



HAL
open science

Caractérisation des décharges électriques se propageant aux interfaces gaz/solide – Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale

Mamadou Lamine Coulibaly

► **To cite this version:**

Mamadou Lamine Coulibaly. Caractérisation des décharges électriques se propageant aux interfaces gaz/solide – Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale. Energie électrique. Ecole Centrale de Lyon, 2009. Français. NNT : . tel-00419967

HAL Id: tel-00419967

<https://theses.hal.science/tel-00419967>

Submitted on 25 Sep 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.

THÈSE

présentée devant

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

(Arrêté du 30/03/1992)

Spécialité: Génie Electrique

Préparée au sein de

**L'ÉCOLE DOCTORALE
ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE
DE LYON**

par

Mamadou Lamine COULIBALY

Caractérisation des décharges électriques se propageant aux interfaces gaz/solide – Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale

Soutenue le 7 juillet 2009 devant la commission d'examen

J U R Y

G. ROJAT	Professeur – Université Claude Bernard – Lyon 1	<i>Président</i>
C. BROSSEAU	Professeur – Université de Bretagne Occidentale – Brest	<i>Rapporteur</i>
I. FOFANA	Professeur – Université du Québec (UQAC) - Canada	<i>Rapporteur</i>
A. BEROUAL	Professeur – Ecole Centrale de Lyon – AMPERE - Lyon	<i>Directeur de thèse</i>
R.R. DIAZ	Professeur – Université Nationale de Tucuman - Argentine	<i>Examineur</i>
O. AITKEN	Dr. Ing. – AREVA T&D – ARC – Villeurbanne	<i>Examineur</i>
A. GIRODET	Ingénieur – AREVA T&D – Responsable ARC – Villeurbanne	<i>Invité</i>

À

mon père et à ma mère.

mon épouse et à ma fille.

mes frères et sœurs.

Remerciements

Ce travail de thèse est l'aboutissement d'une dynamique de collaboration entre le laboratoire AMPERE sur son site de l'Ecole Centrale de Lyon et le laboratoire LTM (Laboratoire Technologie et Matériau) de la société AREVA T&D à Villeurbanne.

J'exprime ma profonde reconnaissance et mes sincères remerciements à mon directeur de recherche, le professeur Abderrahmane BEROUAL, pour avoir cru en mes capacités pour mener à bien ce travail qu'il a toujours dirigé avec une très grande rigueur scientifique. Sa disponibilité, ses conseils, ses encouragements et sa bonne humeur durant toutes ces années m'ont été d'une grande utilité. Sur le plan humain aussi bien que scientifique, il a su répondre à mes nombreuses sollicitations avec efficacité. Qu'il trouve ici le témoignage de toute ma gratitude.

Mes remerciements vont à Monsieur Laurent Nicolas, directeur du laboratoire AMPERE, pour m'avoir accueilli au sein de son unité de recherche, au professeur Philippe AURIOL, ancien directeur du département Electrotechnique, Electronique et Automatique (EEA) de l'Ecole Centrale Lyon ainsi qu'au professeur Alain Nicolas, responsable de la formation doctorale.

Je tiens à remercier Monsieur J. L. BESSEDE, ancien responsable du LTM qui a bien voulu m'accueillir sur son site durant mon stage de Master.

Que Monsieur Christian BROSSEAU, Professeur à l'université de Bretagne Occidentale – Brest et Monsieur Issouf FOFANA, professeur à l'université du Québec à Chicoutimi (Canada), trouvent ici le témoignage de mes sincères remerciements pour avoir accepté de rapporter sur ce travail.

Je remercie vivement Monsieur Gérard ROJAT professeur à l'Université Claude Bernard de Lyon et Monsieur Ricardo R. DIAZ, professeur à l'Université Nationale de Tucuman – Argentine pour avoir accepté de participer à ce jury.

Mes plus sincères remerciements à l'endroit de Madame Oana AITKEN, Docteur ingénieur et Monsieur Alain GIRODET, ingénieur et responsable du LTM d'AREVA T&D-

Villeurbanne, pour leur soutien tout au long de ma thèse et l'intérêt qu'ils ont porté à ces recherches ainsi que pour leur participation au jury.

J'adresse également mes remerciements à :

Tous les personnels techniques et administratifs d' AMPERE et plus particulièrement Madame Josiane CHABERT et MM. Richard BARTHOLET, Daniel PREBET, Guillaume LIBAUDE, et Philippe BILLOUX,..).

Messieurs Jaques PORTE, Pierre GIANNINI, Yannick KIEFFEL, du LTM d' AREVA T&D - Villeurbanne et Christophe PERRIER du TICC AREVA T&D Massy pour leurs conseils et leur sympathie.

Mes collègues (ou anciens collègues) Siméon DIAMPENI, Boubekour MERABET, Kevin BERGER et surtout Jean Hubert Rakotonandrasana pour les échanges fructueux que j'ai eus avec lui. Je remercie également M. KEBBABI Lazhar, Dr. Ingénieur chez Nexans.

Monsieur COULIBALY Abdoulah, président de l'IHEM, pour son soutien précieux durant toute la durée de ma thèse.

Je ne saurais terminer sans adresser mes plus vifs remerciements à toutes les personnes, qui par leur soutien (moral, physique ou autres) de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail et plus particulièrement à toute la famille KONATE de Neuilly Plaisance et mes amis de Lyon et surtout Monsieur OUEDRAGO Abdoulaye et sa famille.

Résumé

Ce travail porte sur l'étude de la morphologie et de la longueur finale L_f des décharges se propageant sur divers types de diélectriques solides (PTFE avec différentes charges, résine Epoxy et verre) en présence des gaz SF₆, N₂ et CO₂ ainsi que des mélanges SF₆ - N₂ et SF₆ - CO₂, sous tension de foudre (1,2/50 μs), en géométrie pointe - plan. Les matériaux considérés ont été choisis pour leur grande utilisation dans les applications haute et moyenne tensions (disjoncteurs en particulier). Les caractéristiques de la décharge sont analysées en fonction de l'amplitude et de la polarité de la tension, de la nature et de l'épaisseur de l'isolant solide, du type et de la pression du gaz (ou mélange) ainsi que de la concentration des gaz constituant le mélange.

Il ressort des résultats obtenus que l'aspect morphologique des décharges varie selon les constituants de l'interface gaz/solide, l'amplitude et la polarité de la tension ainsi que la pression du gaz. En présence d'un gaz ou mélange donné, L_f augmente quasi-linéairement avec la tension et décroît lorsque la pression, l'épaisseur du solide diélectrique et/ou le taux de SF₆ dans le mélange augmentent. Aussi, pour une tension et une pression données, L_f est plus élevé en polarité positive alors que la tension d'apparition des décharges est plus élevée en polarité négative. Les résultats obtenus avec l'azote et le mélange SF₆ - N₂ sont très aléatoires. Le calcul du champ par éléments finis (Flux 2D/3D) montre que le renforcement du champ au voisinage de la pointe est d'autant plus important que la différence entre la constante diélectrique du matériau solide et celle du gaz est grande. Les enregistrements de courants associés aux décharges ont révélé l'existence d'une décharge secondaire de signe opposé à la tension appliquée. Ce phénomène est dû à l'accumulation de charges sur la surface de l'isolant solide ; certains matériaux accumulent moins de charges surfaciques et la longueur finale des décharges qui s'y développent est plus courte. Une relation entre le type de gaz (mélange) et sa pression, la nature du diélectrique solide et son épaisseur, et la dimension fractale D des décharges a été établie. D diminue lorsque l'épaisseur e du solide et/ou la pression du gaz augmente et/ou la permittivité diélectrique du solide diminue.

Mots clés :

Décharges glissantes ; interface solide/gaz ; streamers ; contournement ; dimension fractale.

Abstract

This work deals with the study of morphology and final length L_f of creeping discharges propagating over different kinds of solid dielectrics (PTFE with various fillers, Epoxy resin and glass) in presence of SF₆, N₂ and CO₂ gases as well as SF₆ - N₂ and SF₆ - CO₂ mixtures, under lightning impulse voltage (1.2/50 μs) using a point - plane electrode arrangement. The materials we considered were selected for their wide use in high voltage apparatus such as GIS and circuit breakers. The characteristics of creeping discharges are analyzed in function of the amplitude and polarity of voltage, the kind and thickness of solid insulator, the type of gas (or mixtures) and pressure as well as the concentration of constituents of mixtures.

It's shown that the morphological of creeping discharges depends on the components of solid/gas interface, the amplitude and polarity of voltage as well as the gas pressure. In presence of a given gas (mixture), L_f increases quasi-linearly with the voltage and decreases when the pressure and/or the thickness of insulator and/or the rate of SF₆ in a given mixture increase. And for given voltage and pressure, L_f is higher when the point electrode is positive whereas the initiation threshold voltage of discharges is higher with a negative point. The results obtained with nitrogen and SF₆ - N₂ gas mixture are very scattered. The computation of electric field using the finite elements method (Flux 2D/3D codes) shows that the electric field is enhanced in the vicinity of the point; it's more important as the difference between the dielectric constants of gas and solid material is high. The recordings of currents associated to discharges revealed the existence of a secondary discharge of opposed sign to the applied voltage. This phenomenon is due to the accumulation of charges at the surface of solid insulator; some materials accumulate less surface charges and the final length of the discharges which develop over them is shorter. A relation between the type of gas (mixture) and its pressure, the kind of dielectric solid and its thickness, and the fractal dimension D of discharges was established. D decreases when the thickness e of solid and/or the pressure of gas increase and/or the dielectric constant of insulator decreases.

Keywords :

Creeping discharges ; solid/gas interface ; streamers ; flashover ; fractal dimension.

TABLE DES MATIERES

Listes des symboles & abréviations	V
Liste des figures.....	VII
liste des tableaux	XIII
Introduction générale.....	1

CHAPITRE 1 : PHYSIQUE DE LA DECHARGE DANS LES GAZ, SOLIDES ET INTERFACES GAZ/SOLIDE

1 Introduction.....	7
2 Phénomènes de décharges dans les gaz.....	7
2.1 CARACTERISTIQUES COURANT - TENSION	8
2.1.1 Décharge non autonome sans multiplication électronique.....	8
2.1.2 Décharge non autonome avec multiplication électronique	8
2.1.3 Décharge autonome.....	12
2.2 DECHARGES EN FORMES DE CANAUX - STREAMERS.....	15
2.3 TENUE DIELECTRIQUE DE L' AIR EN CHAMP UNIFORME.....	18
2.4 TENUE DES GAZ ELECTRONEGATIFS EN CHAMP UNIFORME	20
2.5 INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DES ELECTRODES ET DE LA FORME DE LA TENSION	21
2.5.1 Tension continue.....	21
2.5.2 Tension impulsionnelle	23
2.5.3 Tension alternative	24
2.6 INFLUENCE DE LA PRESSION DU GAZ.....	24
2.7 HEXAFLUORURE DE SOUFRE (SF ₆).....	26
2.7.1 Propriétés physico-chimiques.....	26
2.7.2 Propriétés diélectriques.....	27
2.7.3 Contraintes liées à l'utilisation du SF ₆	32
2.8 AZOTE GAZEUX (N ₂)	34
2.8.1 Propriétés du N ₂	34
2.9 DIOXYDE DE CARBONE GAZEUX (CO ₂)	36
2.9.1 Propriétés physico-chimiques.....	37
2.9.2 Propriétés diélectriques.....	37
2.10 GAZ ET MELANGES ECOLOGIQUES	37
2.10.1 Gaz CF ₃ I (trifluoroiodomethane)	39
2.10.2 Gaz c-C ₄ F ₈ (octafluorocyclobutane).....	41
2.10.3 Mélanges à base de C ₃ F ₈ et de C ₂ F ₆	42

3 Les diélectriques solides	47
3.1 PHENOMENES DE POLARISATION.....	48
3.2 MECANISME DE CLAQUAGE DES ISOLANTS SOLIDES	50
3.2.1 <i>Claquage électrique</i>	50
3.2.2 <i>Claquage thermique</i>	53
3.2.3 <i>Claquage électromécanique</i>	55
3.2.4 <i>Claquage du à d'autres phénomènes</i>	56
4 Phénomènes d'interface.....	58
4.1 INFLUENCE DU TAUX D'IONISATION EFFECTIF	59
4.2 CHARGES SURFACIQUES	60
4.2.1 <i>Génération de charges surfaciques</i>	60
4.2.2 <i>Accumulation de charges surfaciques</i>	64
4.2.3 <i>Charges surfaciques et champ électrique</i>	64
4.3 DISTORSION DU CHAMP ELECTRIQUE	65
4.4 INFLUENCE D'UNE SURFACE DIELECTRIQUE SUR L'INITIATION ET LA PROPAGATION DES STREAMERS	68
4.5 CARACTERISATION OPTIQUE DES DECHARGES GLISSANTES	70
4.6 ANALYSE FRACTALE DES DECHARGES GLISSANTES.....	73
4.6.1 <i>Modèle de Sawada et al</i>	74
4.6.2 <i>Modèle de Niemeyer et al (NPW)</i>	75
4.6.3 <i>Modèle de Vicente et al</i>	76
5 Conclusion.....	77

CHAPITRE 2 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET MODES OPERATOIRES

1 Introduction.....	81
2 Sources de tension.....	81
3 Systèmes d'électrodes.....	82
4 Gaz utilisés.....	87
4.1 AZOTE (N ₂)	87
4.2 DIOXYDE DE CARBONE (CO ₂).....	87
5 Technique de réalisation des mélanges.....	89
6 Mesure de la tenue diélectrique.....	91
7 Système de caractérisation optique et électrique.....	93
8 Diélectriques solides utilisés	96

8.1 PTFE (TEFLON)	97
8.2 RESINE EPOXY	98
9 Conclusion.....	98

**CHAPITRE 3 : CARATERISATION DIELECTRIQUE DES GAZ
ET MELANGES**

1 Introduction.....	103
2 Tenue diélectrique des gaz.....	103
2.1 TENSION ALTERNATIVE	103
2.2 TENSION CONTINUE	108
2.3 TENSION IMPULSIONNELLE (1,2/50 µS)	116
2.4 COMPARAISON DES TENUES EN FONCTION DE LA FORME DE LA TENSION	121
3 Tenue diélectrique des mélanges SF₆ - N₂ et SF₆ - CO₂.....	126
3.1 MELANGE OPTIMAL	126
3.2 ETUDE D'UN MELANGE SF ₆ – N ₂ EQUIVALENT A 0,4 MPA DE SF ₆	128
3.3 TENUE DES MELANGES SOUS DIFFERENTES FORMES DE TENSION	130
4 Conclusion.....	132

**CHAPITRE 4 : DCHARGE GLISSANTE AUX INTERFACES GAZ/SOLIDE SOUS
TENSION IMPULSIONNELLE**

1 Introduction	137
2 Etude morphologique et longueur finale	137
2.1 VERRE ET PTFE.....	137
2.1.1 Morphologie des décharges.....	137
2.1.2 Longueur finale des décharges.....	143
2.2 RESINE EPOXY.....	146
2.2.1 Morphologie et longueur des décharges	146
2.2.2 Influence de l'épaisseur du matériau.....	153
3 Détermination du champ par éléments finis (flux2d/3d).....	157
4 Etude comparative.....	162
5 Analyse de la surface de l'isolateur	164
6 Conclusion.....	165

**CHAPITRE 5 : ANALYSE FRACTALE ET COURANTS ASSOCIES
AUX DECHARGES**

1 Introduction.....	169
2 Techniques de détermination de la dimension fractale	169
2.1 METHODE DE QUADRILLAGE	169
2.2 METHODE DES RELATIONS DE MESURE FRACTALE	170
3 Analyse fractale des décharges radiales par la méthode des boites	173
3.1 CONVERSION D'IMAGES	173
3.2 CODE DE CALCUL INFORMATIQUE.....	176
3.3 INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DU MATERIAU.....	177
3.4 INFLUENCE DE LA PRESSION DU GAZ	179
4 Courants associés aux décharges	181
4.1 COURANTS ASSOCIES AUX DECHARGES POSITIVES	181
4.2 COURANTS ASSOCIES AUX DECHARGES NEGATIVES	183
4.3 VITESSE MOYENNE DES DECHARGES	184
4.4 DECHARGES SECONDAIRES	185
5 Conclusion.....	191
Conclusion générale.....	195
Bibliographie.....	199
Annexe	211

Listes des symboles & abréviations

AC	–	<i>Alternating current</i> - Courant (ou tension) alternatif
AIS	–	<i>Air Insulating Switchgear</i> – Disjoncteur isolé à l'air
Ar	–	Argon
α	–	Premier coefficient d'ionisation de Townsend ($1/\text{cm}^3$) relatif au milieu de propagation de la décharge
β	–	Facteur de non uniformité du champ dans l'intervalle inter électrode
CCD	–	<i>Charge Coupled Device</i> - Détecteur de charge à couplage
CCF	–	Composé Complètement fluoré
CNTP	–	Conditions Normales de Température et de Pression
CO ₂	–	Dioxyde de carbone
D	–	Dimension fractale de la décharge
DC	–	<i>Direct current</i> - Courant (ou tension) continu
e ou q	–	Charge élémentaire de l'électron ($e = q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb)
$E(x)$	–	Champ électrique dans l'intervalle inter électrode (kV/cm)
ϵ_0	–	Permittivité du vide ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ As.V ⁻¹ .m ⁻¹)
ϵ_r	–	Permittivité relative du matériau
f ou η	–	Facteur de forme de Schwaiger ou facteur d'uniformité du champ dans l'intervalle inter électrode
γ	–	Deuxième coefficient (d'émission de surface) de Townsend ($1/\text{cm}^3$)
GCB	–	<i>Gas Circuit breaker</i> – Disjoncteur de coupure à gaz
GIS	–	<i>Gas Insulating Swichgear</i> – Disjoncteur isolé au gaz
H ₂	–	Hydrogène
He	–	Hélium
HV(HT)	–	<i>High Voltage</i> - Haute Tension
J_c	–	Densité de courant de claquage (A/m ²)
K	–	Constante de BOLTZMANN
L_f	–	Longueur de la décharge dans son extension maximale (mm)
LTM	–	Laboratoire Technologie et Matériau
m	–	Masse de l'électron ($m = 9,10938215 \times 10^{-31}$ kg)

N_2	–	Diazote
Ne	–	Néon
p	–	Pression des gaz ou mélange (MPa)
PDO	–	Potentiel de Dégradation de l'Ozone
PEG	–	Potentiel d'Echauffement Global
PMMA	–	polyméthacrylate de méthyle
PTFE	–	Polytétrafluoroéthylène (ou Téflon)
PVC	–	Polychlorure de vinyle
Q	–	Charge totale déposée à la surface de l'échantillon solide (μC)
R	–	Rayon du disque chargé uniformément (mm)
r_o	–	Rayon de courbure de la pointe (μm)
σ	–	Conductivité électrique (S/cm)
SF ₆	–	Hexafluorure de soufre
T_0	–	Température ambiante (K)
U_{50}	–	Tension provoquant le contournement (ou claquage) de 50% des échantillons soumis au test
U_s	–	Tension de génération des décharges
UV	–	Rayon Ultra violet
Wp	–	Intervalle énergétique entre la bande de valence et la bande de conduction
X, γ	–	Rayon X et rayon Gama

Liste des figures

FIGURE 1.1 SYSTEME D'ELECTRODES PLAN-PLAN PERMETTANT D'ETUDIER LA DECHARGE DANS UN GAZ	8
FIGURE 1.2 CARACTERISTIQUES COURANT – TENSION POUR DIFFERENTS REGIMES DE LA DECHARGE SOUS TENSION CONTINUE	9
FIGURE 1.3 VARIATION DU COEFFICIENT D'IONISATION (α/p) EN FONCTION DE (E/p)	11
FIGURE 1.4 VARIATION DU COURANT EN FONCTION DE LA DISTANCE INTER ELECTRODE	12
FIGURE 1.5 COURBE DE PASCHEN POUR DIFFERENTS GAZ	14
FIGURE 1.6 SCHEMA DE DEVELOPPEMENT DE LA DECHARGE PAR AVALANCHES PHOTO IONISANTES	15
FIGURE 1.7 ETAPES SUCCESSIVES DE DEVELOPPEMENT D'UN STREAMER DANS UN GAZ EN CONFIGURATION D'ELECTRODES POINTE - PLAN : (A) POINTE POSITIVE ; (B) POINTE NEGATIVE	17
FIGURE 1.8 ETAPES DE DEVELOPPEMENT D'UN STREAMER POSITIF EN CHAMP UNIFORME	18
FIGURE 1.9 SCHEMA DU DEVELOPPEMENT DE DECHARGES DANS UN SYSTEME D'ELECTRODES POINTE – PLAN AVEC UNE POINTE POSITIVE : (A) STREAMER ; (B) LEADER ; (C) DECHARGE PRINCIPALE. LA FLECHE REPRESENTE LE SENS DE DEVELOPPEMENT DES DIFFERENTS STADES DE LA DECHARGE	18
FIGURE 1.10 FREQUENCE D'APPARITION DES STREAMERS DANS L'AIR EN FONCTION DE LA TENSION APPLIQUEE V DANS UN SYSTEME D'ELECTRODES POINTE – PLAN, EN POLARITE POSITIVE; $d = 31$ MM - RAYON DE LA POINTE = $0,17$ MM.22	
FIGURE 1.11 STRUCTURE MOLECULAIRE DU SF_6	27
FIGURE 1.12 VARIATION DU CHAMP ELECTRIQUE REDUIT EN CONFIGURATION POINTE-PLAN: DISTANCE INTER ELECTRODES = $2,5$ MM ; RAYON DE COURBURE DE LA POINTE = 10 MM.....	29
FIGURE 1.13/1.14 TENSIONS DE CLAQUAGE DU $C_3F_8 - N_2$ ET DU $C_3F_8 - CO_2$	43
FIGURE 1.15/1.16 TENSIONS DE CLAQUAGE DU $C_2F_6 - N_2$ ET DU $C_2F_6 - CO_2$ EN FONCTION DU RAPPORT K	44
FIGURE 1.17/1.18 TENSION DE CLAQUAGE EN FONCTION DU $\%SF_6$	45
FIGURE 1.19 ILLUSTRATION DES DIFFERENTS TYPES DE POLARISATION	49
FIGURE 1.20 EXEMPLES D'ARBORESCENCES ELECTRIQUES	58
FIGURE 1.21 INTERFACE SOLIDE/GAZ SOUMIS A UN CHAMP ELECTRIQUE.....	60
FIGURE 1.22 MECANISMES DE GENERATION DE CHARGES DANS UN DIELECTRIQUE PLACE LE LONG	62
FIGURE 1.23 INJECTION DE CHARGES PAR EFFET CHAMP A PARTIR DES ELECTRODES	62
FIGURE 1.24 DISTRIBUTION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS L'ESPACE INTER ELECTRODE EN PRESENCE D'UN DIELECTRIQUE NON CHARGE	66
FIGURE 1.25 DISTRIBUTION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS L'ESPACE INTER ELECTRODE EN PRESENCE D'UN DIELECTRIQUE CHARGE	66
FIGURE 1.26 COMPARAISON DU CHAMP ELECTRIQUE AUTOUR DE L'ELECTRODE HAUTE TENSION DANS L'AIR ET EN PRESENCE DE SURFACE DIELECTRIQUE	67
FIGURE 1.27 PROCESSUS FONDAMENTAUX CONTRIBUANT AUX PHENOMENES D'IONISATION ET D'ATTACHEMENT DANS LA PROPAGATION D'UN STREAMER A TRAVES UNE SURFACE DIELECTRIQUE.....	69
FIGURE 1.28 COEFFICIENTS D'IONISATION ET D'ATTACHEMENT DE L'AIR RESPECTIVEMENT A_0 ET H_0 (TRAITS EN POINTILLES) ET CEUX FAVORISES PAR LA PRESENCE D'UNE SURFACE EN PVC (TRAITS CONTINUS).....	70

FIGURE 1.29 FIGURES ORIGINALES DE LICHTENBERG 1777	71
FIGURE 1.30 FIGURE DE LICHTENBERG OBSERVEE SUR UNE INTERFACE VERRE/SF ₆ POUR UNE IMPULSION DE TENSION DE 30 kVx1μs SOUS UNE PRESSION DE 0,3 MPA	72
FIGURE 1.31 EXEMPLES D'ARBORESCENCES ALEATOIRES OBTENUES PAR SIMULATION NUMERIQUE POUR DIFFERENTES VALEURS DE R	74
FIGURE 1.32 (A) DECHARGE SURFACIQUE EN TREILLIS OBTENUE PAR LE MODELE DE NIEMEYER ; ET (B) ARBORESCENCE GENeree PAR SIMULATION NUMERIQUE	75
FIGURE 1.33 DECHARGES SIMULEES AVEC LE MODELE DE VICENTE ET AL	76
FIGURE 2.1 SYSTEME D'ELECTRODES POINTE - PLAN AVEC UNE DISTANCE INTER ELECTRODE DE 10 MM	84
FIGURE 2.2 CONFIGURATIONS D'ELECTRODES UTILISEES	84
FIGURE 2.3 ELECTRODE SPHERE - SPHERE.....	85
FIGURE 2.4 ELECTRODE SPHERE - PLAN	85
FIGURE 2.5 COURBES DONNANT LE FACTEUR D'UTILISATION POUR DIFFERENTES CONFIGURATIONS EN FONCTION DE P ET Q	86
FIGURE 2.6 ELECTRODE POINTE - PLAN.....	86
FIGURE 2.7 CELLULE D'ESSAIS.....	92
FIGURE 2.8 SCHEMA DE L'ENSEMBLE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	95
FIGURE 2.9 SCHEMA DETAILLE DE LA CELLULE D'ESSAIS AVEC LA STRUCTURE ISOLANTE.....	95
FIGURE 3.1 TENUE EN TENSION ALTERNATIVE DES GAZ POUR UNE CONFIGURATION POINTE - PLAN	104
FIGURE 3.2 TENUE EN TENSION ALTERNATIVE DES GAZ POUR UNE CONFIGURATION SPHERE - SPHERE.....	106
FIGURE 3.3 TENUE EN TENSION CONTINUE (-) DES GAZ POUR UNE CONFIGURATION POINTE - PLAN	109
FIGURE 3.4 TENUE EN TENSION CONTINUE (+) DES GAZ POUR UNE CONFIGURATION POINTE - PLAN	111
FIGURE 3.5 COMPARAISON DES TENSIONS DE CLAQUAGE EN CONTINU (+ ET -), POINTE - PLAN.....	114
FIGURE 3.6 TENUE EN TENSION IMPULSIONNELLE (+) DES GAZ POUR UNE CONFIGURATION	117
FIGURE 3.7 TENUE EN TENSION IMPULSIONNELLE (+) DES GAZ POUR UNE CONFIGURATION	119
FIGURE 3.8 TENSION DE CLAQUAGE DU CO ₂ , N ₂ ET SF ₆ POUR UNE CONFIGURATION	122
FIGURE 3.9 TENSION DE CLAQUAGE DU CO ₂ , N ₂ ET SF ₆ POUR UNE CONFIGURATION	124
FIGURE 3.10 CONFIGURATION SPHERE - SPHERE.....	126
FIGURE 3.11 CHAMP CRITIQUE REDUIT EN FONCTION DE LA TENEUR DE SF ₆ DANS LE MELANGE.....	128
FIGURE 3.12 POURCENTAGES ET PRESSIONS EQUIVALENT A LA TENUE DU SF ₆ A 0,4 MPA POUR LE CAS DEFAVORABLE (POLARITE +, V _{REF} = 630 kV)	129
FIGURE 3.13 COMPARAISON SF ₆ - N ₂ ET SF ₆ - CO ₂ EN ALTERNATIF	130
FIGURE 3.14 COMPARAISON SF ₆ -N ₂ ET SF ₆ -CO ₂ EN CONTINU	131
FIGURE 3.15 COMPARAISON SF ₆ -N ₂ ET SF ₆ -CO ₂ EN IMPULSION (+)	131
FIGURE 4.1 INFLUENCE DE LA POLARITE DE LA TENSION ET DE LA PRESSION DU GAZ SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES SE PROPAGEANT SUR UNE INTERFACE VERRE/SF ₆	138
FIGURE 4.2 INFLUENCE DE LA PRESSION DU GAZ ET DE LA POLARITE DE LA TENSION SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES SUR UNE INTERFACE VERRE/SF ₆	139

