona have been identified. A regime of reversible discharges and a regime of degradation where the properties of self-healing material are reduced were highlighted. The frequency of discharges increases with temperature. They could contribute to the acceleration of aging assembling in the long term. The partial discharge appears to be easier on impulse voltage in comparison to alternative. The visualization of phenomena generated by high field (generation and propagation of "streamers") allows to better characterize the mechanisms responsible for discharges. The conventional measures of partial discharges in alternative according to IEC are not relevant in the case of the characterisation of the gel under constraints impulse. A study of the breakdown of the silicone gel in various configurations electrode (sizes, shapes) as a function of temperature and the shape of the voltage waveform shows that depends on the electrode surface. The gel comes close much of a non-polar liquid than a solid.

Keywords : Silicone gel, partial discharges, streamers, breakdown, dielectric spectroscopy, dielectric properties, power electronic, optical measurement.