FIGURE 4.3 INFLUENCE DE LA PRESSION DU GAZ ET DE LA POLARITE DE LA TENSION SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES SUR UNE INTERFACE VERRE/CO ₂	139
FIGURE 4.4 INFLUENCE DE LA PRESSION DU GAZ ET DE LA POLARITE DE LA TENSION SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES SUR UNE INTERFACE VERRE/N ₂	140
FIGURE 4.5 INFLUENCE DE L'AMPLITUDE DE LA TENSION SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES POUR UNE INTERFACE SF ₆ /PTFE-A.....	141
FIGURE 4.6 INFLUENCE DE L'AMPLITUDE DE LA TENSION SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES POUR UNE INTERFACE SF ₆ /PTFE-B.....	142
FIGURE 4.7 ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR FINALE EN FONCTION DE LA TENSION DANS LE SF ₆ POUR LES DEUX POLARITES ET POUR DIFFERENTES PRESSIONS ET LES MELANGES SF ₆ -CO ₂ ET SF ₆ - N ₂	143
FIGURE 4.8 ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR FINALE EN FONCTION DE LA TENSION DANS LE CO ₂ POUR LES DEUX POLARITES ET POUR DIFFERENTES PRESSIONS	144
FIGURE 4.9 LONGUEUR FINALE DES DECHARGES SURFACIQUES EN FONCTION DE LA TENSION DANS L'AZOTE POUR LES DEUX POLARITES.....	144
FIGURE 4.10 ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES EN FONCTION DE LA PRESSION SUR DES INTERFACES SF ₆ /PTFE-A, CO ₂ /PTFE-A ET N ₂ /PTFE-A.....	145
FIGURE 4.11 ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES EN FONCTION DE LA PRESSION SUR DES INTERFACES SF ₆ -CO ₂ /PTFE-A ET SF ₆ -N ₂ /PTFE-A.....	146
FIGURE 4.12 INFLUENCE DE LA TENEUR EN SF ₆ SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES POUR UNE INTERFACE SF ₆ - CO ₂ /EPOXY + MOULAGE (E = 2MM) EN POLARITE (+) ET (-)	147
FIGURE 4.13 INFLUENCE DE LA TENEUR EN SF ₆ SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES POUR UNE INTERFACE SF ₆ - N ₂ /EPOXY + MOULAGE (E = 2MM) EN POLARITE (-).....	147
FIGURE 4.14 ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES EN FONCTION DU POURCENTAGE DE SF ₆ EN POLARITE POSITIVE ET NEGATIVE POUR UNE INTERFACE SF ₆ - CO ₂ /EPOXY + MOULAGE	148
FIGURE 4.15 ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES EN FONCTION DU POURCENTAGE DE SF ₆ EN POLARITE NEGATIVE POUR UNE INTERFACE SF ₆ - N ₂	148
FIGURE 4.16 INFLUENCE DE LA TENSION SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES PUR UNE INTERFACE SF ₆ /EPOXY + MOULAGE (E = 2MM) EN POLARITE POSITIVE ET NEGATIVE.....	149
FIGURE 4.17 INFLUENCE DE LA TENSION SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES POUR UNE INTERFACE CO ₂ /EPOXY + MOULAGE (E = 2MM) EN POLARITE POSITIVE ET NEGATIVE.....	150
FIGURE 4.18 INFLUENCE DE LA TENSION SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES POUR UNE INTERFACE N ₂ /EPOXY + MOULAGE (E = 2 MM) EN POLARITE POSITIVE ET NEGATIVE.....	150
FIGURE 4.19 ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES EN FONCTION DE LA TENSION POUR UNE INTERFACE SF ₆ /EPOXY + MOULAGE EN POLARITE POSITIVE ET NEGATIVE	151
FIGURE 4.20 ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES EN FONCTION DE LA TENSION POUR UNE INTERFACE CO ₂ /EPOXY + MOULAGE EN POLARITE POSITIVE ET NEGATIVE.....	151
FIGURE 4.21 ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES EN FONCTION DE LA TENSION POUR UNE INTERFACE N ₂ /EPOXY + MOULAGE EN POLARITE POSITIVE ET NEGATIVE	152
FIGURE 4.22 ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES EN FONCTION DE LA TENSION POUR UNE INTERFACE CO ₂ /PTFE-B EN POLARITE POSITIVE ET NEGATIVE.....	152

FIGURE 4.23 INFLUENCE DE LA VARIATION DE L'ÉPAISSEUR SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES POUR UNE INTERFACE SF ₆ /EPOXY + MOULAGE EN POLARITE NEGATIVE.....	154
FIGURE 4.24 INFLUENCE DE LA VARIATION DE L'ÉPAISSEUR SUR LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES POUR UNE INTERFACE SF ₆ /EPOXY + MOULAGE EN POLARITE NEGATIVE.....	155
FIGURE 4.25 COMPARAISON DES LONGUEURS FINALES DES DECHARGES GLISSANTES EN FONCTION DE LEUR ÉPAISSEUR SUR UNE INTERFACE SF ₆ /EPOXY + MOULAGE POUR UNE PRESSION DE 0.1 MPA.....	156
FIGURE 4.26 COMPARAISON DES LONGUEURS FINALES DES DECHARGES GLISSANTES EN FONCTION DE LEUR ÉPAISSEUR SUR UNE INTERFACE CO ₂ /EPOXY + MOULAGE POUR UNE PRESSION DE 0.1 MPA.....	156
FIGURE 4.27 COMPARAISON DES LONGUEURS FINALES DES DECHARGES GLISSANTES EN FONCTION DE LEUR ÉPAISSEUR POUR UNE INTERFACE N ₂ /EPOXY + MOULAGE A LA PRESSION DE 0,1 MPA	157
FIGURE 4.28 SCHEMA DE LA GEOMETRIE MAILLEE POUR UN ECHANTILLON EN VERRE DE 100 MM DE DIAMETRE ET 6 MM D'ÉPAISSEUR	157
FIGURE 4.29 DISTRIBUTION DES VECTEURS CHAMP AU VOISINAGE DE LA POINTE POUR UN ECHANTILLON EN VERRE DE 100 MM DE DIAMETRE ET 6 MM D'ÉPAISSEUR (E _{MAX} = 0,04 MV/CM).....	158
FIGURE 4.30 DISTRIBUTION DU CHAMP ET DU POTENTIEL DANS LES DIFFERENTES REGIONS DE LA GEOMETRIE POUR UN ECHANTILLON EN VERRE DE 100 MM DE DIAMETRE ET 6 MM D'ÉPAISSEUR.....	158
FIGURE 4.31 EVOLUTION DU CHAMP A LA SURFACE D'UN UN ECHANTILLON EN VERRE DE 100 MM DE DIAMETRE ET 6 MM D'ÉPAISSEUR	159
FIGURE 4.32 DISTRIBUTION DES VECTEURS CHAMP AU VOISINAGE DE LA POINTE POUR UN ECHANTILLON EN TEFLON DE 100 MM DE DIAMETRE ET 6 MM D'ÉPAISSEUR (E _{MAX} = 0,03 MV/CM).....	159
FIGURE 4.33 DISTRIBUTION DU CHAMP ET DU POTENTIEL DANS LES DIFFERENTES REGIONS DE LA GEOMETRIE POUR UN ECHANTILLON EN TEFLON DE 100 MM DE DIAMETRE ET 6 MM D'ÉPAISSEUR	160
FIGURE 4.34 EVOLUTION DU CHAMP A LA SURFACE D'UN UN ECHANTILLON EN TEFLON DE 100 MM DE DIAMETRE ET 6MM D'ÉPAISSEUR	160
FIGURE 4.35 DISTRIBUTION DU CHAMP EN 3D AU VOISINAGE DE LA POINTE ET A LA SURFACE DE L'ISOLANT POUR UN ECHANTILLON EN TEFLON DE 100 MM DE DIAMETRE ET 6 MM D'ÉPAISSEUR	161
FIGURE 4.36 EVOLUTION DU CHAMP EN 3D A LA SURFACE D'UN ECHANTILLON EN TEFLON DE 100 MM DE DIAMETRE ET 6 MM D'ÉPAISSEUR.....	161
FIGURE 4.37 COMPARAISON DE LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES EN FONCTION DE LA TENSION DANS LE SF ₆ POUR DIFFERENTS TYPES DE PTFE EN POLARITE NEGATIVE	163
FIGURE 4.38 EVOLUTION DE LA LONGUEUR FINALE DES DECHARGES EN FONCTION DE LA TENSION DANS LE SF ₆ POUR DIFFERENTS TYPES DE PTFE EN POLARITE NEGATIVE	163
FIGURE 4.39 EXEMPLES DE DECHARGES OBSERVEES SUR UN ECHANTILLON AYANT SUBI PLUSIEURS	164
FIGURE 4.40 VUES MICROSCOPIQUES D'UN ECHANTILLON EN VERRE DE 2 MM D'ÉPAISSEUR APRES PLUSIEURS SERIES D'ESSAIS.....	164
FIGURE 4.41 PHOTOGRAPHIE D'ECHANTILLONS EN TEFLON (PTFE-A) DE 2 MM D'ÉPAISSEUR AVANT ET APRES PLUSIEURS SERIES D'ESSAIS.....	165
FIGURE 5.1 VARIATION DU NOMBRE DE BRANCHES EN FONCTION DU RAYON DE PROPAGATION DE LA DECHARGE	171

FIGURE 5.2 DIAGRAMME DU NIVEAU DU GRIS EN FONCTION DE L'ANGLE THETA REPRESENTANT L'INTENSITE LUMINEUSE LE LONG D'UN CONTOUR CIRCULAIRE DE RAYON R.....	172
FIGURE 5.3 DECHARGES GLISSANTES SE PROPAGEANT SUR DES ECHANTILLONS DE TEFLON (PTFE-E) D'EPAISSEURS DIFFERENTES SOUS TENSION IMPULSIONNELLE EN POLARITE POSITIVE : (A) IMAGE ORIGINALE ET (B) IMAGE BINARISEE CORRESPONDANTE.....	174
FIGURE 5.4 DECHARGES GLISSANTES SE PROPAGEANT SUR DES ECHANTILLONS DE TEFLON (PTFE-E) POUR DIFFERENTES PRESSIONS SOUS TENSION IMPULSIONNELLE EN POLARITE POSITIVE : (A) IMAGE ORIGINALE ET (B) IMAGE BINARISEE CORRESPONDANTE.....	175
FIGURE 5.5 PRINCIPE DE LA METHODE DE QUADRILLAGE APPLIQUE A UNE DECHARGE SE PROPAGEANT SUR UN ECHANTILLON DE PTFE-E DE 2 MM D'EPaisseur : (A) IMAGE ORIGINALE, (B) IMAGE EN BINAIRE CORRESPONDANTE, (C) IMAGE COUVERTE PAR UN MAILLAGE CARRE DE COTE L = 45 PIXELS ET (D) IMAGE COUVERTE PAR UN MAILLAGE DE COTE L = 15 PIXELS	176
FIGURE 5.6 CARACTERISTIQUES REPRESENTANT LE NOMBRE DE BOITES N EN FONCTION DE LA TAILLE DES BOITES L POUR DES DECHARGES SE PROPAGEANT SUR DES ECHANTILLONS EN VERRE D'EPAISSEURS DIFFERENTES SOUS 0,1 MPA ; D ≈ 1.77, 1.70, 1.65 RESPECTIVEMENT POUR (E = 2 MM, +24 kV), (E = 4 MM, +27 kV) ET (E = 6 MM, +31 kV)	178
FIGURE 5.7 CARACTERISTIQUES REPRESENTANT LE NOMBRE DE BOITES N EN FONCTION DE LA TAILLE DES BOITES L POUR DES DECHARGES SE PROPAGEANT SUR DES ECHANTILLONS EN RESINE EPOXY D'EPAISSEURS DIFFERENTES SOUS 0,1 MPA ; D ≈ 1.64, 1.58, 1.53 RESPECTIVEMENT POUR (E = 2 MM, +31 kV), (E = 4 MM, +33,6 kV) ET (E = 6 MM, +36 kV).....	178
FIGURE 5.8 CARACTERISTIQUES REPRESENTANT LE NOMBRE DE BOITES N EN FONCTION DE LA TAILLE DES BOITES L POUR DES DECHARGES SE PROPAGEANT SUR DES ECHANTILLONS EN TEFLON (PTFE-E) D'EPAISSEURS DIFFERENTES SOUS 0.1 MPA ; D ≈ 1.51, 1.45, 1.41 RESPECTIVEMENT POUR (E = 2 MM, +34 kV), (E = 4 MM, 35 kV) ET E = 6 MM, +38 kV).....	179
FIGURE 5.9 CARACTERISTIQUES REPRESENTANT LE NOMBRE DE BOITES N EN FONCTION DE LA TAILLE DES BOITES L POUR DES DECHARGES SE PROPAGEANT SUR DES ECHANTILLONS EN VERRE DE 2 MM D'EPaisseur; D ≈ 1.78, 1.74, 1.66 RESPECTIVEMENT POUR (P = 0.15 MPA, +26 kV), (P = 0.3 MPA, 27.8 kV) ET (P = 0.5 MPA, +32 kV)	180
FIGURE 5.10 CARACTERISTIQUES REPRESENTANT LE NOMBRE DE BOITES N EN FONCTION DE LA TAILLE DES BOITES L POUR DES DECHARGES SE PROPAGEANT SUR DES ECHANTILLONS EN RESINE EPOXY DE 2 MM D'EPaisseur; D ≈ 1.62, 1.58, 1.52 RESPECTIVEMENT POUR (P = 0.15 MPA, +33,6 kV), (P = 0.3 MPA, +35,6 kV) ET (P = 0.5 MPA, +37 kV).....	180
FIGURE 5.11 CARACTERISTIQUES REPRESENTANT LE NOMBRE DE BOITES N EN FONCTION DE LA TAILLE DES BOITES L POUR DES DECHARGES SE PROPAGEANT SUR DES ECHANTILLONS EN PTFE (PTFE-E) DE 2 MM D'EPaisseur ; D ≈ 1.53, 1.52, 1.40 RESPECTIVEMENT POUR (P = 0.15 MPA, +35 kV), (P = 0.3 MPA, +37 kV) ET (P = 0.5 MPA, +40 kV).....	181
FIGURE 5.12 COURANTS ASSOCIES AUX DECHARGES POSITIVES POUR UN ECHANTILLON DE TEFLON (PTFE-E) DE 2 MM D'EPaisseur EN PRESENCE DE SF ₆ SOUS UNE PRESSION DE 0,03 MPA : (A) 7 kV, (B) 12 kV ET (C) 17 kV)	182
FIGURE 5.13 COURANTS ASSOCIES AUX DECHARGES NEGATIVES POUR UN ECHANTILLON DE TEFLON (PTFE-E) DE 2 MM D'EPaisseur EN PRESENCE DE SF ₆ SOUS UNE PRESSION DE 0,03 MPA : (A) 7 kV, (B) 12 kV ET (C) 17 kV)	183

FIGURE 5.14 EVOLUTION DE LA VITESSE MOYENNE DES DECHARGES EN FONCTION DE LA TENSION POSITIVE APPLIQUEE POUR LE VERRE ET LE PTFE DE 2 MM D'EPaisseur EN PRESENCE DE SF ₆ SOUS UNE PRESSION DE 0,1 MPA	184
FIGURE 5.15 ILLUSTRATION D'UNE DECHARGE SECONDAIRE DE SIGNE OPPOSE A CELUI DE LA DECHARGE PRINCIPALE REVELEE PAR UN ENREGISTREMENT DE COURANT EFFECTUE SUR UN ECHANTILLON EN TEFLON (PTFE-E) DE 2 MM D'EPaisseur EN PRESENCE DE SF ₆ SOUS 0,03 MPA ET UNE TENSION (CRETE) POSITIVE DE 13 kV	185
FIGURE 5.16 ILLUSTRATION D'UNE DECHARGE SECONDAIRE DE SIGNE OPPOSE A CELUI DE LA DECHARGE PRINCIPALE REVELEE PAR UN ENREGISTREMENT DE COURANT EFFECTUE SUR UN ECHANTILLON EN PTFE (PTFE-E) DE 2 MM D'EPaisseur EN PRESENCE DE SF ₆ SOUS 0,03 MPA ET UNE TENSION (CRETE) NEGATIVE DE 26 kV	186
FIGURE 5.17 ILLUSTRATION DE LA CONFIGURATION PERMETTANT DE REMPLACER LE SYSTEME	187
FIGURE 5.18 EVOLUTION TEMPORELLE DE LA TENSION U(T), DU COURANT I(T) ET DE LA CHARGE Q(T) SUR UN ECHANTILLON EN TEFLON (PTFE-E) DE 2 MM D'EPaisseur SOUS UNE TENSION POSITIVE DE 20 kV	190
FIGURE 5.19 AGRANDISSEMENT DU COURANT DE LA DECHARGE SECONDAIRE (A) ET DE L'EVOLUTION DE LA CHARGE CORRESPONDANTE (B).....	191

Liste des tableaux

TABLEAU 1.1 MINIMUM DE PASCHEN EN FONCTION DU GAZ ET DU METAL DE LA CATHODE	14
TABLEAU 1.2 RIGIDITE DIELECTRIQUE RELATIVE DE QUELQUES GAZ PAR RAPPORT A L’AIR DANS UN CHAMP UNIFORME.....	19
TABLEAU 1.3 PRINCIPAUX PRODUITS DE DECOMPOSITION DU SF ₆	33
TABLEAU 1.4 PROPRIETES DU CF ₃ I ET DU SF ₆	40
TABLEAU 1.5 PROPRIETES DE QUELQUES POSSIBLES GAZ ALTERNATIFS	47
TABLEAU 2.1 COEFFICIENT D’UNIFORMITE ET DE NON UNIFORMITE DU CHAMP POUR DIFFERENTES CONFIGURATIONS D’ELECTRODES.....	87
TABLEAU 2.2 PROPRIETES DE L’AZOTE GAZEUX.....	87
TABLEAU 2.3 PROPRIETES DU DIOXYDE DE CARBONE GAZEUX	88
TABLEAU 2.4 PROPRIETES DE L’HEXAFLUORURE DE SOUFRE	88
TABLEAU 2.5 CALCULS DES PRESSIONS PARTIELLES SELON LA METHODE DE DALTON POUR UN MELANGE	90
TABLEAU 2.6 PROPRIETES DIELECTRIQUES DES MATERIAUX 50Hz – 100 MHZ	97
TABLEAU 3.1 CORRESPONDANCE ENTRE LE POURCENTAGE DE SF ₆ ET LA PRESSION TOTALE	129
TABLEAU 5.1 TENSION NECESSAIRE A L’OBTENTION D’UNE DECHARGE DE 44 MM DE LONGUEUR FINALE POUR DES MATERIAUX D’EPAISSEURS DIFFERENTES EN PRESENCE DE SF ₆ SOUS 0,1 MPA	173
TABLEAU 5.2 TENSION NECESSAIRE A L’OBTENTION D’UNE DECHARGE DE 46 MM DE LONGUEUR FINALE POUR DIFFERENTS MATERIAUX DE 2 MM D’EPAISSEUR EN PRESENCE DE SF ₆ SOUS DIFFERENTES PRESSIONS.....	173

Introduction générale

Les structures isolantes mixtes solide/gaz sont présentes dans de nombreux appareillages à haute et moyenne tensions comme les transformateurs et condensateurs de puissance, les disjoncteurs et les câbles ainsi que dans les réseaux de transport et de distribution d'énergie électrique (isolateurs de support et de traversée). Dans certains composants, comme les disjoncteurs isolés au gaz, par exemple, les isolants solides sont utilisés comme enveloppe de l'appareil et comme support (buse) pour les électrodes (contacts); le gaz est utilisé pour ses propriétés isolantes et pour le soufflage de l'arc. Dans le cas des transformateurs de puissance, en plus de l'isolation des bobinages et des traversées, les solides servent comme panneaux (rôle mécanique) et comme barrière isolante en particulier dans les transformateurs cuirassés.

Les caractéristiques et donc la qualité d'une structure isolante mixte (ou hybride) dépendent des propriétés de ses constituants. Ainsi, l'utilisation de l'hexafluorure de soufre (SF_6) permet de réduire considérablement le poids et les dimensions des composants et systèmes et d'améliorer leur fiabilité grâce à la grande affinité électronique de la molécule de SF_6 et sa grande section efficace. Cependant, malgré les bonnes performances (pouvoir de coupure élevé, bonne tenue diélectrique, stabilité thermique ...) de cette molécule, sa durée de vie (estimée à plus de 3000 ans) et son potentiel de réchauffement climatique (23900 fois celui du CO_2 par période de 100 ans) trop élevés, font de ce gaz un agent aggravant de l'effet de serre ; il est dans le collimateur des organisations internationales environnementales.

Durant leur exploitation, les équipements électriques et donc les structures isolantes mixtes qui y sont intégrées, sont exposés à différents types de contraintes : mécanique, thermique, électrique, chimique et environnementales. Dans cette étude, nous nous intéressons plus particulièrement aux contraintes électriques. En présence d'un champ électrique, divers phénomènes peuvent prendre naissance dans le volume ou à la surface des matériaux constituant l'isolation hybride. En effet, au-dessus d'une certaine valeur dite de seuil du champ électrique, des décharges volumiques ou surfaciques peuvent prendre naissance et se développer jusqu'à la rupture diélectrique (en volume) ou au contournement de l'isolateur conduisant ainsi à la destruction de la structure isolante voire à la mise hors service du système. La compréhension des mécanismes impliqués dans la génération et la propagation de ces décharges ainsi que leur caractérisation sont fondamentales pour la conception et le dimensionnement des appareillages.

Dans cette étude, nous nous intéresserons: (1) à la caractérisation diélectrique des gaz (mélanges) sous différentes formes de tension (alternative, continue et choc de foudre 1,2/50 μ s) dans différentes géométries d'électrodes (pointe - plan, sphère - plan, sphère - sphère et plan - plan); et (2) aux décharges surfaciques dites glissantes, se propageant sur divers types de matériaux isolants (PTFE, résine Epoxy et verre) en présence de différents gaz et mélanges (SF_6 , N_2 , CO_2 , $\text{SF}_6 - \text{N}_2$ et $\text{SF}_6 - \text{CO}_2$) sous différentes pression, générées sous tension impulsionnelle de foudre 1,2/50 μ s dans une configuration d'électrodes pointe - plan.

Les travaux sur les décharges se propageant aux interfaces solide/gaz sont peu nombreux en comparaison avec ceux consacrés à l'étude des phénomènes de pré-claquage et de claquage dans les solides seuls ou les gaz seuls. La plupart ont porté sur la variation de la longueur finale de ces décharges en fonction de la tension et plus particulièrement sur le développement des décharges sur des isolateurs pollués. Des modèles ont été également proposés pour décrire les décharges radiales se développant sur une interface verre/ SF_6 , par une dimension fractale. Cependant, il existe très peu de résultats sur l'influence de la polarité de la tension, du type de gaz et de sa pression, des concentrations des constituants des mélanges ainsi que de l'épaisseur et de la nature des isolants solides sur la forme, la dimension fractale et la longueur finale de ces décharges.

Le présent manuscrit comporte cinq chapitres. Dans le premier chapitre, nous décrivons dans un premier temps les phénomènes de décharges dans les gaz (ou mélanges) puis les principaux mécanismes de claquage des isolants solides. Nous abordons par la suite les phénomènes d'interface.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation des dispositifs expérimentaux utilisés pour la caractérisation diélectrique des gaz et mélanges ainsi qu'à l'enregistrement optique et électrique des décharges surfaciques. Les propriétés fondamentales des gaz et solides utilisés y sont également présentées.

Dans le troisième chapitre, nous présentons et analysons les résultats expérimentaux de mesure de tenue diélectrique des gaz et mélanges pour différentes configurations d'électrodes. L'influence de divers paramètres sur le comportement de ces gaz (mélanges) y est également traitée.

Au chapitre quatre, nous aborderons l'étude morphologique et structurelle des décharges glissantes se propageant aux interfaces solide/gaz (mélange), sous tension impulsionnelle de foudre 1,2/50 μ s dans une configuration d'électrodes pointe - plan.

Le dernier chapitre porte sur l'analyse fractale des décharges radiales en présence de gaz. Nous nous intéresserons particulièrement à l'influence des propriétés physiques et géométriques des matériaux (solide et gaz (mélange)), et de la pression du gaz sur la morphologie de ces décharges et leur dimension fractale. Les courants associés aux décharges sont également analysés.

Chapitre 1

Physique de la décharge dans
les gaz, solides et interfaces
gaz/solide

1 Introduction

Les systèmes d'isolation mixtes (ou hybrides), composés d'un diélectrique solide et d'un gaz, sont largement utilisés dans les équipements haute et moyenne tensions. La rigidité diélectrique de ces structures dépend des propriétés du solide isolant et du type de gaz (mélanges) ainsi que de la pression et de la température de ce dernier. Le comportement de ces structures isolantes, face aux différentes contraintes auxquelles elles sont exposées et plus particulièrement aux décharges qui peuvent se développer dans le volume ou à l'interface des deux matériaux (solide et gaz), constitue l'un des principaux critères de dimensionnement et de conception d'une structure isolante pour un composant ou un système haute ou moyenne tensions donné. Par conséquent, la compréhension des mécanismes responsables de l'initiation et du développement des décharges en volume ou à l'interface et conduisant respectivement au claquage ou au contournement de ces structures isolantes passe par la compréhension des phénomènes se produisant dans chacun des constituants (solide et gaz).

Dans ce chapitre, nous abordons les aspects fondamentaux relatifs au comportement diélectrique de la structure hybride gaz/solide. Nous nous intéresserons dans un premier temps aux phénomènes de décharges dans les gaz (ou mélanges) puis aux principaux mécanismes conduisant au claquage des isolants solides avant d'aborder les phénomènes d'interface.

2 Phénomènes de décharges dans les gaz

Le gaz le plus abondant et le plus utilisé de tout temps dans l'isolation électrique (lignes aériennes, électrostatique...) est l'air. Cependant, d'autres gaz tels que l'azote (N_2), le dioxyde de carbone (CO_2) et surtout l'hexafluorure de soufre (SF_6) connaissent, depuis plus de trois décennies, un succès grandissant dans le domaine des systèmes haute tension (postes blindés, câbles à isolation gazeuse, ...). Leur utilisation a permis d'améliorer la fiabilité des systèmes et d'en réduire leurs poids et dimensions.

Sous l'effet d'agents ionisants naturels ou artificiels (UV, X, γ), les gaz peuvent perdre leurs propriétés diélectriques et devenir plus ou moins conducteurs. Cette perte de propriétés (ionisation) se traduit par la dissociation de molécules neutres en électrons et en ions. En présence d'un champ électrique entre les électrodes (planes et parallèles), le mouvement provoqué par les porteurs de charges (en augmentation) donne naissance à un courant dit "courant de décharges". La variation de ce courant en fonction de la tension (caractéristique courant - tension) a été étudiée pour la première fois par Townsend [1]. En l'absence de

champ électrique, il existe un équilibre dans lequel le taux de production d'électrons et d'ions positifs est compensé [1]. Il convient toutefois de noter que la présence d'un champ dans l'espace inter électrode peut donner lieu, selon le niveau de tension appliquée aux électrodes, à une décharge de type non autonome ou autonome.

2.1 Caractéristiques courant - tension

La variation du courant de décharges en fonction de la tension appliquée à un intervalle de gaz compris entre deux électrodes planes et parallèles (Figure 1.1) est représentée sur la Figure 1.2. Cette caractéristique $I(V)$ comporte différentes zones correspondant chacune à un régime de décharges donné.

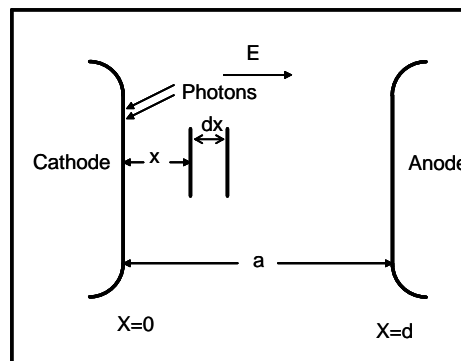


Figure 1.1 Système d'électrodes plan-plan permettant d'étudier la décharge dans un gaz [2]

2.1.1 Décharge non autonome sans multiplication électronique

Ce régime est caractérisé par l'absence de tout phénomène lumineux et des courants extrêmement faibles. La tension appliquée (quelques dizaines de volts) et par conséquent le champ électrique sont trop faibles pour provoquer une ionisation par chocs électroniques. La conduction ne peut apparaître qu'en présence d'une source extérieure assurant cette ionisation (rayons cosmiques, sources radioactives, émission photoélectrique). La décharge ne pouvant s'entretenir d'elle-même, est dite " non autonome " [2].

2.1.2 Décharge non autonome avec multiplication électronique

En augmentant progressivement la tension V , le courant croît linéairement jusqu'à une certaine valeur I_0 dite de saturation. I_0 se maintiendra à cette valeur tant que V reste inférieur à

la tension d'ionisation V_2 du gaz considéré. Dès que V dépasse V_2 , le courant se remet à croître de façon très rapide. A ce stade, la décharge dépend encore des sources extérieures d'ionisation. Cette croissance rapide du courant résulte de la multiplication électronique. Lorsque le champ électrique E augmente, les électrons émis par la cathode (électrons primaires), sous l'effet d'un rayonnement quelconque, sont de plus en plus accélérés. Certains gagnent ainsi une énergie suffisante pour ioniser par collisions des particules neutres, donnant naissance à des ions positifs et à de nouveaux électrons. Chaque électron nouvellement créé contribue à son tour par ionisation, au cours de son déplacement vers l'anode, à la création d'une avalanche électronique véritable. Par la même, le nombre d'ions positifs augmente aussi. Le nombre de collisions est d'autant plus important que E est intense. Il est caractérisé par un coefficient (ou pouvoir) d'ionisation α appelé "premier coefficient d'ionisation de Townsend". Celui-ci représente le nombre moyen de chocs ionisants qu'un électron produit par unité de longueur dans la direction du champ.

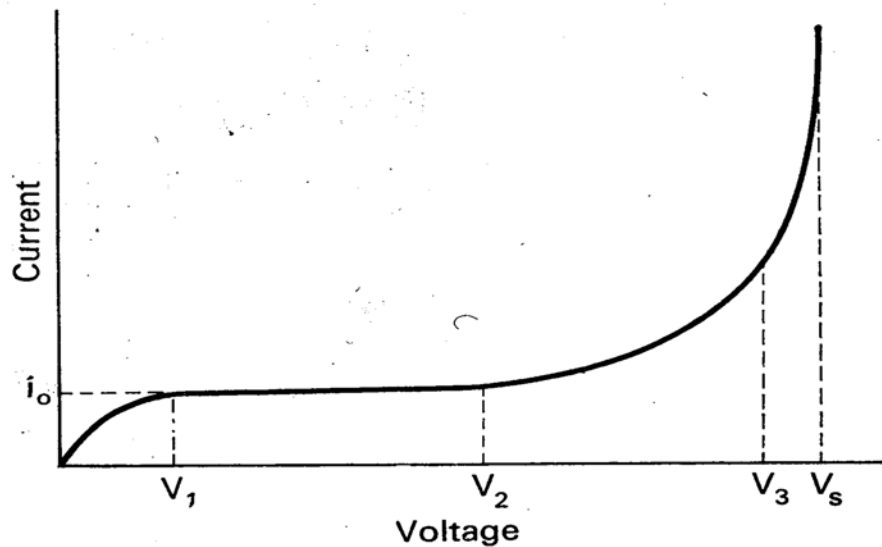


Figure 1.2 Caractéristiques courant – tension pour différents régimes de la décharge sous tension continue [1]

Si N_0 est le nombre d'électrons émis par la cathode par unité de temps et N_x le nombre d'électrons traversant le plan d'abscisse x par unité de temps et a la distance inter électrodes, l'augmentation de ce nombre sous l'effet de chocs ionisants sur un parcours dx , en admettant a constant, s'écrira

$$dN_x = N_x \cdot \alpha \cdot dx \quad (1.1)$$

Sachant que l'origine des abscisses se trouve à la cathode :

$$N_x(x=0) = N_0 \quad (1.2)$$

d'où

$$N_x = N_0 e^{\alpha x} \quad (1.3)$$

Si a est la distance inter électrode, le nombre d'électrons N_a arrivant sur l'anode est :

$$N_a = N_0 e^{\alpha a} \quad (1.4)$$

et le courant par unité de temps

$$I = e N_a = e N_0 e^{\alpha a} \quad (1.5)$$

ou encore

$$I = I_0 e^{\alpha a} \quad (1.6)$$

avec $I_0 = e N_0$, le courant émis par la cathode sous l'effet du rayonnement extérieur ; e étant la charge élémentaire d'un électron ($-1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb). Le coefficient d'ionisation α dépend de l'état dans lequel se trouve le gaz ainsi que de l'énergie des électrons. En d'autres termes, α dépend de l'intensité du champ électrique E , l'état du gaz étant déterminé par sa pression et sa température qui restent pratiquement constantes lors de l'ionisation par les électrons car le transfert d'énergie vers le gaz est trop faible. Comme la densité du gaz est proportionnelle à la pression p , α ne dépendra finalement que de E et p . Si n est le nombre moyen de collisions entre les électrons, le potentiel moyen acquis par les électrons sur le parcours ($n \cdot \lambda$), correspondant à la vitesse moyenne de l'électron dans le gaz sous un champ électrique E est :

$$\alpha = p f(E \lambda) = p f\left(\frac{E}{A p}\right) \quad (1.7)$$

ou encore

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{A p}\right) \quad (1.8)$$

f étant une fonction inconnue. Il n'existe pas de fonction analytique unique décrivant entièrement la courbe f . La figure 1.3 donne la forme de la fonction $\alpha/p = f(E/p)$ pour quelques gaz.

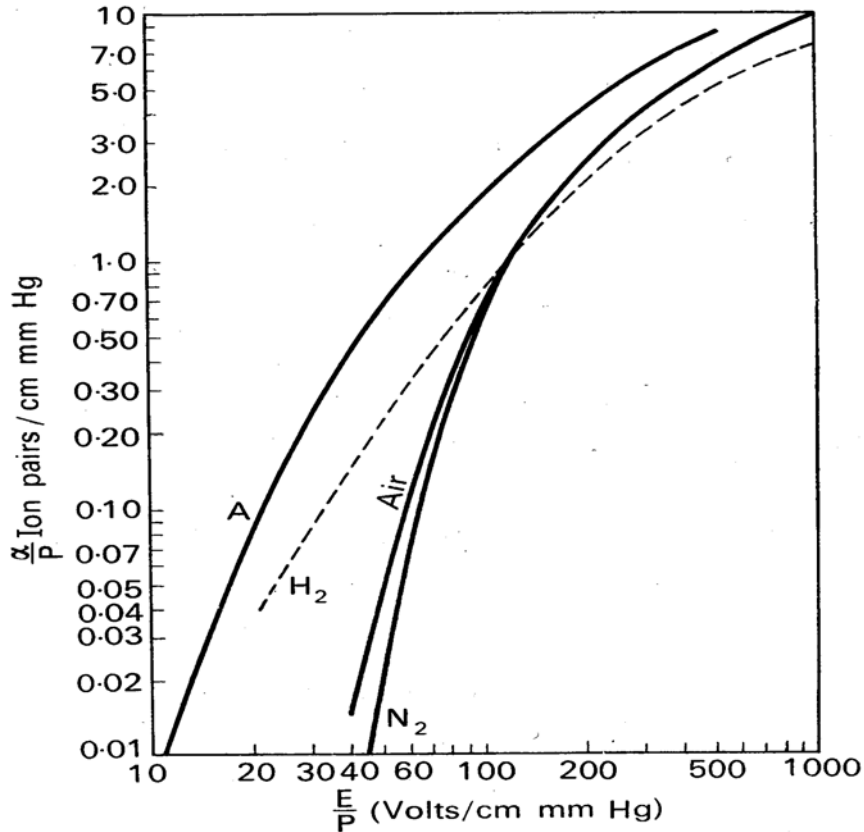


Figure 1.3 Variation du coefficient d'ionisation (α/p) en fonction de (E/p) pour N_2 , Air, H_2 et A [1]

Cependant, une forme analytique approchée de la fonction f a été proposée par Townsend. Celle-ci, déterminée expérimentalement, n'est valable que dans un domaine limité de la quantité (E/p). On aura :

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(\frac{-B/E}{p}\right) \quad (1.9)$$

pour $100 < \frac{E}{p} < 800 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg}^{-1})$

A et B sont des constantes spécifiques du gaz considéré. Dans le cas de l'air, A et B valent respectivement 15 et 365.

En outre, la relation (1.6) permet d'écrire :

$$\ln(I) = \ln(I_0) + \alpha \cdot a \quad (1.10)$$

Les courbes logarithmiques du courant en fonction de la distance inter électrodes sont des droites de pentes α comme illustré par la Figure 1.4. Cette variation a été vérifiée expérimentalement par Von Engel pour des faibles valeurs de (E/p) et de distance inter électrodes, tout en maintenant α constant. Lorsque (E/p) et a dépassent un certain seuil, d'autres phénomènes interviennent.

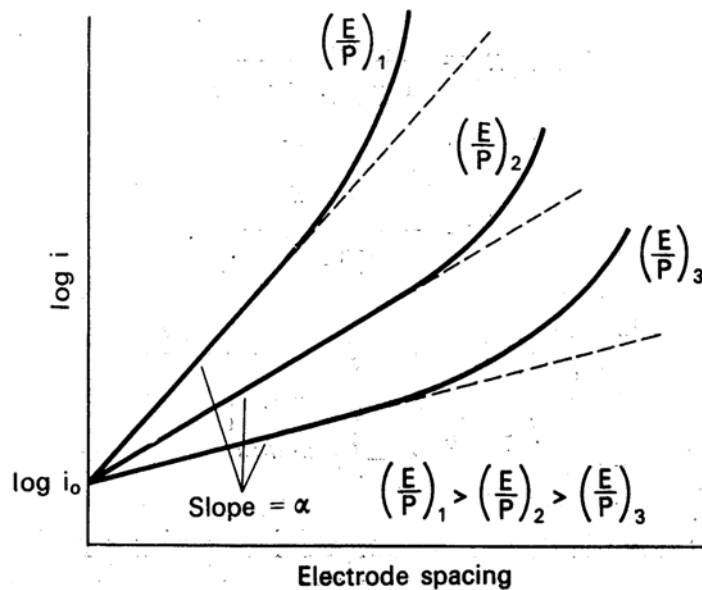


Figure 1.4 Variation du courant en fonction de la distance inter électrode [1]

2.1.3 Décharge autonome

Si $(e^{\alpha a})$ est le nombre d'électrons libres produits par un électron dans une avalanche de longueur a , $(e^{\alpha a} - 1)$ est le nombre d'ions positifs produits simultanément. Le nombre d'électrons émis par la cathode (N_c) vers l'anode dans l'intervalle inter électrode donnent naissance à $[N_c (e^{\alpha a} - 1)]$ ions positifs, qui en bombardant à leurs tours la cathode, libèrent $[N_c (e^{\alpha a} - 1) \gamma]$ électrons supplémentaires en faisant intervenir un nouveau coefficient d'ionisation γ . Celui-ci est le "deuxième coefficient d'ionisation de Townsend" représentant le rapport entre le nombre d'électrons libérés à partir de la cathode et le nombre d'ions positifs qui tombent sur la cathode. La décharge dans ce cas est dite décharge autonome. La condition de décharge autonome pour un gaz donné à température constante est:

$$\gamma(e^{\alpha a} - 1) > 1 \quad (1.11)$$

ou encore

$$\alpha a > \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (1.12)$$

Dans ce cas, la décharge est autonome.

La tension d'initiation de cette décharge U_d est déterminée à partir de l'expression:

$$\alpha a = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (1.13)$$

En admettant que la décharge autonome apparaît à $U = U_d$ (avec $U = E a$), les équations (1.9) et (1.13) nous donnent la condition de décharge autonome pour un gaz donné à température constante :

$$U_d = \frac{B p a}{\ln(A p a / \ln(1 + (1/\gamma)))} \quad (1.14)$$

Si le champ électrique n'est pas perturbé par des charges d'espace, la tension d'apparition de la décharge autonome dépendra uniquement du produit ($p.a$) :

$$U_d = f(p a) \quad (1.15)$$

Cette variation de la tension en fonction du produit de la pression et de la distance inter électrodes est appelée loi de Paschen plus connue expérimentalement par les courbes dites de Paschen. La figure 1.5 donne les courbes de Paschen pour le N_2 , Air, H_2 , He Ne et Ar [3]. Cette loi de Paschen s'explique par le fait que pour une distance inter électrodes donnée en champ uniforme et à très faible pression (présence d'un nombre très limité de molécules), l'avalanche ionisante est limitée entraînant une tension disruptive relativement élevée. Dans le cas des pressions élevées, la grande densité du gaz fait que le libre parcours moyen des particules ionisantes ne soit plus suffisant pour déclencher facilement une avalanche. Comme on peut le remarquer, ces courbes ont toutes la même allure et possèdent un minimum correspondant à une valeur particulière du produit $(p.a)_{min.}$. Dans l'air par exemple, ce minimum vaut environ 350 Volts pour une valeur de $(p a)_{min.} = 66,7 Pa.cm$; ce qui signifie qu'en dessous de 350 Volts, il ne peut y avoir d'amorçage dans l'air. Le tableau 1.1 donne quelques valeurs du minimum de Paschen pour certains gaz en fonction du produit $(p a)_{min}$ et de la nature du matériau constituant le métal cathodique.

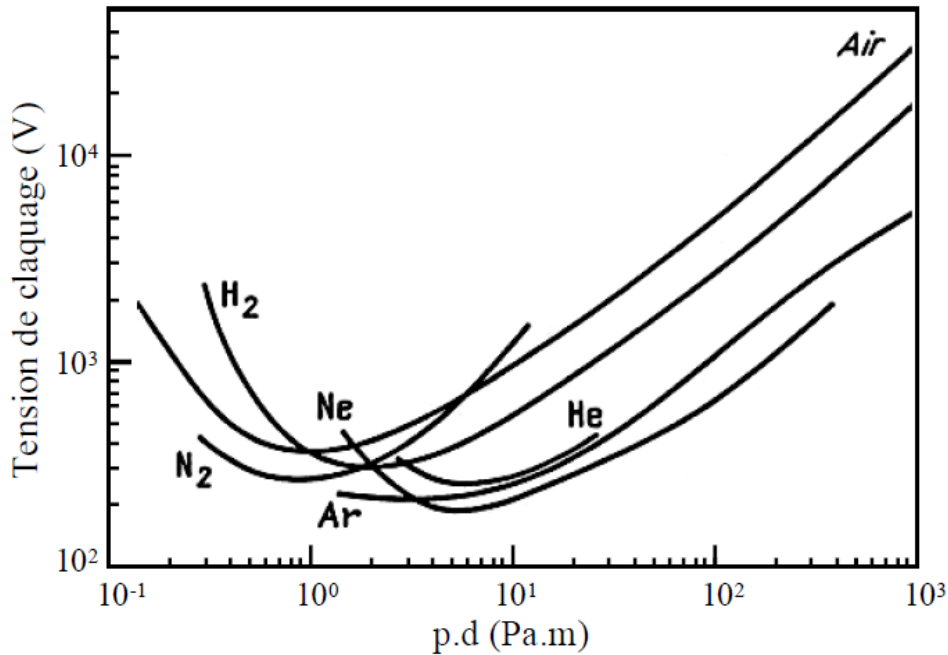


Figure 1.5 Courbe de Paschen pour différents gaz [3]

Matériaux		Minimum de Paschen	
Gaz	Cathode	$(U_d)_{min.}(V)$	$(p.d)_{min}(mm.Hg.cm)$
Air	Fe	330	0,57
N ₂	Fe	275	0.75
H ₂	Pt	295	1,25
O ₂	Fe	450	0,7
Hg	Fe	520	2

Tableau 1.1 Minimum de Paschen en fonction du gaz et du métal de la cathode [2]

Notons toutefois qu'il est également possible d'appliquer le mécanisme de Townsend à des configurations d'électrodes donnant lieu à un champ quasi uniforme comme les systèmes cylindre - cylindre (concentriques ou excentriques) ou sphère - sphère concentriques avec un faible intervalle par rapport aux rayons des électrodes. Cependant, le coefficient d'ionisation α étant dépendant de E , lequel est fonction de la position x dans l'intervalle inter électrode, la condition de décharge autonome doit tenir compte de ce fait car la présence de charges d'espace et la géométrie des électrodes rendent difficile l'application de la condition de décharge autonome dans le cas des champs non uniformes. Le champ correspondant à la tension U_d peut s'avérer insuffisant pour maintenir l'ionisation par collisions. Dans ce cas, la

tension nécessaire pour qu'il y ait claquage de l'intervalle de gaz (U_c), doit être supérieure à U_d ($U_c > U_d$).

2.2 Décharges en formes de canaux - streamers

Dans la théorie de Townsend, les processus d'émission cathodique jouent un rôle fondamental dans l'amorçage de la décharge autonome. Cette théorie ne peut expliquer cependant les temps de développement de la décharge mesurés (10^{-9} à 10^{-7} s) dans le cas d'intervalles inter électrode importants ($a > 1$ cm) et des pressions proches de l'atmosphère [2]. Ces temps sont beaucoup plus faibles que ceux nécessaires à l'apparition d'effets secondaires à la cathode conditionnant le passage des décharges non autonomes en autonomes (10^{-5} à 10^{-4} s). Aussi, la tension d'apparition de l'étincelle dans les grands intervalles ne dépend pas du matériau de la cathode contrairement à ce qui est prévu par la théorie de Townsend [2].

Pour expliquer le mécanisme de développement des décharges dans les grands intervalles, L. B. Loeb et J. M. Meek [4] ont proposé un modèle dans lequel la photo ionisation résultant des phénomènes d'excitation et de recombinaison dans l'intervalle inter électrode et la charge d'espace sont à la base du développement de la décharge (Figure 1.6). Selon ce modèle, la décharge se développe sous forme d'un canal très conducteur appelé streamer (canal de plasma).

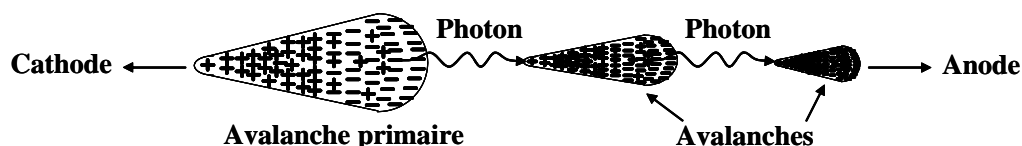


Figure 1.6 Schéma de développement de la décharge par avalanches photo ionisantes [2]

Le premier stade d'évolution de la décharge en canal correspond à la création d'une avalanche dite primaire. Celle-ci prend naissance, par exemple, suite à des collisions ionisantes pour une valeur critique du champ électrique en un point quelconque de l'intervalle inter électrode. Cette avalanche est accompagnée de la création d'une charge d'espace. En effet, dans une avalanche, les électrons forment un nuage négatif qui progresse rapidement vers l'anode alors que de l'autre côté, les ions positifs restent pratiquement immobiles en raison de leur mobilité. Le champ devient alors hétérogène et plus intense près des pôles de

l'avalanche et surtout au voisinage du pôle positif (constitué par les ions positifs) qui joue le rôle d'une pointe conductrice. Le champ sur les flancs de l'avalanche diminue. Dès que la charge d'espace de l'avalanche primaire atteint une taille critique (soit environ 10^8 électrons), elle va contribuer à intensifier les collisions ionisantes sur le front et la queue de l'avalanche.

Dans l'avalanche, les électrons et les ions se recombinent en partie. L'énergie rayonnée peut provoquer la photo ionisation des particules de gaz, se trouvant à l'intérieur et à l'extérieur de l'avalanche. Les électrons nouvellement créés peuvent, si le champ local est suffisamment intense, conduire par chocs ionisants, à la naissance de nouvelles avalanches, dites secondaires qui à leurs tours créeront une charge d'espace positive en avant de la première. Ces avalanches secondaires jouent le rôle de facteur d'entretien de la décharge (qui devient autonome) et d'amplification du nombre de porteurs de charges libres.

Cette amplification va s'effectuer surtout dans l'axe du champ et de l'avalanche précédente. Chaque avalanche continue à se développer pour son propre compte et de façon très rapide. La première n'a pas fini de croître que déjà toute une chaîne se crée. Alors que les électrons se déplacent vers l'anode, la chaîne semble progresser vers la cathode. La progression de cette chaîne est très rapide du fait que les avalanches se transplantent par rayonnement lumineux et non par migration d'électrons et d'ions. L'ionisation se fait donc sans intervention de la cathode. La décharge prend alors la forme d'un canal dans la direction de l'axe des électrodes ; son développement dépend de la répartition du champ.

D'autre part, lors de collisions élastiques avec les particules de gaz, les charges leurs transmettent une partie de leurs énergies cinétiques. Il en résulte une augmentation de la température du gaz. Tant que celle-ci est inférieure à celle nécessaire à l'ionisation thermique, elle n'aura aucune influence sur le développement de la décharge. Ce stade de la décharge est appelé streamer. Le champ extérieur nécessaire à son entretien est inférieur à celui conditionnant l'ionisation par collisions. Pour l'air par exemple, le champ moyen du streamer se développant à partir de l'anode est d'environ 5 kV/cm et de 15 kV/cm lorsque celui-ci se développe à partir de la cathode alors que le champ critique est d'environ 30 kV/cm (dans les conditions normales de pression et de température).

Dans le cas d'intervalles inter électrode importants ($> 1 \text{ m}$ pour l'air à pression atmosphérique), la décharge en forme de streamer se transforme lors de son passage vers l'autre électrode en une autre forme de décharge appelée leader. Les figures 1.7 à 1.9 représentent les différents stades de développement de la décharge en canal.

Le modèle de développement de la décharge en canal dans les gaz, est très important du point de vue qualitatif; il permet d'une manière convaincante, de connaître la probabilité conditionnant le mécanisme de décharges pour les grandes valeurs du produit ($p.a$).

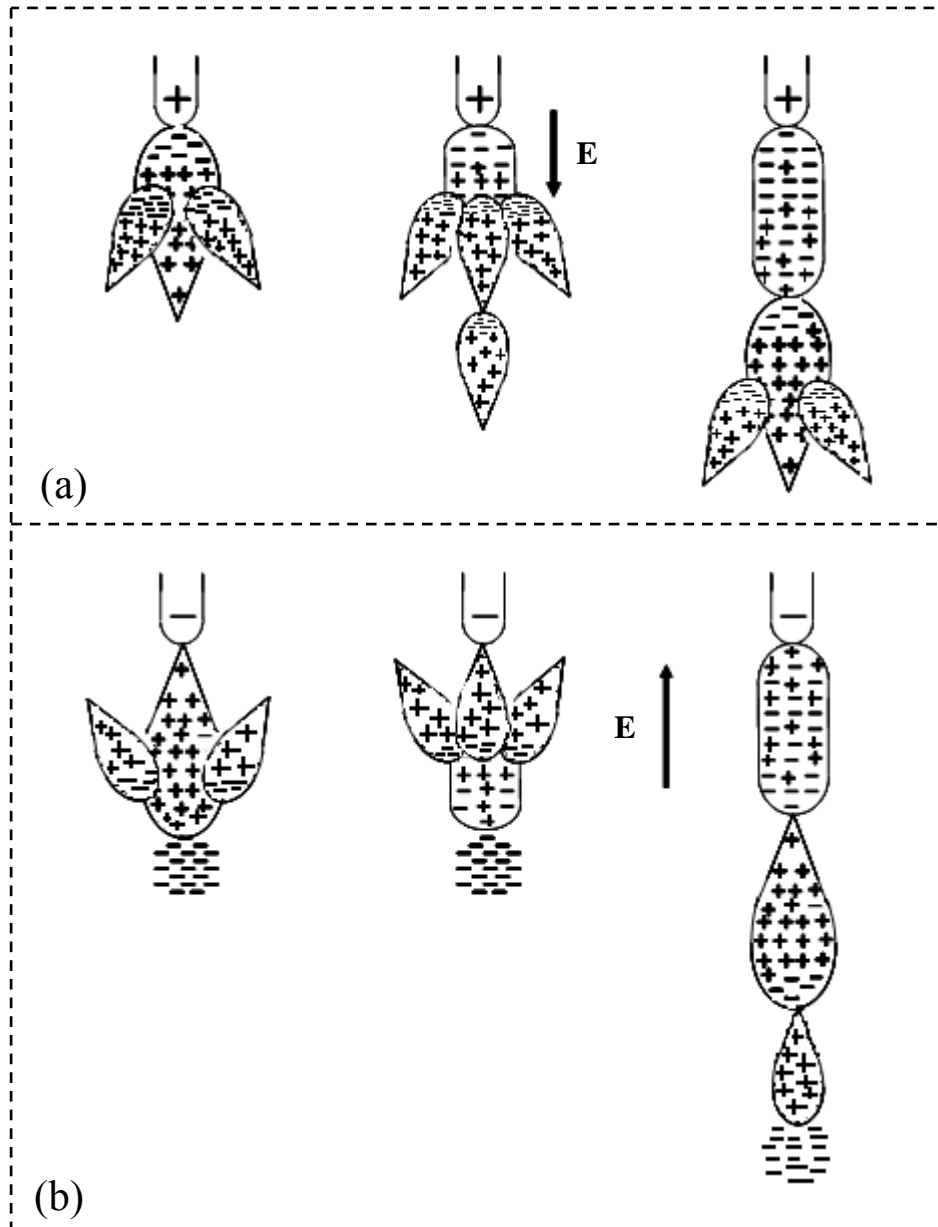


Figure 1.7 Etapes successives de développement d'un streamer dans un gaz en configuration d'électrodes pointe - plan : (a) pointe positive ; (b) pointe négative [2]

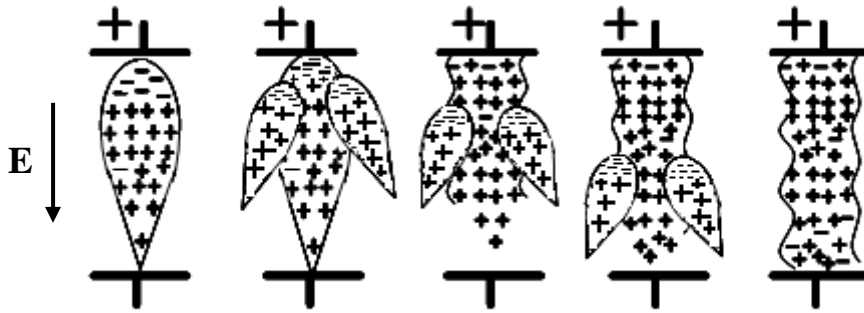


Figure 1.8 Etapes de développement d'un streamer positif en champ uniforme [2]

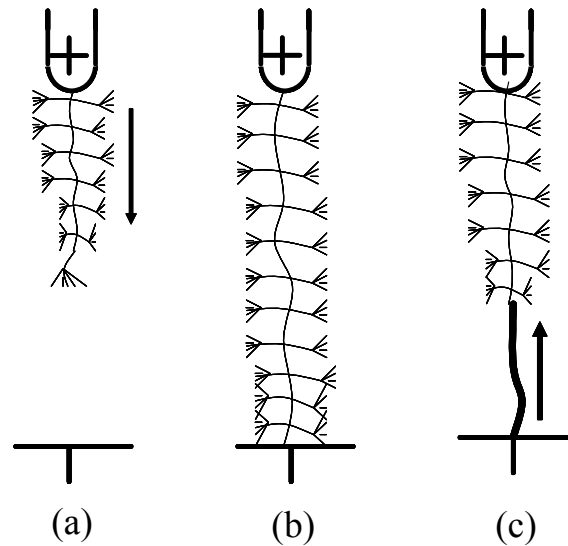


Figure 1.9 Schéma du développement de décharges dans un système d'électrodes pointe – plan avec une pointe positive : (a) streamer ; (b) leader ; (c) décharge principale. La flèche représente le sens de développement des différents stades de la décharge [2]

2.3 Tenue diélectrique de l'air en champ uniforme

La tenue diélectrique de l'air est d'environ 30 kV/cm à pression atmosphérique. Le tableau 1.2 [5] donne la rigidité diélectrique de quelques gaz en comparaison avec l'air sous champ uniforme à pression atmosphérique pour une distance inter électrode $d_s = 1 \text{ cm}$.

Symbole	Masse (g)	Masse volumique à 0 °C (kg/m ³)	Température de fusion (°C)	Température d'ébullition (°C)	Conductivité thermique à 0 °C (en 10 ⁻³ W/m · K)	Rigidité diélectrique
Air	28,96	1,292 9	23,547	1
O ₂	31,999	1,429	- 218,4	- 182,962	23,965	0,91
CO ₂	44	1,977	- 56,6 (5,2 bar)	- 78,6	14,101	0,75
N ₂	28,013	1,251	- 203,8	- 195,8	23,530	1
H ₂	2,016	0,089 9	- 259,14	- 252,8	169,565	0,45
CCl F ₃	104,46	- 181	- 81,1	34,6 (liquide)	1,7
CCl ₂ F ₂	120,91	1,4 (à 57 °C)	- 158	- 29,79	73	2,4
CH F ₃	70,01	1,52 (à - 100 °C)	- 160	- 82,2	13,8 (liquide)	1,06
CCl ₃ F	137,37	1,467 (à 25 °C)	- 111	+ 23,82	8,374	4
CH ₄	16,04	0,554 7	- 182	- 164	29,76	1
CF ₄	87,99	3,034	- 150	- 129	69,16(liquide)	1,25
N ₂ O	44,01	1,977	- 90,8	- 88,5	14,67	1,14
C ₈ F ₁₈ O	416	- 113	+ 101 à + 104	> 5 à 60 °C et 0,8 bar
C ₃ F ₈	188,02	- 183	- 36	16	2,2
c-C ₄ F ₈	200,04	- 38,7	- 4	3,5
SF ₆	146,05	6,602	- 50,5	- 63,8	140,68	2,5
C ₂ F ₆	138,01	1,59 (à - 78 °C)	- 100,6	- 79	16,96	1,6
C ₂ ClF ₅	154,48	- 106	- 38,7	13,9	2,8
C ₂ Cl ₂ F ₄	170,92	1,455	- 94	+ 3,6	11,56	2,8
C ₄ F ₈	200,04	1,529 7	- 129	- 3	4,5
He	4	0,178 5	- 272,2	- 268,9	139,63	0,14
Ar	39,948	1,784	- 189,2	- 185,7	16,27	0,27

Tableau 1.2 Rigidité diélectrique relative de quelques gaz par rapport à l'air dans un champ uniforme [5]

La rigidité diélectrique dans les conditions réelles dépend de plusieurs paramètres :

- la densité de l'air c'est-à-dire la pression et la température. Dans un champ non uniforme, les tensions d'apparition de l'effet couronne et de claquage sont aussi influencées par le taux d'humidité dans l'air. La tenue diélectrique augmente lorsque l'humidité augmente. Cela s'explique par le fait que la vapeur d'eau est capable de capter les électrons libres ;

- la polarité des électrodes conditionnant la répartition du champ électrique prenant en considération la présence de charges d'espace. La tension de claquage de l'air est plus élevée en polarité négative qu'en polarité positive alors que c'est l'inverse pour ce qui est des tensions d'apparition de l'effet couronne. L'influence de la polarité est très marquée lorsque le champ électrique est fortement divergent comme dans le cas de l'humidité ;

- les barrières éventuelles introduites dans l'intervalle inter électrodes. L'introduction d'un solide diélectrique dans l'espace inter électrode permet, dans le cas d'un champ divergent, d'améliorer la tenue diélectrique du système. La barrière est d'autant plus efficace qu'elle est proche de l'électrode acérée (c'est-à-dire celle dont le rayon de courbure est le plus faible). La position optimale de la barrière, dans un système d'électrodes pointe – plan, se trouve entre 0 et 20% de la distance inter électrode. La position optimale exacte a été déterminée expérimentalement en fonction de la géométrie des électrodes par A. Beroual *et al* [6].

En plus de tous ces paramètres, la tenue de l'air dépend également de la géométrie des électrodes et de la caractéristique $U(t)$.

2.4 Tenue des gaz électronégatifs en champ uniforme

Comme pour les autres gaz, les mécanismes de décharge et de rupture diélectrique dans les gaz électronégatifs dépendent de l'intervalle inter électrodes : mécanisme de Townsend pour les faibles intervalles et mécanisme de streamers – leader pour les grands intervalles.

- **Faibles distances** : La condition de décharges autonomes selon le mécanisme de Townsend est donnée par :

$$\gamma \cdot \int_0^a \exp \left[\int_0^x (\alpha - \eta) dx \right] \alpha dx = 1 \quad (1.16)$$

γ étant le 2^{ème} coefficient de Townsend (coefficient d'émission de surface).

Pour un champ uniforme :

$$\frac{\gamma}{\alpha - \eta} \left[e^{(\alpha - \eta)a} - 1 \right] = 1 \quad (1.17)$$

Dans les gaz électronégatifs, une partie des électrons n'atteint pas l'anode : elle est capturée.

Dans le cas particulier où aucun électron n'atteint l'anode, on aura :

$$\int_0^x (\alpha - \eta) dx = 0 \quad (1.18)$$

Par conséquent, il existe un champ E pour lequel il n'y aura pas de claquage. Celui-ci correspond au cas où $\alpha = \eta$.

Cependant, il est difficile d'utiliser la théorie de Townsend pour des problèmes techniques à cause de la difficulté de déterminer γ .

- **Grandes distances** : Pour appliquer le modèle des streamers dans les gaz électronégatifs, des conditions supplémentaires doivent être remplies:

i) l'énergie des photons ($h\nu$) émise par la tête de l'avalanche initiatrice de la décharge doit être suffisamment élevée ;

- ii) les photons doivent ioniser le gaz avant le front de l'avalanche ;
- iii) l'augmentation du champ E avant le front de l'avalanche, à la suite de concentration de charges dans l'avalanche primaire, doit être suffisante pour créer les avalanches suivantes.

Si ces conditions sont satisfaites, le critère d'amorçage peut s'écrire sous la forme :

$$(\alpha_x - \eta_x) \cdot \exp \left[\int_0^x (\alpha - \eta) dx \right] = G(x, \rho) \quad (1.19)$$

α_x et η_x sont les valeurs de α et η à x ; $G(x, \rho)$ est une fonction empirique qui peut être déterminée à partir des résultats obtenus en champ uniforme. Juste avant le claquage

$$(\alpha_x / E) \gg (\eta_x / E)$$

Le critère donné par l'équation précédente peut être écrit sous la forme

$$\alpha_x \exp \left[2 \int_0^x (\alpha - \eta) dx \right] = F(x, \rho) \quad (1.20)$$

ou encore

$$(\alpha_x / 2) + \int_0^x (\alpha - \eta) dx = f(x, \rho) \quad (1.21)$$

Expérimentalement, $F(x, \rho)$ ne dépend pas beaucoup de x et de ρ dans un champ uniforme ; $\ln F(x, \rho)$ est pratiquement constant. Ainsi, on aura :

$$\int_0^x (\alpha - \eta) dx = k \quad (1.22)$$

Dans le cas du SF₆, $k = 18$. Notons qu'en pratique, la tenue diélectrique des gaz électronégatifs dépend aussi de la nature et de la forme des électrodes, de la forme et de la polarité de la tension, du type et de la concentration des impuretés, et de son fonctionnement avec les autres diélectriques.

2.5 Influence de la géométrie des électrodes et de la forme de la tension

2.5.1 Tension continue

2.5.1. a. Polarité positive

Les phénomènes qui apparaissent en champ non uniforme (pointe - plan, fil - plan, fil - cylindre ...) dépendent de la nature et de la pression du gaz, de la forme, de la polarité et du temps d'application de la tension.

- Dans un intervalle d'air pointe - plan à pression atmosphérique, différents phénomènes répétitifs peuvent être observés selon la valeur de la tension (figure 1.10) [7].

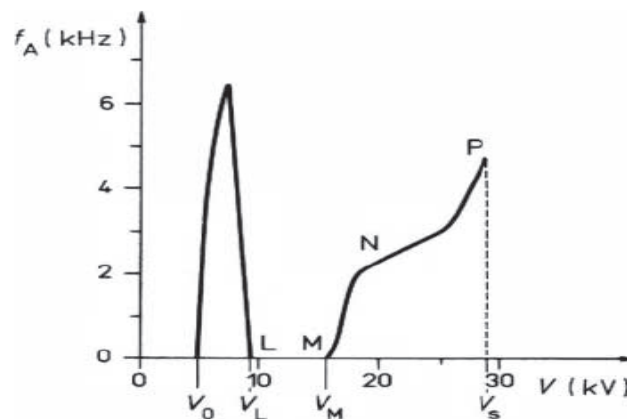


Figure 1.10 Fréquence d'apparition des streamers dans l'air en fonction de la tension appliquée V dans un système d'électrodes pointe – plan, en polarité positive; $d = 31$ mm - rayon de la pointe = 0,17 mm [7]

On distingue trois régimes entre le seuil V_0 de l'apparition de l'effet couronne et la tension de claquage V_s :

- entre V_0 et V_L , on observe des impulsions (*burst pulses*) qui se manifestent au niveau de la pointe et dont le courant est faible (de l'ordre du microampère) ; à ces impulsions s'ajoutent des dards préliminaires (*preonset streamers*) qui s'étendent assez loin de la pointe ;
- entre V_L et V_M , apparaît un régime parfaitement stabilisé dans lequel subsiste un courant continu, sans aucune impulsion ; cette région est appelée zone d'Hermstein ;
- au-delà de V_M , de nouvelles impulsions régulières apparaissent avec des dards qui soit disparaissent avant d'atteindre la cathode (dards prédisruptifs ou *prebreakdown streamers*, zone MN), soit traversent tout l'espace inter électrodes (dards disruptifs ou *breakdown streamers*, zone NP).

Le courant continu de la zone d'Hermstein se manifeste par une décharge lumineuse entourant l'électrode [8,9].

Si l'on change le rayon de courbure de la pointe ainsi que la distance inter électrodes, les différentes zones que l'on vient d'indiquer peuvent être absentes ou apparaître dans un ordre différent. Par exemple, la totalité des phénomènes de prédécharge ne se produit qu'à partir d'une distance inter électrodes de 30 cm quand le rayon de la pointe est de 1 cm [10]. Cette distance décroît quand le rayon de l'anode diminue [11].

L'humidité ne joue un rôle important que lorsqu'il existe des phénomènes de prédécharge. Si le claquage se produit après les dards prédisruptifs, l'humidité entraîne une augmentation de la tension disruptive; si le claquage intervient après la décharge lumineuse, la tension est abaissée [12].

- Dans l'hexafluorure de soufre, les phénomènes observés sont globalement similaires à ceux observés dans l'air sec, excepté le fait que la pression pour laquelle ils apparaissent est plus faible dans le SF₆ [7].
- Dans d'autres gaz ou mélanges de gaz, selon qu'ils soient plus ou moins électronégatifs, les phénomènes peuvent être similaires à ceux observés dans l'air ou, au contraire, être très différents [13].

2.5.1. b. Polarité négative

Dans l'air, en géométrie pointe - plan, le courant de décharge est constituée d'un courant continu de faible amplitude sur lequel se superposent des impulsions de Trichel dont la fréquence, très élevée et très régulière, est comprise entre 2 et 50 MHz. L'aspect visuel de la décharge est essentiellement localisé à la pointe [14]. Lorsque la tension croît, le nombre d'impulsions ainsi que leur amplitude augmentent [15]. Le courant correspondant aux impulsions de Trichel est de l'ordre de 1 mA. D'après Y. Miyoski *et al* [16], la tension de claquage dépend fortement de la distance inter électrodes. Pour les très faibles distances, la tension de claquage dépend fortement du rayon de courbure de la pointe r alors qu'elle en est indépendante pour les plus grandes distances. La tension d'amorçage de la décharge lumineuse est, en revanche, indépendante de r quelque soit l'intervalle inter électrodes.

Dans l'hexafluorure de soufre, des régimes de décharge sensiblement identiques apparaissent. Toutefois les impulsions de Trichel sont beaucoup plus irrégulières que dans l'air [7]. Ils dépendent de la nature des électrodes ainsi que du pourcentage de la vapeur d'eau à l'intérieur du gaz.

2.5.2 Tension impulsionnelle

D'une manière générale, l'écart entre la tension de claquage et la tension d'apparition de l'effet couronne est plus grand pour une onde dite lente (manœuvre - 250/2500 μ s - Annexe 7) que pour une onde courte (foudre - 1,2/50 μ s - Annexe 6). Ce phénomène est dû à l'effet stabilisant de la décharge couronne. Cet effet est évidemment plus important quand le temps de montée de l'onde est grand, la charge d'espace ayant plus de temps de se former que dans

le cas d'une onde rapide dont la durée est plus faible ou du même ordre de grandeur que le temps de transit des ions. En outre, la tension de claquage d'une onde lente est en général plus basse en polarité positive qu'en polarité négative [17].

L'application d'une impulsion de tension peut conduire, dans certains cas, à une augmentation anormale de la tension disruptive. Par exemple, à partir d'une certaine valeur de la pression, la tension disruptive du mélange SF₆-air avec seulement 1 % de SF₆ est supérieure à la tension disruptive du SF₆ pur [18]. Cela est d'autant plus surprenant que la tension disruptive du mélange est inférieure à celle du SF₆ pur dans le cas d'une tension continue. L'effet stabilisant de la décharge couronne (plus important dans le mélange que dans le gaz pur [18]) doit à nouveau être évoqué pour expliquer ce phénomène.

2.5.3 Tension alternative

Sous tension alternative, les mécanismes conduisant au claquage sont plus complexes qu'en continue ou en impulsion par suite de l'influence des charges d'espace créées dans une alternance donnée sur l'alternance suivante. En général, aux pressions intermédiaires, la tension disruptive la plus basse est celle correspondant au développement de la décharge générée pendant l'alternance positive.

Dans l'air à pression atmosphérique et pour une pointe de 5 mm de rayon de courbure [12], des impulsions de Trichel peuvent apparaître pendant l'alternance négative. L'influence de l'humidité n'est pas très importante durant l'alternance positive.

Dans l'hexafluorure de soufre sous tension alternative, l'humidité joue un rôle extrêmement important [19,20] en favorisant le processus de stabilisation par effet couronne.

2.6 Influence de la pression du gaz

Une augmentation de la pression du gaz s'accompagne en général d'une augmentation de la tension d'apparition de l'effet couronne et de la tension de claquage. Une exception importante à cette règle se manifeste avec les gaz électronégatifs. Dans ce cas, la tension de claquage passe d'abord par un maximum, puis décroît jusqu'à une certaine valeur critique de la pression pour laquelle elle devient égale à la tension d'apparition de l'effet couronne. Au-dessus de cette pression critique, la tension croît à nouveau et le claquage se produit avec l'apparition de l'effet couronne ; il (l'effet couronne ou corona) est immédiatement suivi par le claquage.

En dessous de la pression critique, la tension d'apparition de l'effet couronne dans le SF₆ est toujours inférieure à la tension de claquage en géométrie fil – cylindre où le fil est anode, quelque soit le rayon du cylindre [17]. Des résultats similaires peuvent être observés dans l'air mais pour des pressions plus élevées que dans le cas du SF₆.

Dans le cas du SF₆, la gamme de pression pour laquelle la tension d'apparition de l'effet couronne (impulsion de Trichel) est inférieure à la tension de claquage, est plus élevée en polarité négative qu'en polarité positive [21]. Par ailleurs, le maximum de la caractéristique $U_{claquage} = f(p)$ est plus élevé et se produit pour une pression plus grande en polarité négative qu'en polarité positive.

Les observations susmentionnées s'expliquent qualitativement de la manière suivante : en régime de décharge couronne, l'électrode de faible rayon de courbure est entourée d'une gaine de particules chargées dont le signe est le même que celui de la polarité de cette électrode. Ces particules se répartissant autour de la pointe, constituent une électrode virtuelle de rayon plus grand que l'électrode réelle et contribuent ainsi à abaisser le champ en son voisinage. Le rayon apparent de l'électrode augmente ainsi que la tension d'amorçage. À partir d'une certaine pression correspondant à la tension de claquage maximale, la charge d'espace est concentrée de plus en plus près de la pointe, le rayon de cette électrode diminue de même que la tension d'amorçage.

Les phénomènes sont qualitativement similaires pour les deux polarités mais très différents quantitativement. On peut montrer que la charge d'espace négative se crée plus facilement que la charge d'espace positive, ce qui explique que la tension de claquage ainsi que la pression critique soient plus élevées en polarité négative qu'en polarité positive comme nous avons eu à le constater dans nos expériences (cf chapitre 2 et 3).

Au-dessus de la pression critique, le claquage est direct et la tension de claquage (U_{cl}) croît de manière monotone en fonction de la pression. À partir de valeurs suffisamment élevées de cette pression, la croissance de U_{cl} n'est plus monotone et une tendance asymptotique, similaire à celle observée en champ uniforme, se manifeste. En polarité positive, cet effet a été attribué à l'influence des impuretés en suspension dans le gaz [19]. Ces impuretés (vapeur d'eau, oxygène, particules solides, etc.) sont désorbées des parois lorsque la pression du gaz augmente ; elles participent à la création d'ions négatifs lourds qui peuvent très facilement libérer leur électron supplémentaire à l'intérieur du volume critique, contribuant ainsi de manière sensible à l'abaissement de la tension disruptive. Dans ce cas, la présence d'irrégularités à la surface de la cathode semble ne jouer aucun rôle sur l'apparition

du claquage, la cathode n'intervenant que comme source partielle d'impuretés apparaissant dans le gaz [22].

Afin de mieux cerner le comportement des isolants gazeux que nous avons utilisés dans notre étude, nous allons étudier les phénomènes physiques se produisant en particulier dans le SF₆, N₂ et le CO₂ lorsque ceux-ci sont soumis à un champ électrique.

2.7 Hexafluorure de soufre (SF₆)

L'hexafluorure de soufre (SF₆) est l'un des gaz les plus utilisés dans l'industrie électrique (80% environ). Sa grande qualité d'isolation (bonne tenue diélectrique), son aptitude à ne pas entretenir l'arc électrique et son excellente stabilité chimique et thermique font de lui (SF₆) un gaz de premier plan pour les applications industrielles (disjoncteurs, commutateurs, transformateurs haute tension, lignes de transmission et sous-stations de distribution ...).

L'hexafluorure de soufre est considéré comme étant un composé complètement fluoré (CCF). Puisque les CCF ont des longévités atmosphériques pouvant aller jusqu'à plus de 3000 ans [23], le SF₆ pourrait donc contribuer de façon permanente à l'échauffement global du climat si les émissions continuent de croître. Le potentiel d'échauffement global (PEG) du SF₆ est 23900 fois supérieur à celui du CO₂ pris comme référence (PEG = 1).

2.7.1 Propriétés physico-chimiques

L'hexafluorure de soufre (SF₆) fut élaboré en 1900 par Moissan et Lebeau [24] selon la réaction suivante : S (solide) + 3F₂ (gaz) → SF₆ (gaz) + 1096 kJ. Et ce sont les travaux du français Berthelot qui sont à l'origine de l'utilisation du SF₆ dans le domaine de l'appareillage électrique comme gaz de coupure et d'isolation. Ces travaux ont permis de mettre en évidence la très bonne stabilité chimique de ce gaz en présence d'un arc électrique.

C'est un gaz incolore, inodore, stable à la chaleur, non toxique et ininflammable dans les CNTP (conditions normales de température et de pression). Sa molécule (figure 1.11) est de forme octaédrique (les six atomes de fluor sont symétriquement repartis sur les sommets autour de l'atome de soufre).

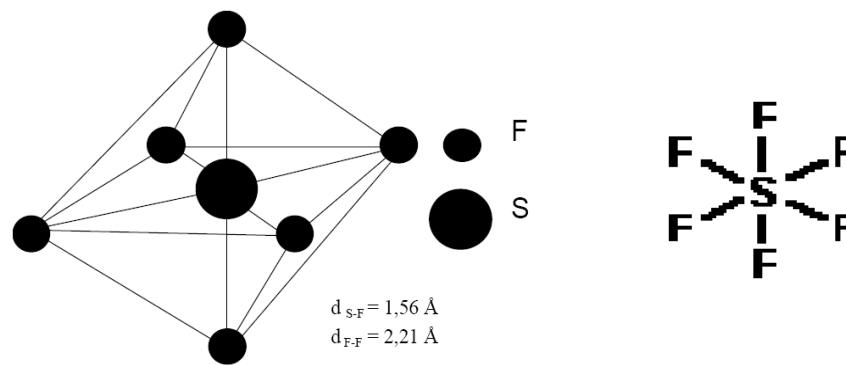


Figure 1.11 Structure moléculaire du SF_6

Lorsqu'il est utilisé comme isolant, certains de ces paramètres physico-chimiques (cf. chapitre 2) sont susceptibles de jouer un rôle plus ou moins important.

2.7.2 Propriétés diélectriques

Grâce au caractère électronégatif du fluor, la molécule du SF_6 a tendance à capturer les électrons pour former des ions négatifs. Sa section efficace élevée permet de ralentir (lors des collisions) les électrons libres subsistant dans le volume, ce qui les empêche d'être trop rapidement accélérés sous l'action du champ électrique retardant ainsi le développement de la décharge. Cette affinité électronique et cette grande section efficace (taille), confèrent au SF_6 une rigidité diélectrique élevée.

Selon la loi de Paschen, la tension de claquage est une fonction croissante du produit $p \cdot d$ (p – pression et d – distance entre les électrodes). Cette relation caractérise le mécanisme d'ionisation en chaîne (avalanche de Townsend) responsable de claquage : les électrons doivent acquérir entre 2 collisions une énergie suffisante pour ioniser les molécules du gaz et créer ainsi d'autres électrons. Si on prend en compte uniquement l'ionisation par les électrons, on peut calculer le premier coefficient d'ionisation α dans un champ uniforme selon la relation :

$$\alpha = A \cdot p \cdot \exp(-B \cdot p / E) \quad (1.23)$$

où A et B sont des constantes, et E le champ électrique.

Dans le cas où les ions positifs sont pris en compte dans le processus d'ionisation, on définit un deuxième coefficient d'ionisation le « coefficient d'ionisation primaire effectif α^* ». Ce

dernier a fait l'objet de plusieurs investigations. Et différentes relations ont été proposées pour son calcul. Nous n'en retiendrons que trois parmi celles-ci :

- La relation de Boyd et Crichton qui donne le coefficient d'ionisation en fonction du champ réduit E/p [25,26] :

$$\alpha^*/p = 27,8 E/p - 2460 \quad (1.24)$$

E est le champ en kV/cm, p la pression en bar et α^* en $1/cm$. Cette relation est limitée à une plage de champ réduit (E/p) comprise entre 30 et 200 kV/cm.bar.

- Les relations de Balla et Graggs qui permettent de comparer la croissance des coefficients d'ionisation primaire α et d'attachement η sous champ uniforme [27]

$$\alpha/p = 23.(E/p) - 1234 \quad (1.25)$$

$$\eta/p = -4.(E/p) + 1135$$

- Et enfin la relation empirique de Nitta [28] qui élimine la restriction imposée par la relation de Boyd et Crichton. Elle est valable pour une plage de champ réduit relativement grande.

$$\alpha^*/p = k ((E/p) - (E/p)_{cr}) \quad (1.26)$$

$$\text{avec } k = 27 \text{ kV}^{-1}$$

Il est important de noter que les expressions des coefficients susmentionnés sont approximatives et qu'elles ont été, pour la plupart, obtenues en champ uniforme pour des pressions comprises entre 0 et 1 bar, plage plus faible que celle utilisée dans la pratique industrielle. Le champ critique réduit $(E/p)_{cr}$ dans le SF_6 est de 89 kV/(cm.bar), valeur obtenue pour une configuration parfaite. Aucune ionisation n'est possible pour toute valeur inférieure à ce champ critique. A 0,4 MPa, le SF_6 se liquéfie aux alentours de - 40 °C (cf. diagramme de phase du SF_6 en annexe A4). Mais bien avant d'atteindre cette température, les propriétés diélectriques du SF_6 peuvent être dégradées par une diminution importante de la température à travers une diminution de la valeur critique de (E/p) provoquée par une augmentation du coefficient d'ionisation [29]. Des précautions doivent être donc prises lors de

son utilisation (disjoncteur haute tension par exemple) dans les pays où les températures peuvent descendre à des valeurs très basses (climat très froid) pour éviter les condensations.

2.7.2.1 Décharges dans le SF₆

Dans les conditions d'applications réelles, le SF₆ est utilisé sous haute pression avec un champ intense généralement non uniforme.

2.7.2.1.1 Décharges couronne et claquage

Les conditions d'établissement des décharges et leur évolution (décharges couronne → décharges partielles → claquage) dépendent d'un grand nombre de paramètres : nature et pression du gaz utilisé, nature des électrodes, polarité et amplitude de la tension appliquée, rayon de courbure de la pointe et distance inter électrodes.

Les décharges couronne ou partielles sont visibles en champ non uniforme ; en champ uniforme, les tensions d'apparition de l'effet couronne et de claquage sont identiques. Nous considérons, de ce fait, le cas d'un système d'électrodes constitué d'une pointe aiguë et d'une électrode plane. La figure 1.12 issue des travaux de Yousfi et Kanzari [30] montre la variation du champ électrique géométrique réduit E/N (avec N la densité de particules) pour une configuration pointe - plan avec une pression de SF₆ de 0,4 MPa et un potentiel à la pointe de 22 kV. On constate que le champ décroît brutalement dès que l'on s'éloigne de la pointe.

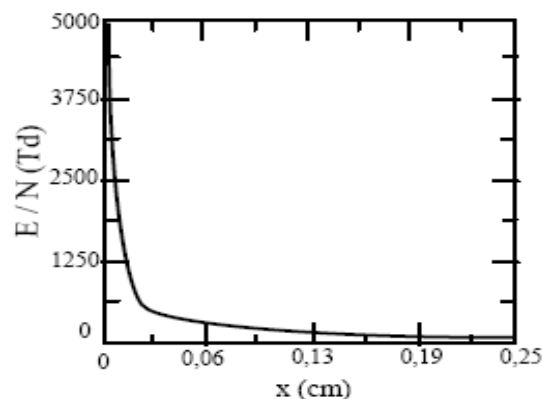


Figure 1.12 Variation du champ électrique réduit en configuration pointe-plan: distance inter électrodes = 2,5 mm ; rayon de courbure de la pointe = 10 μ m [30]

Cette courbe a été obtenue à partir de l'expression du champ géométrique proposée par Lama et Gallo [31] :

$$E(x) = \frac{E_{\max} \cdot d \cdot r_c}{dr_c + 2dx - x^2} \quad (1.27) \quad \text{avec} \quad E(x) = \frac{2V}{r_c \cdot \ln\left(\frac{4 \cdot d}{r_c}\right)} \quad (1.28)$$

r_c et d représentent respectivement le rayon de courbure de la pointe et la distance inter-électrodes ; V est le potentiel à la pointe.

En général, dans le cas d'une configuration pointe - plan et d'un gaz électronégatif (comme par exemple le SF_6) ou d'un gaz contenant un certain pourcentage de molécules électronégatives (air, mélanges $\text{SF}_6\text{-N}_2$ ou $\text{SF}_6\text{-CO}_2$, etc.), l'espace inter-électrodes peut être considéré comme divisé en deux zones: la première, voisine de la pointe où l'ionisation est supérieure à l'attachement électronique (zone de multiplication électronique), et la seconde où les phénomènes d'attachement sont prépondérants. Dans cette zone (zone de dérive ionique), les ions (de même polarité que le potentiel appliqué à la pointe) dérivent vers l'électrode plane sous l'effet du champ électrique. Les décharges s'amorcent ainsi à la pointe sous l'effet du champ électrique très intense qui y règne et leur évolution est caractérisée par la propagation de canaux ionisés appelés streamers.

Les décharges couronne peuvent être de plusieurs types: continues (négatives ou positives) ou alternatives selon le type de tension appliquée à la pointe. Une décharge couronne alternative peut être considérée comme une suite de décharges positives et négatives séparées par des intervalles de temps durant lesquels la tension appliquée est inférieure aux tensions seuils d'apparition des décharges couronne dans l'une ou l'autre polarité. Les décharges continues de polarité négative sont les plus stables alors qu'il est très difficile de contrôler la décharge couronne positive compte tenu des impulsions de courant très irrégulières. D'après les travaux effectués par Sangkassaad [21], on constate que :

- la tension d'amorçage de la décharge couronne est plus basse en polarité négative qu'en polarité positive,
- la protection par charge d'espace est plus importante en polarité négative,
- la tension de claquage est plus faible en polarité positive.

2.7.2.1.2 Facteurs influençant la tenue diélectrique du SF_6

Comme mentionné précédemment, le comportement du SF_6 dépend particulièrement des phénomènes qui modifient le champ car son coefficient d'ionisation effectif augmente très rapidement en fonction de ce dernier.

a) Influence des particules métalliques

Lors de la conception, du contrôle ou de la maintenance des systèmes électriques isolés au gaz, des particules étrangères (métalliques) de différentes tailles peuvent apparaître dans l'enceinte du système (entre les électrodes). Une variation de tension provoque le déplacement de ces particules dans l'intervalle inter-électrode causant ainsi la modification du champ appliqué et favorisant la décharge. La tension d'amorçage de la décharge peut être considérablement réduite par la présence de ces particules. Ces effets néfastes augmentent avec leur densité et leurs dimensions. La diminution de la tension d'amorçage due à la présence de particules est encore plus intense et dangereuse sous tension continue qu'en alternatif. Sous tension alternative, les différentes alternances provoquent le va et vient des particules entre les conducteurs mais la probabilité qu'elles atteignent à chaque fois les électrodes est beaucoup plus réduite qu'en continu à cause de la durée des alternances, plus courte.

Sous ondes de choc, les particules disposent encore de moins de temps pour atteindre les électrodes. Quand l'effet de la tension sur les particules est en retard sur le temps d'application de l'onde (cas des ondes impulsionnelles), la tension d'amorçage ne sera pas très diminuée par leur présence. L'une des techniques classiques pour se prémunir des effets des particules étrangères est de les entraîner dans une région de champ faible voire nul et de les y piéger par la suite.

b) Influence de la géométrie des électrodes

Le matériau de l'électrode, principalement celui de la cathode, influe sur la décharge, surtout dans les configurations réelles où la pression et le champ sont élevés. Sous champ élevé, l'augmentation de l'aire de l'électrode se traduit par une diminution de la tension d'amorçage dès que le champ est de l'ordre de 100 kV/cm.

La rugosité de la surface des conducteurs (protubérances) créent des champs locaux nettement supérieurs au champ appliqué. Le champ appliqué a un facteur β donné par la relation suivante [32] : $\beta = 2h / w$

où h et w sont respectivement la hauteur et la largeur de la protubérance. Pour des protubérances (ou rugosité) de hauteur h , certains travaux ont fait mention d'une diminution de la tension d'amorçage à partir de $(p.h)$ supérieure à 0,04 bar.cm (Pedersen) [33] et $(p.h)$ supérieur à 0,15 bar.cm [34,35].

c. Influence des impuretés du gaz

Elle dépend de la géométrie des électrodes et de la pression du gaz. L'humidité (ou vapeur d'eau) est considérée comme l'impureté la plus pénalisante pour une isolation au SF₆. La valeur maximale admise, par exemple, avant la mise en service d'un système isolé à gaz est de l'ordre de 600 ppm (partie par million de volume). Aussi, une augmentation de 20 à 40 ppm par mois est tolérée dans le système.

L'humidité favorise le mécanisme de leader et surtout concourt à la formation de sous produits indésirables. Sous tension alternative, elle privilégie l'apparition de couronne stabilisée. En champ uniforme ou quasi-uniforme, les impuretés gazeuses, qu'il s'agisse de l'air ou de l'azote, n'ont pas beaucoup d'influence sur la tension d'amorçage. Pour s'affranchir de ces facteurs (particules, protubérances et impuretés gazeuses) préjudiciables pour la tenue diélectrique du SF₆, on utilise le conditionnement. En effet, avant la mise en service d'un système à isolation gazeuse, on procède à un conditionnement afin de supprimer toutes sources éventuelles d'amorçage anormal (particules métalliques, protubérances et impuretés).

d. Influence de la tension

Dans la plupart des cas, l'effet des facteurs susnommés est étroitement lié à la nature de la tension (alternative, continue ou impulsionnelle). La valeur intrinsèque de la tenue diélectrique dépend également de la forme de la tension.

2.7.3 Contraintes liées à l'utilisation du SF₆

Bien que reconnu pour ses indiscutables propriétés diélectriques et de coupure dans les systèmes d'isolation, son utilisation à grande échelle suscite des objections surtout à cause de son impact non négligeable sur l'environnement. Le SF₆ est utilisé à 80 % par l'industrie électrique. Dans les dix dernières années, sa production a connu une forte croissance et pourrait atteindre les 15000 tonnes à l'horizon 2015 si ce rythme n'est pas modifié. Le taux de SF₆ dans l'atmosphère est en croissante évolution malgré toutes les précautions prises lors de la mise en œuvre des appareils utilisant ce composé. Sa molécule absorbe les radiations infrarouges ; son action est supposée être de 25.000 fois supérieure à celle du CO₂ [36]. Malgré l'évolution de la quantité de SF₆ dans l'atmosphère, elle reste plus faible que celle du CO₂. Mais l'inquiétude se situe au niveau de sa molécule très résistante aux dégradations

chimiques et photochimiques, ce qui lui donne une durée de vie très importante dans l'atmosphère (plusieurs siècles). Le SF₆ pur est non toxique et inerte mais il peut être asphyxiant lorsque sa concentration devient très importante dans l'air. La quantité maximale tolérée est de 12 mg/m³ [5].

Chimiquement stable jusqu'à 800 °C [24], sa molécule se dissocie au delà de cette température. A haute température, sous l'action d'un arc électrique, il se décompose en faible quantité, de l'ordre de 5 % après un fonctionnement de plus de 25 ans à une température de 140 °C. Il se forme des sous produits dont certains sont reconnus pour leur toxicité plus ou moins importante, notamment ceux qui apparaissent lors des décharges en présence d'atome d'oxygène et d'hydrogène (eau). Le tableau 1.3 regroupe quelques produits de décomposition du SF₆ ainsi que leur toxicité et quantité tolérée [5].

Sous-produits	Degré de toxicité	Quantité tolérée (mg/m ³)
SOF ₄	Peu toxique	2,5
SOF ₂	Peu toxique	2,5
SO ₂ F ₂	Toxicité moyenne	5
SF ₄	Toxicité moyenne	0,1
SO ₂	Toxicité moyenne	2
HF	Toxicité moyenne	3
S ₂ F ₁₀	Très toxique	0,025

Tableau 1.3 Principaux produits de décomposition du SF₆ [5]

SOF₄ (tétrafluorure de thionyle) : Agressif pulmonaire, VME : 0,63

SOF₂ (fluorure de thionyle) : Agressif pulmonaire : œdème aigu du poumon, Irritation des yeux, Odeur âcre et nauséuse, VME : 0,63

SO₂F₂ (fluorure de sulfuryle) : Convulsifiant: blocage irréversible des muscles respiratoires (diaphragme). Inodore mais se forme avec d'autres gaz à odeur caractéristique, VME : 5

SF₄ (tétrafluorure de soufre) : Agressif pulmonaire: difficultés respiratoires et irritation des muqueuses, Odeur piquante décelable à faible concentration, VME : 0,1

SO₂ (anhydride sulfureux) : Irritant violent, Odeur suffocante irrespirable, VME : 2

HF (acide fluorhydrique) : Irritant, VME : 3

S₂F₁₀ (deca fluorure de di soufre) : Agressif pulmonaire (plus toxique que le phosgène), VME : 0,01

***VME** (Valeur Moyenne d'Exposition en ppm) : Quantité de gaz qui permet une exposition de 8h par jour, 5 jours par semaine, sans effet chez l'individu.

Ces produits peuvent être fixés par exemple par l'alumine qui, par ailleurs peut absorber l'humidité. Le SF₆ est non corrosif pour la plupart des métaux, même à haute température sauf

pour l'acier. Le remplacement du SF₆ par un gaz ou mélange gazeux économiquement, techniquement et/ou écologiquement plus bénéfique aura inévitablement des répercussions sur le choix des matériaux des systèmes à isolation gazeuse dans lesquels il est utilisé. Il convient également de veiller à ce que le gaz (ou mélange) de substitution ait des propriétés diélectriques et performances comparables à celle du SF₆. En ce qui concerne l'aspect environnemental, certains auteurs pensent que le meilleur moyen est d'utiliser le SF₆ pur et de réduire au minimum voire supprimer ses émissions dans l'atmosphère [37].

2.8 Azote gazeux (N₂)

2.8.1 Propriétés du N₂

L'azote se trouve principalement dans l'atmosphère. En effet, il représente en volume 78,08 % de l'air que nous respirons. A pression atmosphérique, pour des températures inférieures à -196°C, c'est un liquide incolore, un peu plus léger que l'eau. Il ne peut entretenir ni la respiration, ni la combustion. La molécule d'azote de formule brute N₂ est formée de deux atomes N séparés par 109,8 pm. L'azote est présent également dans la croûte terrestre en quantité limitée (nitrates, etc.), sous forme organique dans les plantes et organismes vivants ou morts qui forment l'humus et sous forme minérale (l'ammoniac) lui permettant de contribuer à la fertilité du sol.

2.8.1.1 Propriétés physico-chimiques

Sous forme gazeuse, dans les conditions normales de pression et de température (T = 288,15 K, P = 101,3 kPa), l'azote est un gaz incolore, inodore, non toxique, ininflammable, non corrosif et physiologiquement inerte. Toutefois, lorsqu'il est présent en très grande quantité, il peut avoir des effets nocifs sur l'organisme par déplacement de l'oxygène de l'air, ce qui conduit à la réduction de la pression partielle de l'oxygène dans les poumons et à agir comme asphyxiant.

Sous forme gazeuse, l'azote se liquéfie à très basse température (entre - 196 et - 198 °C), ce qui lui confère un avantage indéniable sur le SF₆ (qui se liquéfie aux environs de - 64°C à la pression atmosphérique [134]) pour une utilisation dans les pays où la température peut atteindre des valeurs très basses. Sa conductivité thermique est plus élevée que celle du SF₆ (cf. propriétés du SF₆), soit pratiquement le double à T ≥ 5000 K (voir Annexe A5).

2.8.1.2 Propriétés diélectriques

L'azote n'est pas un gaz électronégatif comme le SF₆ (pas de processus d'attachement). Son coefficient d'ionisation effectif ($\alpha^* = \alpha - \eta$) se réduit donc au coefficient d'ionisation primaire de Townsend α (α est le coefficient d'ionisation par collision et η le nombre d'électrons capturés par unité de longueur dans la direction de E).

Dans une large plage de pression (p) et de distance inter électrode (d), le coefficient d'ionisation réduit α/p est uniquement fonction du champ réduit E/p. Parmi les différentes expressions de α proposées, nous en retiendrons deux.

- La première est une variation exponentielle [38]:

$$\alpha/p = A.e^{-Bp/E} \quad (1.29)$$

où A et B sont des constantes: $A = 66 \text{ 1/kPa.cm}$ et $B = 2,15 \text{ kV/kPa.cm}$

Cette relation est valable pour des champs réduits (E/p) compris entre 3 et 10 kV/cm.kPa [38]

- La deuxième est une relation linéaire [39] :

$$\alpha/p = 0,015 E/p - 0,550 \quad (1.30)$$

Cette relation est valable pour des valeurs de champs réduits inférieures 300 kV/cm.bar. Le coefficient α est négligeable jusqu'à une valeur limite ($E/p = 27 \text{ kV/cm.bar}$) qui constitue le champ critique dans l'azote.

Pour des pressions inférieures à 15 bars, α ne dépend plus de la densité du gaz. Pour des champs E/p supérieurs à 3 kV/cm.bar ; il augmente très faiblement avec la température.

2.8.1.2.1 Décharges dans l'azote

Lors de la décharge dans l'azote, le processus d'auto détachement est très peu actif du fait du caractère non électronégatif de l'azote, ce qui fait que les ions négatifs sont peu fréquents dans ce milieu. Ces particularités font que l'initiation et le développement de la décharge dans l'azote différent de ceux dans le SF₆ [32,39].

La relation générale du premier coefficient, donnant la tension d'amorçage dans un intervalle de gaz pour un champ uniforme et une pression élevée est [40] :

$$V = B \cdot (p \cdot d) / \ln(p \cdot d) + k. \quad (1.31)$$

avec $k = \ln(A / \ln(1 + 1/\gamma))$ et A, B décrits en (1.29)

La détermination du deuxième coefficient γ de Townsend étant complexe, la référence [40] propose des valeurs de k pour un certain nombre de gaz y compris l'air, SF₆ et N₂. La valeur maximale du produit (p.d) pour l'azote est de 140 bar.cm et pour une plage de (p.d) comprise entre 10 et 140 bar.cm, la valeur de k peut être considérée comme constante et vaut 3,9. La photo ionisation est le processus prédominant lors de la décharge dans un intervalle d'azote, même en basse pression [41,42]. Cette prédominance se traduit par une activité lumineuse intense au cours de la décharge. Pour des valeurs élevées du champ réduit (> 450 kV/cm.bar), le streamer se dirige vers la cathode [42] et sa vitesse de propagation croît exponentiellement avec le champ réduit.

2.8.1.2.2 Facteurs influençant la tenue diélectrique de l'azote

A l'instar du SF₆, le comportement de l'azote est assujéti aux facteurs qui modifient le champ ou les phénomènes photoniques dans l'intervalle. Toutefois, la croissance du coefficient d'ionisation primaire en fonction du champ est relativement plus rapide dans le SF₆ que dans l'azote. Les effets des facteurs agissant sur le champ sont comparativement moins prononcés pour l'azote que pour l'hexafluorure de soufre. C'est entre autres le cas des particules métalliques, fixes ou mobiles. L'impact des impuretés gazeuses dépend de leur comportement vis à vis des phénomènes photoniques ; la tenue diélectrique de l'intervalle sera réduite par les molécules des impuretés si leurs énergies d'ionisation et/ou d'émission de photons sont inférieures à celles de la molécule de N₂ (neutre ou excité).

2.9 Dioxyde de carbone gazeux (CO₂)

Le dioxyde de carbone est le résultat de la combinaison du carbone et de l'oxygène. Il est produit par différents processus: la combustion du charbon et des hydrocarbures, la fermentation des liquides et la respiration des hommes et des animaux. Il existe dans l'atmosphère en faible proportion (0,03 %). Le CO₂ gazeux a une odeur légèrement irritante, il est incolore et plus lourd que l'air. Il gèle à environ - 78,5 °C.

2.9.1 Propriétés physico-chimiques

Le dioxyde de carbone a un poids moléculaire de l'ordre de 44,01 g/mol et une température de liquéfaction de l'ordre de $-78,5^{\circ}\text{C}$. D'autres propriétés susceptibles d'influencer son comportement seront données plus en détail dans le chapitre 2.

2.9.2 Propriétés diélectriques

Dans le CO_2 (légèrement électronégatif), les phénomènes de décharge sont quasiment similaires à ceux décrits dans les paragraphes précédents. Sa tenue diélectrique est très proche de celle de l'azote mais inférieure à celle du SF_6 , dans les mêmes conditions expérimentales quelles que soient la forme et la polarité de la tension.

2.10 Gaz et mélanges écologiques

Compte tenu des enjeux écologiques et de certaines contraintes liées à l'utilisation du SF_6 (gaz à effet de serre), nous avons étudié un certain nombre de gaz et mélanges, dans le but de trouver un substitut à ce dernier, en se basant sur des critères respectant l'environnement d'une part et les exigences diélectriques et sanitaires d'autre part. Ces critères peuvent être classés en deux groupes à savoir les critères primaires de sélection (indépendants des propriétés diélectriques) et les critères diélectriques (par comparaison au SF_6).

➤ Critères primaires de sélection

Il s'agit entre autres :

- **Non toxicité** : les gaz doivent être non toxiques pour le personnel d'entretien et technique ainsi que pour les équipements avec lesquels ils interagissent. Il existe deux catégories de toxicité : la toxicité aiguë et la toxicité à long terme.

1 - **La toxicité aiguë** est donnée par la proportion dangereuse en partie par million (ppm) qui peut causer la mort d'un animal expérimental durant un temps donné (1 mn, 15 mn, 30 mn, 1h, 2h, 4h et plus). Les plus importantes grandeurs sont la valeur de concentration létale (exp. LC50 si 50% des animaux exposés au gaz meurent) et la plus petite concentration létale (LC10) qui est la concentration minimale pouvant provoquer la mort. Ces critères sont très importants car les gaz isolants peuvent se retrouver dans l'atmosphère occasionnellement ou accidentellement durant leur production ou sur site lors de fuites. Pour cela, tout gaz ayant une toxicité supérieure au CO_2 doit être exclue ;

2 - **La toxicité à long terme** (TWA ou TLV ou MAK-Value) donne la concentration limite à laquelle un être humain peut être exposé 8h par jour ou 40h par semaine. Le gaz ne doit pas avoir une toxicité supérieure à celle de l'oxyde d'azote.

- **Température de liquéfaction** : frontière entre la phase gazeuse et liquide, elle doit être inférieure à la température minimale (T_{\min}) de fonctionnement de l'équipement à la pression de fonctionnement choisie p (minimum en dessous de zéro degré Celsius à 0,1 MPa). La température de liquéfaction (T_{liq}) dépend de la pression du gaz utilisé ; elle peut être déduite de la température d'ébullition (T_{eb}) à la pression atmosphérique par une expression approximative [43] de la forme :

$$T_{\text{liq}}(p) = T_{\text{eb}} + 27 \ln(p) \quad (1.32)$$

où T_{liq} et T_{eb} sont en degré Celsius et p en bar. Cette relation peut être dérivée de l'équation de Clausius-Clapeyron [43] pour la courbe de pression de vapeur et laisse apparaître le critère de non liquéfaction sous forme de limite supérieure au point d'ébullition (T_{eb}) :

$$T_{\text{eb}} < T_{\min} - 27 \ln p [\text{bar}] < -20 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (\text{supposant } p > 1,2 \text{ et } T_{\min} < -20 \text{ } ^\circ\text{C}) \quad (1.33)$$

- **Stabilité chimique** : elle peut être exprimée sous forme de deux critères. Le premier critère concerne la température de décomposition T_{dec} du gaz qui doit être supérieure à la température maximale qui pourrait se produire dans l'équipement sous test (en général autour de 200 °C aux points chauds, $T_{\text{dec}} > 200^\circ\text{C}$). Pour le second critère, le gaz ne doit pas prendre feu (non inflammabilité) dans une réaction de décomposition provoquée par une décharge partielle produisant des étincelles qui peuvent avoir des températures supérieures à 10000 °K. Un moyen sûr est de faire en sorte que le gaz choisi soit un composé exothermique (c'est à dire qui a son enthalpie inférieure à zéro).

- **Inerte** : le gaz ne doit pas oxyder ou réagir avec les pièces de l'équipement pour éviter leur dégradation.

- **Critères environnementaux** : Les paramètres critiques qui ont le plus d'impact sur l'environnement sont le potentiel de dégradation de l'ozone (PDO) et le potentiel d'échauffement global (PEG). Ce dernier caractérise l'accumulation à long terme d'un gaz dans l'atmosphère. Le PEG du gaz doit, de préférence, être inférieur de 100 fois à celui du SF₆. Tous les gaz contenant du chlore ou du brome sont à proscrire car susceptibles de détériorer la couche d'ozone [44].

➤ Critères diélectriques

Le critère principal d'isolation est le champ critique E_{cr} (rigidité diélectrique intrinsèque) qui mesure la capacité d'isolation d'un diélectrique. Il sera exprimé par rapport à la valeur du SF_6 (référence). Le second critère est la non formation de produits de décomposition, au cours de la décharge, dont le dépôt sur les isolants solides de la structure (par exemple : buse dans un disjoncteur HT) pourrait créer des surfaces conductrices et favoriser l'amorçage d'étincelles.

- **Critères de commutation** : Ces critères englobent entre autres les propriétés suivantes :

- Bonnes propriétés de coupure d'arc et d'isolation (stabilité à la formation d'arc, faible constante de temps d'arc..) ;
- Electronégativité pour permettre la capture d'électrons libres et prévenir le phénomène d'avalanche à l'origine de l'amorçage de la décharge ;
- Grosse section efficace, stabilité chimique et thermique avec dissociation des molécules réversible (recombinaison) si possible pour une grande efficacité de coupure ;
- Grande énergie de dissociation pour un refroidissement optimal de l'arc.
- La réaction des produits d'érosion d'arc (souvent inévitable) dus aux matériaux proches de l'arc ne doit pas former de dépôts conducteurs tels que les couches de carbone, de métal ou de semi-conducteur qui induiraient des conductivités parasites pouvant mener à la formation d'étincelles.

Après avoir passé en revue les critères ci-dessus décrits, nous allons présenter quelques gaz ou mélanges électronégatifs intéressants repérés dans la littérature et qui sont plus ou moins susceptibles de répondre à ces critères.

2.10.1 Gaz CF_3I (trifluoroiodomethane)

Excepté l'air, le CO_2 et le N_2 comme possibles alternatives au SF_6 , les regards se sont tournés vers le trifluoroiodomethane (CF_3I). La rigidité diélectrique de ce dernier est 1,2 fois supérieure à celle du SF_6 [45,46] mais son inconvénient est sa température de liquéfaction qui est assez élevée [47,48]. Le CF_3I est un gaz incolore et ininflammable. Il a un faible impact environnemental (potentiel d'échauffement (PEG) inférieur à 5) et un PDO de 10^{-4} . Ses principales propriétés ainsi que celles du SF_6 sont données dans le tableau 1.4 [49,50].

Gaz	CF ₃ I	SF ₆
Masse moléculaire	195,91	146,05
Caractéristiques	Incolore et ininflammable	Incolore et ininflammable
PEG	< 5	23900
PDO	0,0001	0
Durée de vie dans l'atmosphère (année)	0,005	3200
Température de liquéfaction	- 22,5 ° C	- 63,9 ° C

Tableau 1.4 Propriétés du CF₃I et du SF₆ [49,50]

Dans les disjoncteurs conventionnels à gaz, la pression de consignation du SF₆ est de l'ordre de 0,5 à 0,6 MPa. Si le CF₃I est utilisé à de telles pressions, une rigidité diélectrique presque équivalente à celle des disjoncteurs conventionnels isolés au SF₆ pourra être obtenue. Cependant, il est impossible de l'utiliser à des pressions de cet ordre à cause de sa température de liquéfaction assez élevée. Il existe plusieurs techniques permettant de prévenir voire empêcher la liquéfaction rapide de ce gaz. L'une de ces techniques consiste à diminuer la pression partielle en le mélangeant à d'autres gaz comme l'azote et le dioxyde de carbone [50]. Les caractéristiques d'extinction mesurées lors des tests sur un modèle de chambre de coupure contenant une buse en Téflon montrent que les constantes de temps de coupure de l'arc pour le CO₂ et le SF₆ sont respectivement de 0,72 µs et 0,58 µs [50]. Celle du CF₃I est de 0,6 µs [51]. La constante de temps d'arc du CF₃I est proche de celle du SF₆. Par ailleurs, le coefficient de perte diélectrique (facteur de dissipation tangente delta) est réduit de moitié par rapport à celui du SF₆.

A 0,2 MPa (abs), la limite d'interruption de courant du CF₃I est localisée légèrement en dessous de celle du SF₆. Cependant, la performance d'interruption du CF₃I est environ 0,9 fois celle du SF₆ dans la même gamme d'impédance. Ces résultats montrent que le CF₃I a une bonne performance d'interruption.

Quant aux performances de coupure des mélanges à base de CF₃I à 0,2 MPa (abs), le mélange CF₃I - N₂ présente une caractéristique linéaire au fur et à mesure que la concentration (pourcentage) du CF₃I dans le mélange augmente. Pour le mélange 20% CF₃I - 80% CO₂, la performance d'interruption est approximativement de 95 % comparée à celle du CF₃I pur sur une ligne de 300 Ω.

La rigidité diélectrique du mélange 20% CF₃I - 80% N₂ est de 64% celle du SF₆ [50]. Lorsque le pourcentage du mélange CF₃I - CO₂ est de 60 % - 40%, la rigidité diélectrique est identique à celle du SF₆ pur. Mais, il est impossible de l'utiliser dans les GCB, GIS (Gas

Insulating Swichgear) et AIS (Air Insulating Switchgear) à cette pression à cause de la température de liquéfaction du mélange 60 % CF_3I – 40 % N_2 qui est de 7 °C à 0,5 MPa.

Lorsque les GIS et AIS sont utilisés pour un fonctionnement en salle, le point de liquéfaction devrait être de - 5 °C. La température de liquéfaction de - 5 °C pour CF_3I est obtenue pour une pression de 0,2 MPa. La performance diélectrique du mélange 40 % CF_3I – 60 % CO_2 étant approximativement de 84 %, il est possible d'augmenter cette tenue en utilisant d'autres mélanges de gaz ou en améliorant la taille de la structure.

La constante de temps d'arc du CF_3I en comparaison à d'autres gaz se présentent selon l'ordre hiérarchique suivant : $\text{SF}_6 < \text{CF}_3\text{I} < \text{CO}_2 < \text{H}_2 < \text{Air} < \text{N}_2$. Celui du coefficient de perte diélectrique est : $\text{H}_2 > \text{SF}_6 > \text{CO}_2 > \text{Air} > \text{N}_2 > \text{CF}_3\text{I}$.

2.10.2 Gaz c- C_4F_8 (octafluorocyclobutane)

Parmi tous les gaz électronégatifs ayant une rigidité diélectrique élevée, l'octafluorocyclobutane n'a pas seulement un PEG de 36 % plus faible que celui du SF_6 , mais il est également non toxique et parfaitement inoffensif vis-à-vis de la couche d'ozone [52]. D'une manière générale, le dimensionnement diélectrique des systèmes électriques isolés aux gaz étant basé sur la tenue diélectrique aux tensions de choc de foudre, nous intéresserons aux caractéristiques de claquage du c- C_4F_8 et ses mélanges sous choc de foudre en configuration tige (semi sphérique)-plan.

En polarité positive, la tension de claquage dans le mélange c- C_4F_8 - N_2 ($d = 20$ mm) augmente avec la pression de gaz et sature lorsque la pression continue d'augmenter. Cependant, lorsque la pression arrive à 0,4 MPa, la tension de claquage du mélange 1 % c- C_4F_8 – 99 % N_2 croît rapidement alors que celle du mélange 30 % c- C_4F_8 – 70 % N_2 décroît lentement. Par ailleurs, la tension n'augmente pratiquement pas avec le pourcentage du c- C_4F_8 dans le mélange pour des valeurs inférieures à 20 % mais croit rapidement à partir de 20 jusqu'à 30 %.

En négatif, la tension de claquage du mélange augmente presque linéairement avec la pression dans l'intervalle 0,1 - 0,4 MPa et sature lorsque la pression continue d'augmenter sauf pour le mélange 1 % c- C_4F_8 - 99 % N_2 .

Dans le c- C_4F_8 pur, la tension U_{50} augmente linéairement avec la distance inter électrodes d en polarité négative ; cette croissance est relativement lente pour l'impulsion positive.

Des études menées par d'autres auteurs [53] montrent que le $c\text{-C}_4\text{F}_8$ n'a pas que des avantages (rigidité 1,25 à 1,31 fois plus élevée que celle du SF_6). Son prix est assez élevé et sa haute température de liquéfaction rend son utilisation, sous forme pure, très difficile voire impossible. Il reste cependant l'un des composants gazeux les plus prometteurs pour des mélanges destinés à l'isolation gazeuse [54,55]. L'analyse des avantages et inconvénients a conduit ces auteurs à la conclusion que l'addition du CO_2 au $c\text{-C}_4\text{F}_8$ permet d'améliorer ses performances.

2.10.3 Mélanges à base de C_3F_8 et de C_2F_6

Ces gaz ont été sélectionnés en tenant compte des critères décrits plus haut notamment le facteur environnemental. Dans cette partie, nous exposons quatre types de mélanges de gaz. Il s'agit des mélanges $\text{C}_3\text{F}_8\text{-N}_2/\text{CO}_2$ et $\text{C}_2\text{F}_6\text{-N}_2/\text{CO}_2$. Par comparaison au SF_6 (23900), les PEG du C_2F_6 et du C_3F_8 sont, respectivement de 9200 et 7000 [56], beaucoup plus bas que celui du SF_6 même tous deux réunis. Les caractéristiques diélectriques ont été relevées dans un champ quasi uniforme sous tension alternative 60 Hz sous une pression de 0,5 MPa. Le système d'électrodes est tige (hémisphérique) - plan.

2.10.3.1 Mélange $\text{C}_3\text{F}_8\text{-N}_2$

La figure 1.13 représente la tension de claquage en fonction du rapport de mélange en comparaison avec celle du $\text{SF}_6\text{-N}_2$. Elle montre également les valeurs obtenues par calcul à l'aide de l'équation de Boltzmann.

La tension de claquage du C_3F_8 seul est comparable à celle du SF_6 . Ainsi pour des rapports de mélange : $k = 0\%$ ($100\%\text{N}_2$) et $k = 100\%$ ($100\%\text{SF}_6$ ou $100\%\text{C}_3\text{F}_8$), le C_3F_8 est presque identique au SF_6 , tandis qu'à d'autres rapports de mélanges, il est moins bon que le $\text{SF}_6\text{-N}_2$ en terme de synergisme.

Pour obtenir $20\%\text{C}_3\text{F}_8\text{-80}\%\text{N}_2$ équivalent à $20\%\text{SF}_6\text{-80}\%\text{N}_2$ en termes de rigidité diélectrique, une pression de 1,25 fois plus grande est nécessaire, et le PEG de 0,37 fois celui du $20\%\text{SF}_6\text{-80}\%\text{N}_2$. Sous la même pression, une proportion de $50\%\text{C}_3\text{F}_8\text{-50}\%\text{N}_2$ est nécessaire pour un PEG de 0,73 fois celui du $20\%\text{SF}_6\text{-80}\%\text{N}_2$. Lorsqu'on souhaite obtenir du $20\%\text{C}_3\text{F}_8\text{-80}\%\text{N}_2$ comparable au $100\%\text{SF}_6$, toujours en terme de rigidité diélectrique, la pression doit être augmentée de 1,59 fois pour un PEG de 0,009 fois. C'est un mélange qui permet d'obtenir un PEG faible. Il constitue un bon candidat pour remplacer le SF_6 dans des plages de pression raisonnables.

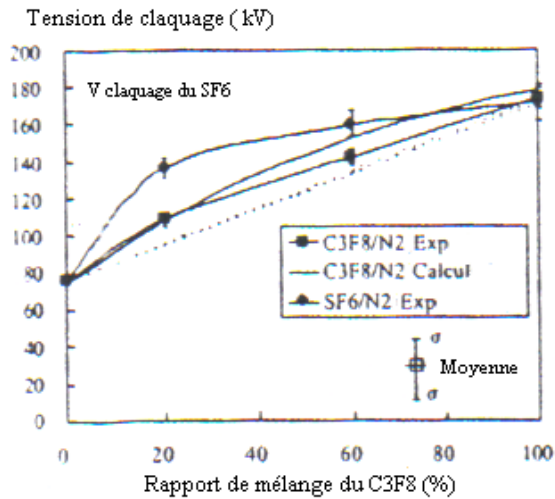


Figure 1.13 Tensions de claquage du mélange C₃F₈-N₂ [56]

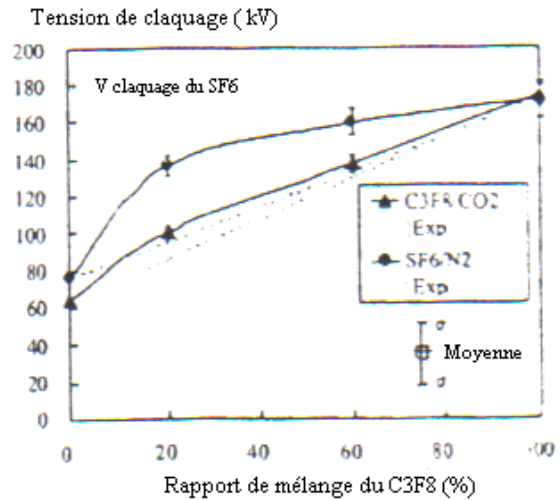


Figure 1.14 Tensions de claquage du mélange C₃F₈-CO₂ [56]

2.10.3.2 Mélange C₃F₈ - CO₂

La figure 1.14 ci-dessus montre la tension de claquage du C₃F₈ - CO₂ en fonction du rapport de mélange. La tension de claquage du CO₂ seul est à peu près de 84 % de celle du N₂. Pour obtenir un mélange 20%C₃F₈ - 80%CO₂ comparable à 20%SF₆ - 80%N₂ en termes de rigidité diélectrique, une pression de 1,35 fois plus grande est nécessaire pour un potentiel d'échauffement de 0,40 fois celui du SF₆ - N₂. Sous la même pression, une proportion de mélange 60%C₃F₈ - 40%CO₂ est nécessaire avec un potentiel d'échauffement de 0,87 fois. Enfin, pour obtenir un mélange 20%C₃F₈ - 80%CO₂ comparable au SF₆ pur, une pression de 1,69 fois plus grande est nécessaire, ce qui abaisse le PEG de 0,10 fois.

2.10.3.3 Mélange C₂F₆ - N₂

La tension de claquage de ce mélange en fonction du rapport de mélange est représentée sur la figure 1.15. Le C₂F₆ seul a une tension de claquage de 76% celle du SF₆. Pour obtenir 20%C₂F₆ - 80%N₂ comparable à 20%SF₆ - 80%N₂ en terme de rigidité diélectrique, la pression doit être 1,35 fois plus grande pour un PEG de 0,52 fois celui du SF₆ - N₂.

Pour obtenir le même mélange de gaz équivalent au SF₆ pur, la pression doit être 1,69 fois plus grande, pour un PEG de 0,13 fois celui du SF₆ - N₂. Tout ceci montre que le C₂F₆ - N₂ est meilleur que le SF₆ du point de vue PEG, mais semble légèrement moins réaliste que le C₃F₈ - N₂ en termes de pression de gaz.

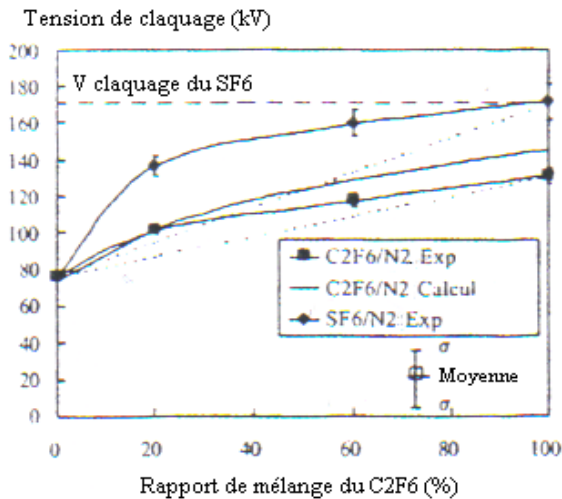


Figure 1.15 Tensions de claquage du C₂F₆ - N₂ en fonction du rapport k [56]

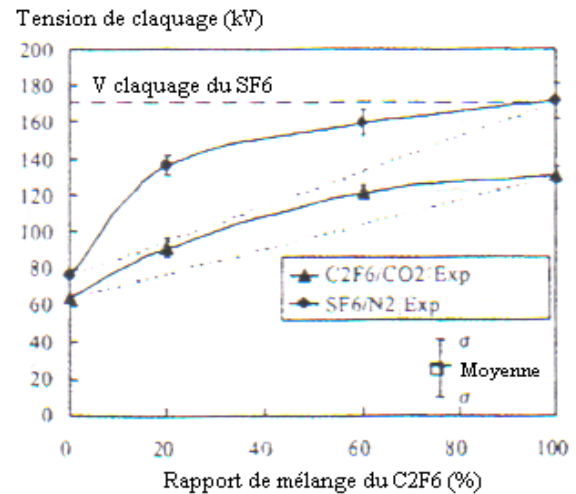


Figure 1.16 Tensions de claquage du C₂F₆ - CO₂ en fonction du rapport k [56]

2.10.3.4 Mélange C₂F₆ - CO₂

La **figure 1.16** illustre la tension de claquage du mélange en fonction du rapport de mélange. Pour obtenir un mélange 20%C₂F₆ - 80%CO₂ comparable à 20%SF₆ - 80%N₂ en termes de rigidité diélectrique, la pression doit être augmentée de 1,49 fois pour un PEG de 0,58 fois celui du SF₆ - N₂. Pour obtenir les mêmes proportions du mélange précédent comparable à 100%SF₆, la pression doit être 1,89 fois plus grande, ce qui abaisse le PEG de 0,15 fois.

La rigidité diélectrique du C₂F₆ - N₂ et C₃F₈ - CO₂ augmente presque linéairement avec le rapport de mélange. La tension de claquage du C₂F₆ est inférieure à celle du C₃F₈ et du SF₆. Parmi ces gaz, le mélange 20%C₃F₈ - 80%N₂ a beaucoup retenu notre attention car il permet non seulement de diminuer le PEG en dessous de 1/10 par comparaison à celui du SF₆ - N₂, mais aussi d'obtenir de bonnes propriétés diélectriques sans adjonction de SF₆. Pour ce mélange, la pression de gaz exigée est de 0,79 MPa (valeur réaliste) et le potentiel d'échauffement obtenu est de 9,3 %.

2.10.3.5 Mélange SF₆ - CF₄

Dans un passé récent, des mélanges de gaz comprenant de l'hexafluorure de soufre (SF₆) et du tétrafluorocarbone (CF₄) ont été mis en application avec succès dans des disjoncteurs extérieurs conçus au Manitoba (Canada). Un mélange SF₆ - CF₄ à proportion égale (50% -50%) permet d'obtenir d'excellentes propriétés d'extinction d'arc et de diminuer la température de liquéfaction. Il existe très peu d'informations sur la rigidité diélectrique du mélange SF₆ - CF₄. Les résultats obtenus par Berg [57] pour les tensions de claquage, en alternatif et en impulsionnel dans un champ quasi-uniforme (électrodes sphère - sphère), ont montré qu'en variant la proportion de SF₆ dans le CF₄ de 0 à 100 %, la tension de claquage augmente avec le pourcentage de SF₆. Ceci a été confirmé par les études expérimentales menées par Kuffel *et al* [58] sous tension alternative 60 Hz, continue (pour les deux polarités) et impulsionnelles dans un champ fortement non uniforme, avec des mélanges SF₆ - CF₄ et des pourcentages de SF₆ variant de 0 à 100 % sous une pression de 300 kPa (Figures 1.17 et 1.18). La figure 1.17 représente l'évolution de la tension de claquage (alternative) du mélange en fonction du pourcentage de SF₆ pour une distance inter - électrode de 25 et 30 mm.

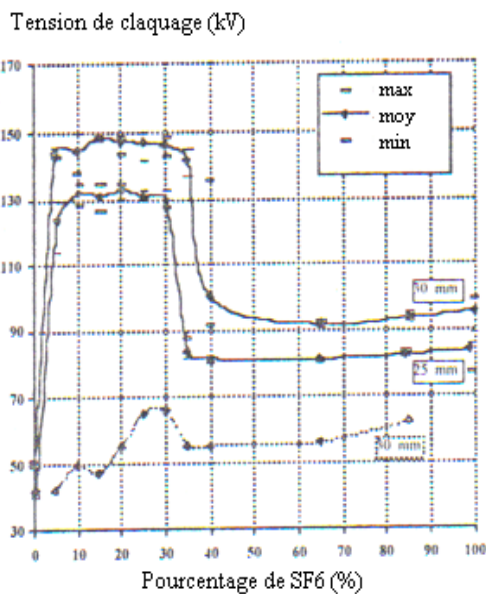


Figure 1.17 Tension de claquage en fonction du % de SF₆ (25-30 mm) [57]

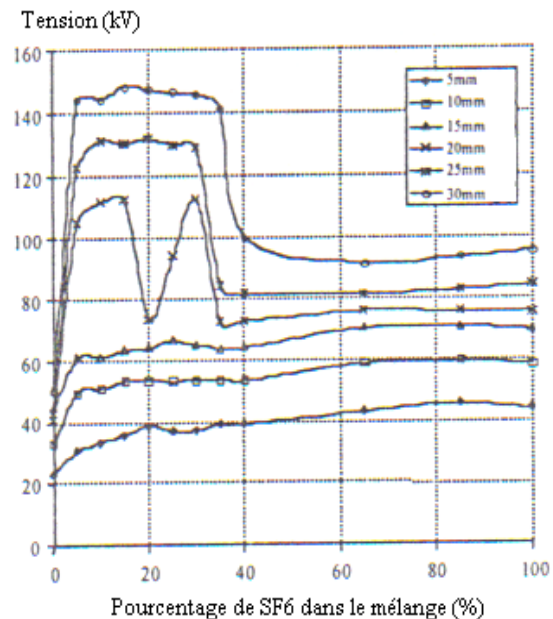


Figure 1.18 Tension de claquage en fonction du % de SF₆ (5-30 mm) [57]

Cette figure montre que l'addition, dans un premier temps, de 5 % de SF₆ dans le mélange SF₆ - CF₄ augmente la tension de claquage d'une valeur d'environ trois fois celle du CF₄ pur. Cette tension continue à évoluer pour devenir constante autour de 30 % de SF₆.

A partir de 40 % de SF₆, la rigidité diélectrique chute pour atteindre approximativement la moitié de sa valeur crête, puis reste constante à une valeur correspondant à celle du SF₆ pur. En dépit de l'augmentation rapide de la tension de claquage avec l'addition d'une faible proportion de SF₆, les valeurs élevées mesurées restent stables sauf dans la zone de transition (30% - 40% de SF₆).

En ce qui concerne la figure 1.18, elle regroupe les tensions de claquage (en alternatif) obtenues pour des distances inter-électrodes de 5 à 30 mm. La grande augmentation initiale est limitée aux distances supérieures à 20 mm. Pour les petites distances (< 20 mm), une augmentation initiale est également observée, mais le taux d'accroissement est beaucoup plus faible que celui pour les grandes distances. Sous tension impulsionnelle, pour les deux polarités, l'effet de synergie positif n'est pas observé contrairement au cas des tensions alternative et continue pour une faible proportion de SF₆ [59].

La tension de claquage du mélange SF₆ - CF₄ (teneur en SF₆ variant de 0 à 100 %) dans un champ fortement non homogène augmente sous tensions continue (+) et alternative lorsqu'on lui ajoute quelques pour cents de SF₆. Cet effet est plus prononcé pour les grandes distances inter électrodes quand la divergence du champ augmente et quand la stabilisation de l'effet corona peut se produire, conduisant à des valeurs élevées de claquage. Sous tension impulsionnelle sans stabilisation de l'effet corona, la tension de claquage augmente presque linéairement avec le pourcentage de SF₆. Cependant, il est tout de même important de noter que l'utilisation de ce mélange dans la pratique requiert une attention particulière car la combinaison de ces deux composés pourrait augmenter le taux de décomposition. De plus, dans les pays où le taux d'humidité est très élevé, il est possible que la formation de composé HF conduise à une forte corrosion. Bien que le taux de décomposition du CF₄ soit très peu susceptible d'être supérieur à celui du SF₆, il pourrait mener à un dépôt de carbone. Quant à la formation du composé HF, due à un taux d'humidité très élevé, la présence d'eau dans le SF₆ ou dans les équipements isolés aux mélanges SF₆ - CF₄ est à éviter à tout prix.

Les propriétés de quelques gaz, choisis sur un total de 82, sont données dans le tableau 1.5 [55]. Parmi ces gaz, une étude plus approfondie de certains présentant des caractéristiques prometteuses, aussi bien sur le plan environnemental que diélectrique, semble nécessaire. Il s'agit notamment des mélanges binaires ou ternaires à base de c-C₄F₈ et à base de N₂O. Il serait également intéressant de se pencher sur le 1,1,1,2,3,3,3-C₃HF₇

N°	Gaz	Rigidité relative au SF ₆	T° de liquéfaction à 1 bar (°C)	Toxicité (ppm)	T° de décomposition (°C)	PEG pour 100 ans	Durée de vie (années)
1	C ₄ F ₁₀	1,23-1,31	-2	Non toxique (asphyxiant) LC50 : 800.000 (4h)	Pas disponible	5000	2600
2	c-C ₄ F ₈	1,25	-6	TWA : 1000 LClo : 780.000 (1 mn)	> 300 dans un Réservoir métal	8700	3200
3	SF ₆	1	-64	TWA : 1000	200 dans un Réservoir métal	23900	3200
4	C ₃ F ₈	0,88	-36,6	Non toxique (asphyxiant) NOAEL : 300.000	> 200 dans un Réservoir métal	7000	2600
5	C ₂ F ₆	0,73	-78	LC50 > 200.000 (2h) Non toxique (asphyxiant)	> 900	9200	10000
6	N ₂ O	0,44-0,64	-88,5	TWA : 25 ; TLV : 50 ; MAK : 100	300-575	310	120
7	CF ₄	0,40	-128	Non toxique (asphyxiant)	> 200	6500	50000
8	N ₂	0,40	-196	Non toxique (asphyxiant)	2272-3427	0	-
9	O ₂	0,37	-183	-	> 1000	0	-
10	CHF ₃	0,27-0,37	-82,2	Non toxique (asphyxiant) NOAEL : 300.000 LC50 : 650.000 (4h)	~ 1150	9000	280
11	CO ₂	0,35	-78,5	TWA : 5000 ; MAK : 5000 ; LClo : 100.000 (1 mn)	~ 1727	1	50-200
12	Xe	0,32	-108,1	Non toxique (asphyxiant)	-	0	-
13	Ar	0,20	-186	Non toxique (asphyxiant)	-	0	-
14	Ne	0,10	-246,1	Non toxique (asphyxiant)	-	0	-
15	He	0,06	-268,9	Non toxique (asphyxiant)	-	0	-
16	1,1,1,2,3,3,3-C ₃ HF ₇	-	-16,4	Non toxique (asphyxiant) LC50 > 800.000 (4h)	~ 500	2500	31

Tableau 1.5 Propriétés de quelques possibles gaz alternatifs [55]

TWA : Time weighted average ; MAK : Concentration maximale sur lieu de travail (Allemagne)

TLV : Threshold Limit Value (Valeur de seuil) ; NOAEL : No observed Adverse Effect Level (Pas de niveau d'effet nuisible observé) ;

LC50 : Lethal concentration value if 50% of experimental animals died (Valeur de concentration mortelle si 50% des cobayes meurent) ;

LClo : Lethal concentration low (Plus petite concentration mortelle).

3 Les diélectriques solides

Les matériaux diélectriques idéaux sont des matériaux qui ne sont pas conducteurs du courant électrique puisque ils ne contiennent pas de charges libres dans leurs structures, à moins qu'ils soient soumis à l'action des facteurs ionisants externes provoquant la perte de leurs propriétés diélectriques [60]. Aussi, les charges de signes différents dans les atomes et les particules des diélectriques sont liées. Lorsque ces charges sont soumises aux forces induites par le champ électrique, certaines de ces liaisons ne se rompent pas mais seules de légers déplacements élastiques apparaissent. Toutes les charges positives se déplacent vers la

direction conforme à celle du champ, et les charges négatives - dans la direction opposée, ce qui crée une polarisation du diélectrique. La polarisation et la conductivité (et dans le cas extrême des champs ionisants - également les décharges partielles), en un mot toute mobilité de porteurs de charge, induisent des pertes diélectriques. Tous les phénomènes dans les diélectriques soumis à un champ électrique dépendent de la fréquence du champ, de la température et de la structure du diélectrique.

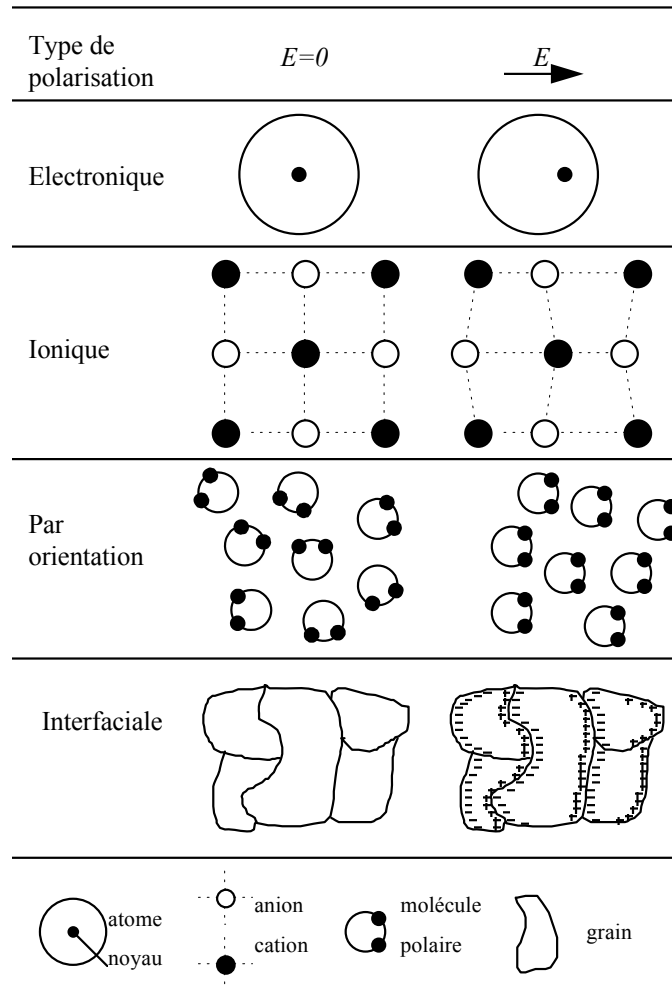
Les matériaux diélectriques réels contiennent un certain volume de charges libres provenant des impuretés. Ainsi, dans les diélectriques, on peut également observer une très légère conduction, détectable surtout à basses fréquences. Parmi ces matériaux, on peut citer le verre, la céramique, le Téflon (PTFE - polytétrafluoroéthylène) utilisé pour certaines pièces des disjoncteurs haute tension, les résines (Epoxy) ainsi que de nombreux plastiques (polymères et composites, etc.).

3.1 Phénomènes de polarisation

Les pertes diélectriques sont dues aux mouvements des porteurs de charges. L'effet de ces mouvements est appelé polarisation induite. On distingue plusieurs types de polarisation : électronique, ionique, par orientation et interfaciale (Figure I.19); celles-ci peuvent co-exister ou apparaître séparément. La polarisation totale est la somme des différents types de polarisation [61 - 63].

- La polarisation électronique est présente dans tous les diélectriques, sans exception. Elle résulte des déplacements des orbites électroniques externes par rapport au noyau de l'atome. Elle est indépendante de la fréquence jusqu'à l'ultraviolet. La déformation de l'orbite qui l'accompagne est élastique, c'est à dire que le travail nécessaire à son apparition n'est pas converti en chaleur mais stocké dans le champ électrique.

- La polarisation ionique (ou atomique) résulte du déplacement des atomes liés par des liaisons ioniques. Dans le cas des liaisons ioniques, les électrons de valence parcourent les orbites partagées avec d'autres atomes. On rencontre les liaisons ioniques dans la plupart des diélectriques solides non-organiques avec une structure cristalline (cristaux ioniques). La polarisation ionique ne provoque pas de pertes d'énergie et disparaît avec la suppression du champ appliqué. Elle existe jusqu'aux fréquences correspondant à l'infrarouge et est propre à la plupart des matériaux céramiques.



Les déplacements des charges sont très fortement exagérés

Figure 1.19 Illustration des différents types de polarisation

- La polarisation d'orientation consiste en l'orientation, sous l'action du champ électrique, des molécules polaires, c'est à dire celles qui possèdent un moment dipolaire permanent. Le caractère dipolaire est généralement propre aux molécules des composés chimiques ayant des liaisons ioniques, mais également aux composés ayant des liaisons covalentes qui ont une structure asymétrique (par exemple H₂O).

- La polarisation interfaciale [64,65] apparaît dans les diélectriques non-homogènes dont les permittivités et les conductivités des matériaux constituants 1 et 2 sont telles que:

$$\varepsilon_1 / \varepsilon_2 \neq \sigma_1 / \sigma_2. \tag{1.34}$$

ε_1 et ε_2 sont les permittivités respectives des milieux 1 et 2. σ_1 et σ_2 sont les conductivités respectives des milieux 1 et 2.

Elle résulte d'une accumulation de charges à la frontière des deux milieux. Elle s'affaiblit généralement au voisinage des fréquences supérieures aux fréquences acoustiques.

3.2 Mécanisme de claquage des isolants solides

Le claquage (ou contournement) est l'aboutissement d'une série de processus complexes et interactifs. A la différence des gaz et des liquides, le claquage des isolants solides entraîne la destruction du matériau, et par conséquent, l'arrêt de fonctionnement du composant ou système dont il fait partie. Le claquage d'un matériau résulte de phénomènes complexes apparaissant lors de la phase de préclaquage rendant difficile l'énoncé d'une théorie unifiée pour expliquer le mécanisme de claquage. Cependant, c'est selon les processus de préclaquage, qu'on classe les mécanismes de claquage des diélectriques solides. Cette classification diffère selon les auteurs et n'est que conventionnelle. En général, on distingue trois types de mécanismes de claquage des isolants solides :

- ✓ le claquage "électrique",
- ✓ le claquage "thermique",
- ✓ le claquage "électromécanique".

A ceux-ci, il faut ajouter d'autres phénomènes secondaires liés à des défauts de jeunesse introduits lors de la fabrication, à des défauts apparaissant dans le temps (vieillesse) dans le volume (cavités gazeuses ou impuretés) ou à la surface du matériau, au mode opératoire et aux conditions expérimentales. Dans ces cas, on parle de claquage par ionisation (décharges partielles) et de claquage par vieillissement.

3.2.1 Claquage électrique

Des idées récentes, on peut distinguer 2 groupes de théories de claquage électrique: les théories de claquage intrinsèque et les théories de claquage par avalanches. Pour le 1er groupe, c'est l'intensité du champ pour laquelle apparaît une instabilité du courant électronique dans le diélectrique qui correspond au champ critique provoquant le claquage intrinsèque. Pour le 2ème groupe, on admet comme critère de claquage l'intensité du champ

électrique pour laquelle le processus de multiplication d'électrons dans le diélectrique atteint des proportions inadmissibles ; le matériau cesse d'être diélectrique et devient conducteur.

3.2.1.1 Claquage électrique intrinsèque

Les théories de claquage électrique intrinsèque considèrent un champ électrique uniforme appliqué à un diélectrique de dimensions infinies. L'influence des électrodes sur le mécanisme de claquage ainsi que l'épaisseur du diélectrique ne sont pas prises en considération. Ces hypothèses conduisent à déterminer le comportement de chaque électron pris singulièrement dans un champ électrique à l'état d'équilibre et dont la perturbation conditionne le claquage du diélectrique. D'après Fröhlich (1937) et von Hippel (1938) [66,67], seuls les électrons situés dans la bande de conduction prennent part dans le mécanisme de claquage. Ces électrons peuvent provenir d'absorption de rayonnement d'énergie importante ou des perturbations du réseau cristallin ou encore être des électrons de valence issus d'atomes (impuretés) excités pouvant être ionisés par l'énergie thermique.

La théorie de claquage intrinsèque de Fröhlich [66] est l'une des plus simples théories de claquage. La détermination de la tenue diélectrique selon cette théorie consiste à analyser le comportement d'électrons pris singulièrement dans un champ électrique intense. On admet que la densité d'électrons de conduction dans le diélectrique est si faible que leur mouvement est seulement imposé par le champ électrique extérieur et l'action du réseau cristallin du diélectrique.

3.2.1.2 Claquage électrique par avalanches

Les théories de claquage par avalanche suppose que l'augmentation du courant de conduction électronique est continue jusqu'à l'instant où le diélectrique commence pratiquement à conduire contrairement aux théories de claquage intrinsèque où on considère que l'augmentation du nombre d'électrons de conduction dans le diélectrique, comme un accident (évènement) brutal prenant naissance dans des conditions d'équilibre.

Il existe plusieurs théories de claquage par avalanche. Ces théories sont liées à la manière d'initiation de l'avalanche électronique et au critère de claquage considéré. L'une des premières théories de ce type fût la théorie de Zener (1934) [68] qui considère le phénomène d'émission d'électrons selon un tunnel, d'une bande de valence à une bande de conduction du diélectrique. Le courant de tunnel électronique de Zener est intense et croît avec l'intensité du champ dans le diélectrique. Comme critère d'instabilité, on considère la

valeur du champ pour laquelle la probabilité p d'apparition du phénomène tunnel augmente de 100 fois. Selon Zener

$$p = \frac{Eq_a}{h} \exp\left(\frac{maW_p}{Eqh^2}\right) \quad (1.35)$$

avec E - intensité du champ

q - charge élémentaire d'un électron

a - constante caractéristique du réseau cristallin du diélectrique

h - constante de PLANCK

m - masse de l'électron

W_p - largeur du domaine interdit du diélectrique (intervalle énergétique entre la bande de valence et la bande de conduction).

Les valeurs de E_0 (rigidité diélectrique) des diélectriques cristallins calculées selon la théorie de Zener correspondent généralement aux données expérimentales. Cependant, cette théorie ne donne pas d'explication physique du mécanisme de claquage; de même qu'elle omet de donner plusieurs dépendances de E en fonction de paramètres caractéristiques du diélectrique.

Une autre théorie (Stratton, 1961) [69] considère l'initiation de l'avalanche par un électron émis par la cathode. Cette avalanche conduit au claquage du diélectrique, si le nombre d'électrons sera suffisamment important, de manière à ce que le diélectrique commence à conduire. Comme à chaque collision ionisante naît un électron, cette condition conduit donc au fait, que le nombre de chocs électroniques ionisants (nombre de générations) soit suffisamment élevé. En considérant certaines hypothèses arbitraires, on arrive à la conclusion, qu'il faut 40 générations électroniques dans l'avalanche pour remplir cette condition. C'est de là que provient le nom de cette théorie: théorie des 40 générations ; ce qui correspond à environ 10^{12} électrons (soit $2^{40} \approx 10^{12}$). Selon cette théorie :

$$E_0 = E''_{c_0} [\ln(\alpha_n d / 40)]^{-1} \quad (1.36)$$

où

E''_{c_0} - rigidité diélectrique caractéristique d'un diélectrique donné, dépendant de la température T analogue au cas de la rigidité diélectrique d'après le mécanisme de claquage intrinsèque.

α_n - facteur d'ionisation par chocs électroniques

d - épaisseur du diélectrique

D'après F. Forlani et N. Minnaja (1969) [70], le claquage est provoqué par la multiplication des émissions de courant de la cathode lors de l'évolution de l'avalanche. En supposant que le courant d'émission électronique de la cathode est déterminé par l'équation de Fowler – Nordheim [71]

$$j_k = j_0 \exp[-8\pi(2m^*)^{-1/2}(2hqE)^{-1}\phi^{3/2}] \quad (1.37)$$

on obtient

$$E_0 = E''_{c0} d^{-1/2} \quad (1.38)$$

3.2.2 Claquage thermique

En présence d'un champ électrique, l'existence de porteurs de charge dans un matériau isolant implique celle d'un courant de conduction pouvant conduire à l'échauffement de cet isolant par effet joule. A cette source de chaleur, il faut ajouter celle due aux phénomènes de relaxation présents dans le diélectrique lorsque ce dernier est soumis à un champ alternatif. Ce qui engendre des mécanismes de pertes qui contribuent à leur tour à l'échauffement.

Si la quantité de chaleur n'est pas évacuée aussi rapidement qu'elle est produite, la température de l'échantillon augmente dans le temps à une vitesse plus ou moins grande, selon que la tension appliquée est plus ou moins importante. Le claquage thermique a lieu alors quand une accumulation importante de chaleur se produit et que la température du matériau atteint une valeur critique T_c , au-delà de laquelle le courant croît très rapidement, entraînant sa rupture totale. L'équilibre entre la dissipation thermique et l'énergie prise au champ est décrit par l'équation différentielle suivante :

$$\sigma E^2 = C_v \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div}(k \text{grad} T) \quad (1.39)$$

avec σ - conductivité électrique

C_v - capacité thermique

k - conductivité thermique

Il est difficile d'obtenir une solution générale de cette équation vu que σ , C_v et k sont aussi fonction de la température. Cependant, des solutions approximatives et simplifiées ont été proposées par certains auteurs pour la détermination de la tension de claquage. Celle

proposée par Coelho [72] pour les matériaux de faible épaisseur (contrairement aux autres solutions qui supposent que le matériau est plutôt d'épaisseur suffisamment grande), paraît la plus proche pour le claquage de film polypropylène (épaisseur = 15 μm).

Nous retenons les relations:

$$V_c = \left(\frac{d\gamma}{e\sigma_0\lambda} \right)^{1/2} \quad (1.40)$$

et

$$J_c = \left(\frac{e\sigma_0\gamma}{\lambda d} \right)^{1/2} \quad (1.41)$$

avec $\lambda = \frac{V}{kT_0^2}$

V - énergie d'activation

k - constante de BOLTZMANN

T_0 - température ambiante en K

e - charge de l'électron

V_c - tension de claquage

J_c - densité de courant de claquage

d - épaisseur de l'échantillon

γ - coefficient de transfert thermique

σ_0 - conductivité à champ faible

Le calcul, sur cette base, des rigidités diélectriques des matériaux et la comparaison aux valeurs expérimentales, constituent généralement le seul moyen de vérifier si le claquage est de nature thermique. Il est évident qu'une observation directe de la variation de la température du matériau dans le temps et dans l'espace et celle de son entourage immédiat, sera le meilleur moyen de le détecter. Ceci n'est pas facile à réaliser sur le plan pratique, surtout s'il s'agit de travailler sur de petits éléments. L'utilisation de caméras infrarouge permet de suivre l'évolution de la température du matériau jusqu'au claquage.

Le claquage thermique dans les polymères est généralement évoqué, quand des essais sont effectués à haute température, où la conductivité devient importante. Mais dans ce cas, ce mécanisme n'est pas toujours simple à mettre en évidence, du fait des modifications physiques

et structurales que peut introduire la température sur le matériau, et qui ont une influence directe sur la rigidité diélectrique.

3.2.3 Claquage électromécanique

Le claquage électromécanique dépend essentiellement des caractéristiques mécaniques de l'échantillon. Il résulte de la conjugaison de contraintes mécanique et électrique. En effet, quand un matériau est soumis à un champ électrique, la pression électrostatique due aux attractions coulombiennes mutuelles des électrodes tend à réduire son épaisseur par déformation mécanique. Si cette pression est suffisante pour causer une déformation considérable, le champ se trouve renforcé et provoque le claquage du matériau. Dans ces conditions, la pression exercée sur l'échantillon est:

$$P = \frac{1}{2} \varepsilon \left(\frac{V}{d_0} \right)^2 \quad (1.42)$$

V étant la tension appliquée et d_0 l'épaisseur initiale de l'échantillon.

A l'équilibre, cette pression sera égale à la réaction élastique du matériau et on aura :

$$\frac{1}{2} \varepsilon \left(\frac{V}{d_0} \right)^2 = Y \ln \left(\frac{d_0}{d} \right) \quad (1.43)$$

d'où

$$V = d_0 \left(\frac{2}{\varepsilon} Y \ln \left(\frac{d_0}{d} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.44)$$

Y est le module d'YOUNG (ou d'élasticité) du matériau et d son épaisseur après compression.

Cette relation admet un maximum pour

$$\frac{d}{d_0} = \exp \left(-\frac{1}{2} \right) = 0,6 \quad (1.45)$$

Au dessus de cette valeur, aucun état stable ne peut exister et toute augmentation de V conduit directement à une instabilité mécanique qui entraîne la rupture de l'échantillon. Dans ces conditions, le champ critique E_c et la rigidité apparente E_a , seront respectivement :

$$E_c = \frac{V_c}{d} = \left(\frac{Y}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.46)$$

$$E_a = \frac{V_c}{d_0} = \frac{d}{d_0} E_c = 0,6 \left(\frac{Y}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.47)$$

Les caractéristiques mécaniques d'un matériau, jouent donc un rôle important sur sa rigidité. De ce fait, pour les polymères et pour l'isolation solide d'une façon générale, le claquage électromécanique figure parmi les principaux mécanismes susceptibles de conduire au claquage. Ceci est d'autant plus avancé, quand les essais sont effectués à haute température, où la rigidité mécanique du diélectrique devient plus faible.

Les premiers travaux dans ce sens, ont été effectués par Stark et Garton [73] (auxquels revient d'ailleurs cette théorie) sur du polyéthylène dont les caractéristiques mécaniques ont été modifiées par irradiation.

3.2.4 Claquage du à d'autres phénomènes

Dans la pratique, le claquage diélectrique des isolants solides survient le plus souvent à des valeurs de champ électrique inférieures à celles prévues par les théories précédentes. Ceci est dû à la présence de défauts comme les cavités gazeuses où des décharges partielles peuvent prendre naissance, les inclusions conductrices et la charge d'espace pouvant conduire à des renforcements locaux du champ électrique.

3.2.4.1 Décharges partielles

Il est connu depuis de nombreuses années que les décharges partielles affectent gravement les isolants solides. Elles prennent naissance aux bords des électrodes ou dans des inclusions ou cavités gazeuses que peut renfermer le matériau dès que la tension appliquée atteint la tension seuil correspondant au minimum de Paschen du gaz en présence (air ou autres). Leur action peut conduire à des transformations chimiques radicales (scission de la liaison moléculaire sous l'effet du bombardement électronique et ionique, échauffement local, création de radicaux,...) entraînant la dégradation du matériau voire sa défaillance, à la suite de l'un des processus suivants:

- Propagation à travers le matériau de canaux microscopiques (arborescence)
- Echauffement cumulatif par les décharges
- Cheminement superficiel ou contournement.

De nombreux travaux ont été effectués sur les mécanismes de claquage par décharges à court et à long terme. Dans le polyéthylène, on montre que la surface interne de la cavité est d'abord érodée par les décharges. La vitesse d'érosion augmente rapidement lorsque le champ électrique, supérieur à la valeur critique, continue à croître ; les décharges se concentrent et forment des creux profonds. Comme les décharges continuent, les creux atteignent une

profondeur critique au-delà de laquelle des canaux fins partant de ces creux, se propagent à travers le matériau et causent des défauts. Le mécanisme est tel que l'énergie libérée augmente avec la longueur du canal. Ainsi, la profondeur critique du creux est atteinte quand l'énergie libérée est suffisante pour causer la destruction rapide du matériau. Il arrive que la chaleur libérée par la décharge soit suffisante pour carboniser le canal, donc le court-circuiter et empêcher ainsi d'autres claquages. Ce cas est plus fréquent dans les isolations à papier imprégné que dans les matériaux plastiques.

D'une façon générale, la tension d'amorçage des décharges dans les isolants est beaucoup moins importante que la tension nécessaire pour causer un claquage rapide ; ainsi on pourrait s'attendre à ce que la durée de vie du matériau soit à même d'être prédite avec assez de précision d'après des mesures indiquant les taux d'érosion, ou de détérioration chimique, au cours d'essais de durée relativement courte.

Remarquons que pour réduire les effets des DP, voire éviter leur apparitions, plusieurs solutions peuvent être adoptées : imprégnation, moulage et métallisation, gaz sous pression,...

3.2.4.2 Charge d'espace

La charge d'espace dans le diélectrique peut être due à différents facteurs lors de l'évolution du claquage. L'une des causes peut être par exemple l'apparition dans le diélectrique, lors de l'évolution de l'avalanche, de trous (charges positives) dont la densité est importante si l'avalanche est suffisamment grande [60]. La charge d'espace peut également apparaître suite au piégeage d'électrons fournis au diélectrique par la cathode. Les théories considérant l'influence de la charge d'espace sont nombreuses et très complexes.

L'influence de la charge d'espace a été étudiée pour différentes formes d'ondes de tension (continue, alternative, créneaux). La méthode la plus utilisée pour créer des charges d'espace, c'est celle qui consiste à appliquer une précontrainte (continue) au matériau. Il a été montré (COOPER) [74] que lorsque la contrainte principale est appliquée par la suite, la rigidité de l'isolation diminue selon la durée, l'amplitude et la polarité de la précontrainte.

L'effet des charges d'espace est plus visible surtout quand le matériau est soumis à un champ électrique divergent (pointe- plan par exemple). Ceci est souvent rencontré dans l'étude expérimentale des arborescences électriques en géométrie pointe-plan ou pointe-pointe, où les charges d'espace jouent un rôle important dans la génération du mécanisme.

L'application d'un champ électrique crée souvent des cavités ramifiées appelées "arborescences" (treeing) (Figure 1.20). On distingue deux types d'arborescences [60] :

- Les arborescences électriques: Elles résultent de l'action des D.P. Toute irrégularité dans l'attaque de la paroi isolante d'une vacuole est instable et tend à se développer plus vite.

- Les arborescences électrochimiques ou "d'eau" (water treeing): On n'observe pas de D.P., du moins au début. Il se forme des cavités ramifiées ressemblant à des houppes à nombreuses branches. Ces cavités ne sont pas toujours continues, mais souvent des chaînes de petites bulles allongées. Elles poussent dans des champs moyens (~ 10 kV/mm) sur des défauts de l'isolant ou des électrodes. L'humidité et la présence d'électrolytes, favorisent leur génération, d'où leur nom. Contrairement aux arborescences électriques, elles sont spécifiques à certains polymères (polyéthylène).

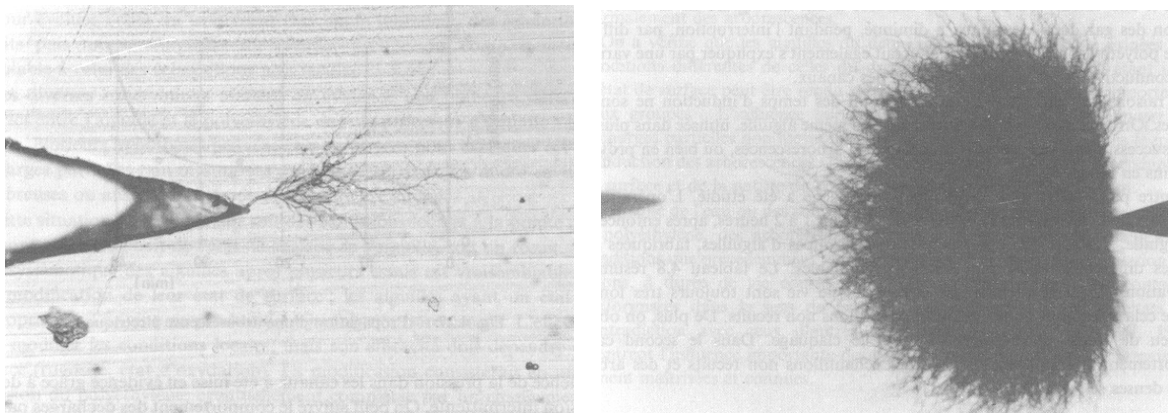


Figure 1.20 Exemples d'arborescences électriques [60]

4 Phénomènes d'interface

L'étude des phénomènes de décharges surfaciques sur un isolateur en présence de gaz (ou mélange) est d'une importance capitale pour la conception et le dimensionnement des composants et systèmes électriques comme les buses de disjoncteurs (GIS, GCB, Switchgears ...), les espaceurs (ou cônes) dans les câbles à isolation gazeuse, les isolateurs de support et de traversée dans les appareils (transformateurs et condensateurs de puissance ...) et les lignes de transmission et distribution de l'énergie électrique. Les mécanismes de décharge surfacique sont très complexes. Ils dépendent de plusieurs paramètres comme les propriétés physiques et géométriques du solide, le type de gaz (ou mélange) et sa pression, la géométrie des électrodes ainsi que la forme, la polarité et l'amplitude de la tension appliquée.

Même si l'on dispose de certaines données expérimentales sur ce type de décharges [75 - 80], il existe très peu d'interprétations physiques du phénomène. Il est cependant bien connu

qu'en présence de ces structures isolantes, plusieurs phénomènes physiques peuvent mener à l'apparition précoce d'une décharge dans l'intervalle inter électrodes. Parmi ces phénomènes, on peut citer principalement l'interaction (effet combiné) dynamique entre la décharge glissante et la surface du solide diélectrique [77, 80, 81], l'accumulation de charges électriques surfaciques [79,82], la modification des coefficients d'ionisation et d'attachement [83,84] ainsi que le phénomène de distorsion du champ électrique [78, 84 - 86].

4.1 Influence du taux d'ionisation effectif

Une décharge couronne se produisant sur une surface diélectrique en présence d'air est plus complexe que celle dans l'air [81, 83, 84, 87]. Les processus physiques fondamentaux impliqués dans le développement des avalanches dans un gaz en présence d'une surface diélectrique sont en effet plus difficiles à déterminer. Cette complexité pourrait en partie être attribuée à l'accentuation du phénomène de photo-ionisation provenant du bombardement de la surface par les ions, électrons et photons [83,84].

La propagation d'une décharge électrique est dépendante du taux net d'ionisations qui lui-même est fonction du champ maximal à la tête du streamer principal. Dans le cas d'un diélectrique solide en présence d'un gaz, l'avancement du streamer sera aussi fortement lié aux quantités d'ionisation et d'attachement. Celles-ci seraient grandement affectées par la présence du diélectrique [83,84]. Selon l'interprétation physique proposée par Gallimberti et al [84], une surface diélectrique peut modifier les coefficients d'ionisation et d'attachement de deux façons :

- en émettant des électrons sous l'effet du bombardement des photons, des ions positifs et des électrons. Cet apport supplémentaire de la surface du solide contribue à fournir davantage d'électrons germes pour générer des avalanches secondaires et à favoriser davantage d'ionisations par collisions à la tête du streamer.
- en attachant les électrons dans des pièges surfaciques et les ions positifs par attraction électrostatique accentuant ainsi l'attachement électronique déjà induit par le gaz constituant l'interface.

Un autre phénomène qui peut davantage influencer les conditions de contournement d'un solide diélectrique est l'accumulation progressive de charges à sa surface. Ces charges dites surfaciques peuvent affecter de façon notable les propriétés de la décharge notamment ses paramètres d'initiation et de propagation [80, 83, 88].

4.2 Charges surfaciques

Les isolants utilisés dans les systèmes de puissance sont susceptibles de se charger électriquement comme mentionné précédemment. Dans les conditions réelles de fonctionnement des systèmes industriels, il est très difficile voire impossible d'avoir une approche théorique parfaite de ces charges du fait de la complexité des phénomènes qui sont souvent mal définis à l'échelle microscopique. Pour une application bien définie, on peut, dans le meilleur des cas, recourir à des estimations de la charge générée ou susceptible de l'être, en utilisant des techniques de mesures expérimentales (force-image) ou de simulation pour des conditions expérimentales précises. Dans le présent travail, nous nous intéresserons plus particulièrement au développement des décharges surfaciques en présence d'un gaz (ou mélange) et ce jusqu'au contournement de l'isolateur. Les mécanismes qui y sont impliqués sont largement affectés par les charges accumulées à la surface de l'isolateur [79, 82, 89]. A priori, ces charges surfaciques sont susceptibles de modifier la distribution spatiale du champ électrique entre autres le long de l'axe des électrodes [79, 82, 83, 89, 90]. Elles peuvent également augmenter l'énergie interne du diélectrique en introduisant un terme d'énergie électrostatique et un terme électromécanique associés à la déformation du réseau atomique [82]. En conséquence, elles peuvent changer les conditions de pré-disruption et créer alors des conditions de champ favorables à l'apparition des couronnes de streamers notamment au milieu de l'intervalle inter électrode [88]. La dynamique de la décharge peut également être influencée par l'apport énergétique de ces charges surfaciques en amplifiant le taux d'ionisation effectif pour une disruption prématurée [80,88],

4.2.1 Génération de charges surfaciques

Considérons le schéma ci-dessous représentant une interface gaz/solide soumis à un champ électrique. La composante du champ incident dans le gaz vaut E_o , et celle dans le solide diélectrique est E_i (figure 1.21).

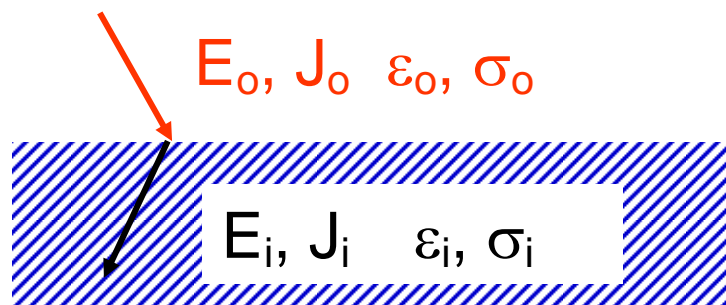


Figure 1.21 Interface solide/gaz soumis à un champ électrique

En appliquant les équations de continuité et de déplacement, on peut écrire :

$$\begin{cases} \varepsilon_o E_{n,o} - \varepsilon_i E_{n,i} = \sigma_s \\ \sigma_o E_{n,o} - \sigma_i E_{n,i} = -\frac{\partial \sigma_s}{\partial t} \end{cases} \quad (1.48)$$

où $E_{n,o}$ et $E_{n,i}$ représentent respectivement les composantes normales des vecteurs champs E_o et E_i . En recombinaison ces deux équations, on obtient :

$$\frac{\partial \sigma_s}{\partial t} + \frac{\sigma_s}{\varepsilon_i / \sigma_i} = \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_i / \sigma_i} E_{n,o} - \sigma_o E_{n,o} \quad (1.49)$$

À l'équilibre, soit lorsque $\partial \sigma_s / \partial t$ ne varie plus, il s'en suit :

$$\sigma_s = E_{n,o} \left[\varepsilon_o - \varepsilon_i \frac{\sigma_o}{\sigma_i} \right] \quad (1.50)$$

Sachant que $\sigma_o > \sigma_i$ et $\varepsilon_o < \varepsilon_i$, alors : $\varepsilon_o |\sigma_o| < \varepsilon_i |\sigma_i|$, les charges surfaciques seront générées aussi longtemps que $E_{n,o} \neq 0$.

Les charges électriques (électrons, ions positifs et négatifs) accumulées à la surface d'un diélectrique placé le long de l'axe des électrodes sont dites extrinsèques ou intrinsèques en fonction de leur origine. Elles sont dites intrinsèques lorsqu'elles sont produites initialement à l'intérieur du diélectrique [91] par dissociation [82] ou par ionisation naturelle [92]. La dissociation peut concerner le diélectrique lui-même (comme nous l'avons vu dans le paragraphe relatif aux isolants solides), les additifs (couche semi-conductrice, impuretés) ou encore les contaminants (vapeur d'eau, poussière, etc.). L'interaction du diélectrique avec des rayonnements ionisants (UV, X et γ) peut également conduire à une génération de charges par ionisation du diélectrique lui-même ou des impuretés qu'il peut contenir.

On parle de charges extrinsèques lorsqu'elles sont générées par: (1) injection à partir des électrodes [82] ; (2) le contact entre la surface libre du diélectrique et un plasma gazeux [82, 92] ; (3) des décharges partielles [87, 89, 93] ou des émissions par effet de champ à partir de la surface des électrodes [94,95] ; (4) de micro décharges entre les groupes de particules présentes à la surface du diélectrique [95,96] ; ou encore (5) des décharges partielles pouvant se produire à l'interface entre le diélectrique et les électrodes [97,98]. La figure 1.22 [82] illustre ces différentes sources de charges surfaciques (ou d'espace) et de charges volumiques

susceptibles d'être transportées vers la surface du diélectrique pour devenir des charges surfaciques.

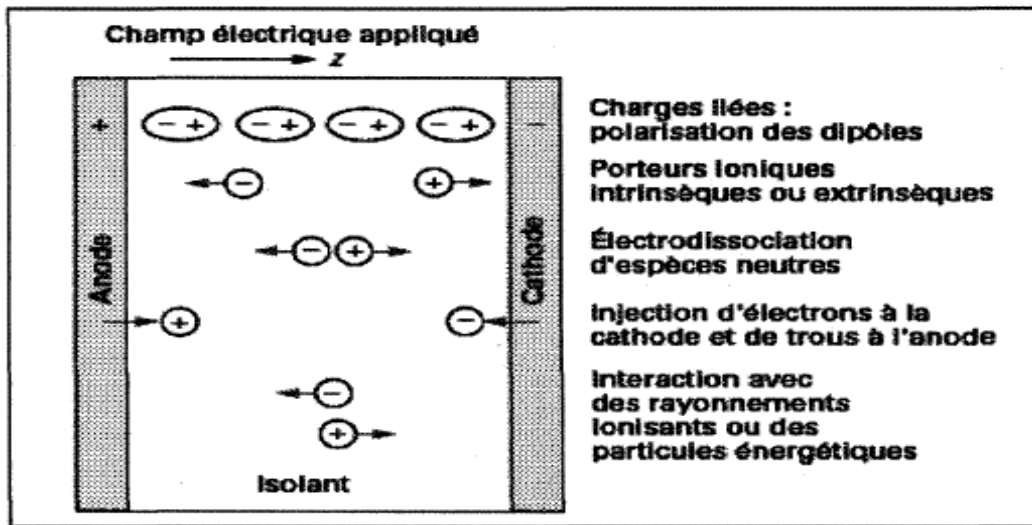


Figure 1.22 Mécanismes de génération de charges dans un diélectrique placé le long De l'axe des électrodes [82]

Des travaux effectués sous différentes conditions expérimentales [82, 88, 99, 100] laissent cependant apparaître que l'émission par effet de champ à partir des électrodes était la source probable la plus significative de génération de charges surfaciques. Ce mécanisme est illustré par la figure 1.23 [82].

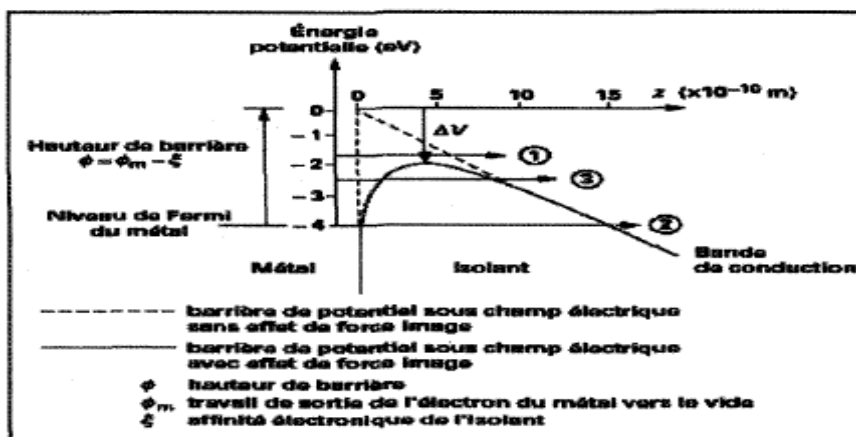


Figure 1.23 Injection de charges par effet champ à partir des électrodes [82]

Hormis les paramètres concernés par le solide diélectrique et le gaz, le champ électrique joue un rôle fondamental. En l'absence de celui-ci, toute charge issue du métal de l'électrode voit une barrière de potentiel dont la hauteur est telle que son passage vers le diélectrique est très

difficile voire improbable. La hauteur de cette barrière dépend de l'épaisseur, de l'affinité électronique du solide diélectrique et de la nature du contact. En présence d'un champ électrique, la hauteur de la barrière sera réduite d'un facteur ΔV selon l'expression suivante [82,92] :

$$\Delta V = \frac{e}{2} \left(\frac{eE}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.51)$$

e étant la charge de l'électron, E le champ électrique appliqué, ϵ_0 la permittivité du vide et ϵ_r la permittivité relative du diélectrique solide dont la valeur devra être prise dans le domaine des hautes fréquences vu que les phénomènes d'injection impliquent des déplacements de charges rapides.

La probabilité de franchissement de la barrière augmente donc considérablement avec l'application de la tension. Comme montré par la figure 1.23, un électron est susceptible de franchir une barrière de potentiel selon trois mécanismes différents.

Dans le premier mécanisme, connu sous le nom d'effet Schottky, l'électron (ou le trou induit par la vacance d'électron) passe au dessus de la barrière par activation thermique tandis que pour le second, appelé effet Fowler-Nordheim, l'électron passe à travers la barrière de potentiel par effet tunnel. Le troisième qui est un mécanisme composite, connu sous la terminologie d'effet tunnel assisté thermiquement, consiste en une activation thermique de l'électron jusqu'à un certain niveau d'énergie inférieur au sommet de la barrière puis en une injection par effet tunnel [82]. Le courant d'injection Schottky est très fortement dépendant de la température et n'intervient que pour des champs supérieurs à 100 kV/cm. L'effet tunnel par contre ne peut se manifester que lorsque la longueur d'onde associée à l'électron est plus grande que la largeur de la barrière à franchir. Cela ne devient vrai que pour des valeurs de champ de l'ordre de 10^8 à 10^9 V/m. Au-delà de ces valeurs, le courant d'injection augmente fortement mais diminue en dessous de ces valeurs [62, 63, 82].

Il convient tout de même de noter qu'il est très difficile de mettre en évidence, dans les diélectriques généralement utilisés en haute tension, les mécanismes d'injection de charges précédemment décrits. Les principales raisons en sont l'épaisseur des matériaux utilisés, la qualité de l'état de surface des diélectriques solides difficilement contrôlable à l'échelle

microscopique et le caractère souvent très complexe de leur structure atomique et de leur forme. On comprend donc que dans la plupart des cas, il ne soit pas possible de corréler le courant mesuré aux paramètres intervenants dans les modèles théoriques d'injection de charge. Ces mêmes difficultés sont aussi observées lorsqu'il s'agit des mécanismes de génération interne. Comme nous l'avons déjà mentionné auparavant, le mécanisme de génération à partir des électrodes est le plus conséquent pour produire des charges [88, 99, 100]. Cependant, dans certaines conditions relevant notamment de l'inhomogénéité du diélectrique, de l'existence d'interfaces gaz/solide dans l'intervalle inter électrodes et de la nature du champ appliqué, les mécanismes de génération interne peuvent produire un effet positif [88,101]. Les processus d'accumulation que nous allons décrire dans le prochain paragraphe tiennent compte des mécanismes de génération interne et externe.

4.2.2 Accumulation de charges surfaciques

Des connaissances actuelles, on peut distinguer trois mécanismes pouvant conduire à l'accumulation de charge à la surface d'un isolant solide: (1) le transport via le gaz de remplissage, (2) la conduction surfacique et (3) la conduction à l'intérieur du diélectrique [88]. Le mécanisme (1) suggère que les charges produites autour d'une électrode diffusent dans le gaz de remplissage à travers des lignes de champ pour s'accumuler vers le centre de la surface du diélectrique [96, 102, 103]. Quant au second (2), il préconise la circulation de charges à la surface du solide par l'effet du courant de fuite [94, 104, 105], alors que le troisième (3) est basé sur la migration vers l'extérieur de la surface du solide de charges produites à l'intérieur du diélectrique [82,91]. Plusieurs travaux ont révélé que le mécanisme (1) était le plus conséquent [99,100]. Cependant cela ne signifie pas que les deux autres ne peuvent pas être très efficaces si les conditions leur donnant naissance (caractéristique du champ appliqué, inhomogénéité du diélectrique) sont accentuées.

4.2.3 Charges surfaciques et champ électrique

Après avoir été générés et transportés, les porteurs de charges s'accumulent à la surface de l'isolant solide. Ces charges surfaciques modifient la distribution du champ électrique initial [79, 88, 92, 106]. La composante la plus affectée du champ, selon la disposition du solide, est la composante normale [88]. Les charges accumulées agissent sur elle en la diminuant du côté du gaz tout en l'accroissant du côté du solide diélectrique. Cependant, cette composante normale ne pourra pas être inversée même si elle peut être largement réduite, ce

qui signifierait que les pertes diélectriques deviennent nulles [99]. La composante tangentielle du champ a aussi tendance à changer sous l'effet des charges surfaciques. Une accumulation de charges négatives du côté de l'anode et de charges positives du côté de la cathode, renforce le champ tangentiel total dans les régions des électrodes et l'affaiblit dans la zone centrale de l'intervalle [82,88]. Cette variation est accompagnée de la réduction du champ normal jusqu'à ce que le régime stabilisé soit atteint. Dans le cas extrême où le champ normal devient proche de zéro, le champ tangentiel sera constant et égal au champ moyen sur toute la surface du diélectrique [94]. Etant donné que, durant tout le régime transitoire, le champ varie avec le temps avant d'atteindre cette condition de stabilité, le champ tangentiel sera faible au voisinage des électrodes et plus grand que le champ moyen dans la zone centrale de la surface du diélectrique [88]. Ce phénomène est aussi obtenu lorsque, pour une raison ou une autre, la variation du champ tangentiel vers le régime de saturation est stoppée avant que la condition de stabilité ne soit atteinte. La variation de la composante tangentielle du champ montre que, tant qu'il n'y a pas d'intensification du champ au niveau des électrodes, le champ électrique total est renforcé sur la surface du diélectrique à mi-chemin des électrodes [82, 88, 107].

Dans le cas du régime alternatif, l'accumulation de charges est moins sévère qu'en régime continu car la constante de temps d'accumulation est beaucoup plus grande [88]. Cela est dû à la variation permanente du champ appliqué en alternatif.

4.3 Distorsion du champ électrique

Le système le plus simple pour obtenir des décharges surfaciques est le système pointe - plan [108, 109, 110]. La distribution du champ électrique dans cet espace inter électrode est susceptible d'être modifiée par la présence d'un matériau diélectrique. Le comportement du champ, selon que la surface du diélectrique comporte ou non des charges électriques, n'est pas le même. L'accumulation de charges à la surface du diélectrique peut avoir comme conséquence la distorsion du champ électrique entre les électrodes. Les figures 1.24 et 1.25 montrent des résultats de simulations effectuées en configuration pointe - plan pour déterminer le champ électrique dans l'espace inter électrode pour de petits intervalles et/ou en présence d'un diélectrique chargé ou non [111,112].

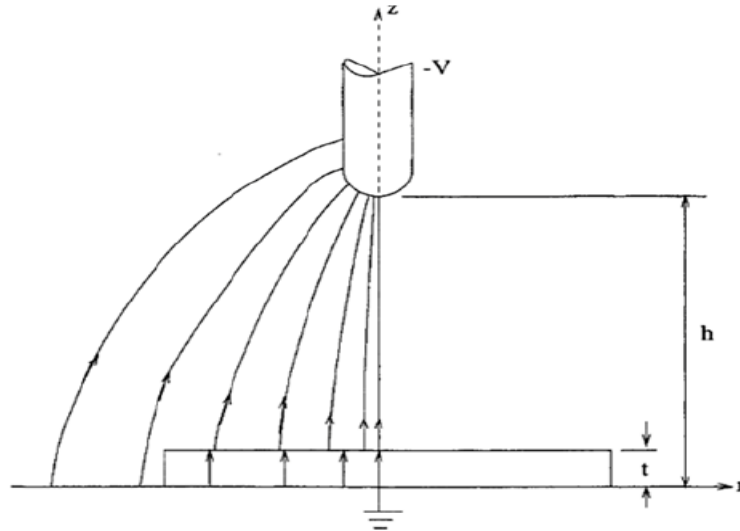


Figure 1.24 Distribution du champ électrique dans l'espace inter électrode en présence d'un diélectrique non chargé [112]

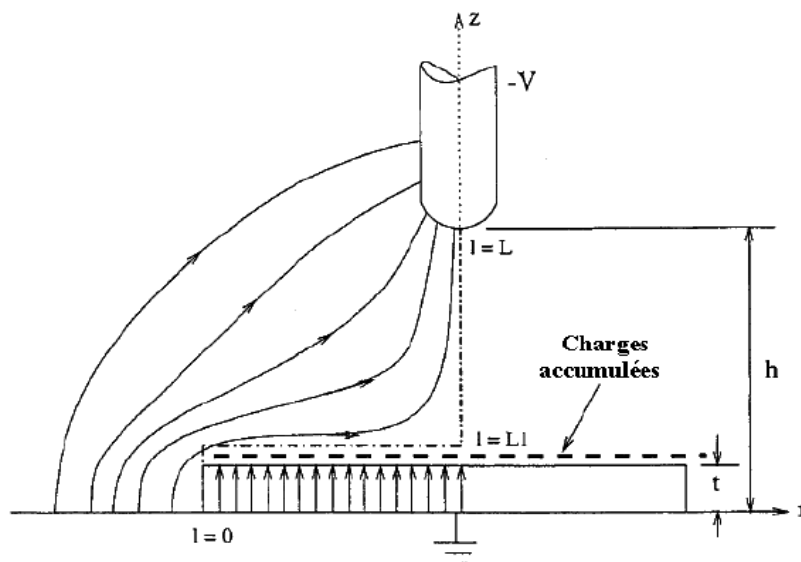


Figure 1.25 Distribution du champ électrique dans l'espace inter électrode en présence d'un diélectrique chargé [112]

En outre, la génération d'une décharge glissante à la surface d'un diélectrique solide en présence de gaz (interface gaz/solide) dépend de la condition essentielle de l'existence d'une composante tangentielle du champ électrique à la surface du diélectrique [88,113]. La figure 1.26 [84] donne une illustration de ce phénomène lorsqu'une surface diélectrique est placée entre deux électrodes.

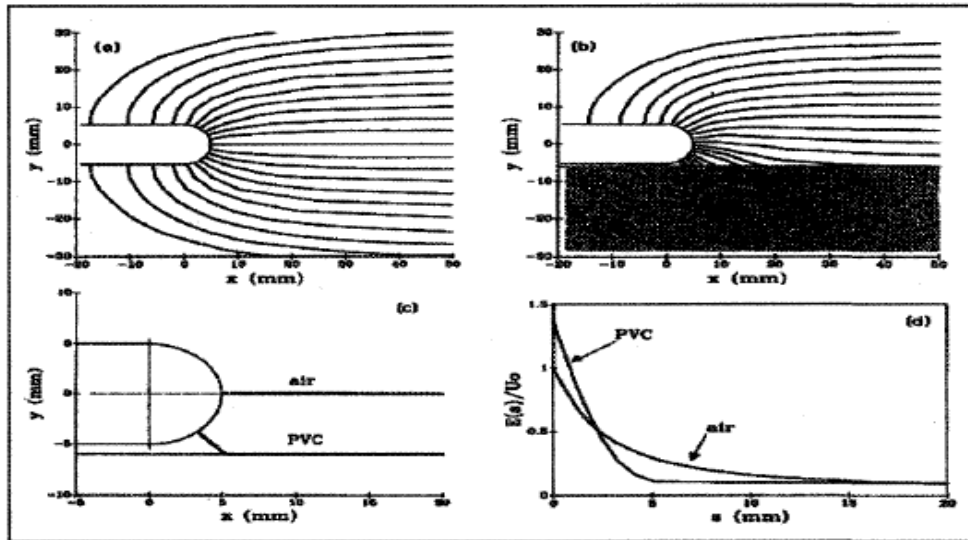


Figure 1.26 Comparaison du champ électrique autour de l'électrode haute tension dans l'air et en présence de surface diélectrique [84]

- (a) : lignes de champ dans un gap d'air
- (b) : lignes de champ en présence d'une surface de PVC ($\epsilon = 4$)
- (c) : champ maximal sur une surface de PVC en présence d'air
- (d) : champ axial dans l'air en présence d'une surface de PVC

La distribution du champ est obtenue par simulation numérique pour un système d'électrodes tige – plan. On remarque que le diélectrique solide placé parallèlement à l'axe des électrodes peut déformer les lignes de champ en les dirigeant vers sa surface et en accentuant le champ aux alentours de l'électrode haute tension [84]. La ligne de champ maximal longe la surface du diélectrique solide en partant du point de l'électrode haute tension où le champ est le plus élevé. Par comparaison aux phénomènes se produisant dans l'air, la déformation des lignes de champ en présence d'un solide diélectrique entraîne un champ géométrique largement renforcé au voisinage de l'électrode haute tension et brusquement affaibli lorsqu'on s'éloigne de cette zone. Cette distorsion du champ est due au fait que la permittivité du solide diélectrique est relativement élevée par rapport à celle de l'air. En présence de la surface diélectrique, le volume critique, tel que défini dans le cas de l'air, sera réduit [78,85]. En effet, l'affaiblissement brutal du champ pour des points éloignés de l'électrode haute tension placerait le champ critique d'ionisation à une distance plus proche de l'électrode haute tension qu'il ne le serait dans le cas de l'air.

Cette réduction du volume critique indiquerait, pour une tension donnée, une probabilité de génération d'électrons plus faible. Autrement dit, la tension requise pour amorcer une couronne de streamers en présence d'un solide diélectrique serait plus grande que celle dans le cas de l'air seul. Ce résultat théorique est cependant en contradiction avec ceux rapportés par d'autres chercheurs [78, 81, 84 - 86, 114]. Il est donc certain que les mécanismes conduisant à la formation d'une décharge surfacique en présence de gaz ne peuvent dépendre uniquement de la distribution du champ électrique et de son intensité. Plusieurs autres facteurs telles que la température et la pression, et surtout la nature des deux phases constituant l'interface, notamment le gaz (ou mélange), la composition et la surface du solide diélectrique, entrent en jeu [83, 84, 88]. Ces facteurs, ajoutés à la distribution du champ local, auront naturellement comme principal effet de modifier les facteurs d'ionisation et d'attachement initiaux de l'intervalle de gaz. Dans nos recherches, les diélectriques solides que nous utiliserons sont le verre, le PTFE et la résine Epoxy en présence de gaz SF₆, N₂ et CO₂ et mélanges SF₆-N₂ et SF₆-CO₂ sous différentes pressions. L'analyse que nous venons d'effectuer sur les mécanismes de génération et d'accumulation de charges ainsi que sur le phénomène de distorsion du champ électrique nous permettra de mieux appréhender les processus de génération et de propagation des décharges aux interfaces solide/gaz (ou mélange).

4.4 Influence d'une surface diélectrique sur l'initiation et la propagation des streamers

L'initiation et la propagation des streamers en présence d'une surface diélectrique, comme dans le cas de l'air, seront fortement contrôlées par les coefficients d'attachement et d'ionisation [84]. Seulement ceux-ci seront grandement affectés par la présence de cette surface.

Comme déjà évoqué succinctement dans le paragraphe 4.1, une surface diélectrique modifie les coefficients d'ionisation et d'attachement de deux façons selon la théorie proposée par Gallimberti *et al* [84] et mise en évidence par la figure 1.27 ci-dessous :

- elle émet des électrons par l'effet du bombardement des photons. Ceci contribue à fournir davantage d'électrons déclencheurs d'avalanches et à favoriser davantage d'ionisations collisionnelles par augmentation de la quantité d'électrons présents

dans le processus de la décharge. Cet effet a d'ailleurs été expérimentalement démontré sur les surfaces PTFE en présence de SF_6 [84].

- Elle peut attacher les électrons par des pièges et les ions positifs par attraction électrostatique causant ainsi davantage d'attachement en plus de celui déjà induit par le gaz de remplissage de l'intervalle inter électrodes.

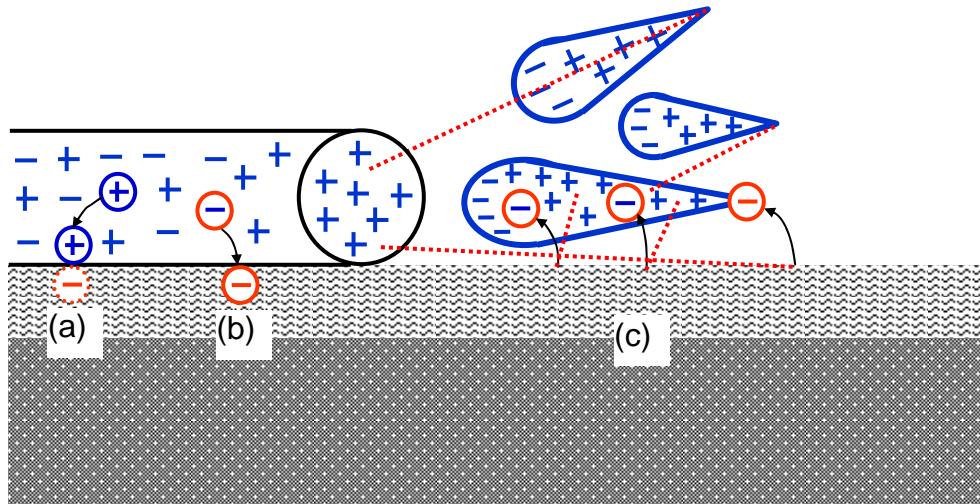


Figure 1.27 *Processus fondamentaux contribuant aux phénomènes d'ionisation et d'attachement dans la propagation d'un streamer à travers une surface diélectrique*

- (a) : ion positif capturé par les forces électrostatiques
- (b) : électron capturé à travers les pièges surfaciques
- (c) : extraction d'un photoélectron contribuant aux ionisations collisionnelles

La figure 1.28 ci-dessous présente les coefficients d'ionisation et d'attachement dans le cas de l'air et ceux modifiés par la présence d'une surface de PVC.

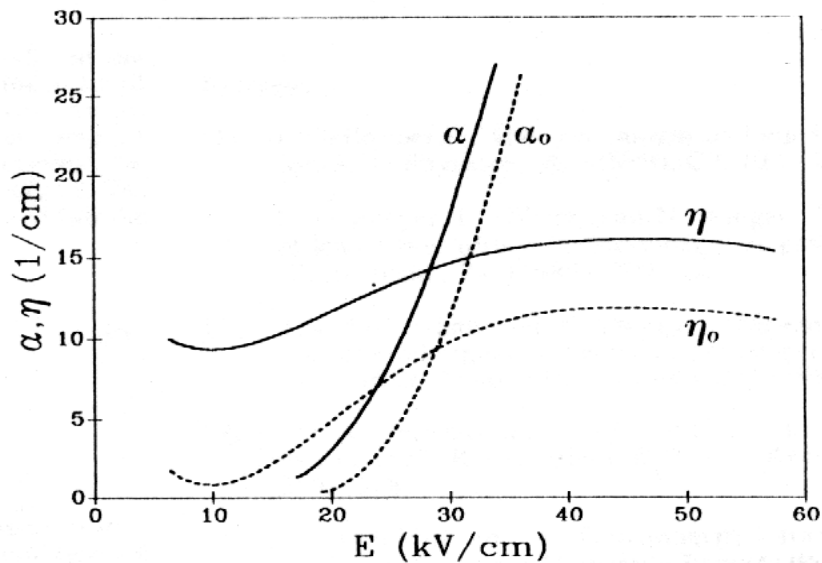


Figure 1.28 Coefficients d'ionisation et d'attachement de l'air respectivement α_0 et η_0 (traits en pointillés) et ceux favorisés par la présence d'une surface en PVC (traits continus) [84]

Comme le suggère le mécanisme présenté par la figure 1.27, on peut s'attendre à ce que l'initiation et la propagation des streamers le long d'une surface diélectrique soient contrôlées par des coefficients d'ionisation et d'attachement plus grands que ceux dans l'air. Ceci est de plus conforté par le fait que les recombinaisons des ions positifs sur des surfaces diélectriques peuvent contribuer à extraire des électrons de celles-ci ou du gaz environnant.

La plus faible énergie requise pour arracher un électron d'un solide est appelée fonction travail, ($e\phi$). Cette énergie peut se présenter sous différentes formes : thermique (phonons, kT), photonique ($h\nu$), énergie potentielle des atomes et des ions (eV^* , eV_i), énergie cinétique ($\frac{1}{2}mV^2$) etc.

4.5 Caractérisation optique des décharges glissantes

Les décharges surfaciques ont été découvertes en 1777 [115], quand Lichtenberg découvre par le fait du hasard, la formation de petites figures de poudre sur une surface chargée d'électricité (figure 1.29). Ces figures dites de Lichtenberg sont aussi appelées aussi figures de poudre. Elles ont suscité un grand intérêt chez beaucoup de physiciens, non

seulement parce que leurs formes diverses offrent l'un des plus beaux spectacles de la nature, mais aussi parce qu'elles ont initié la découverte des décharges électriques et qu'elles sont susceptibles de présenter une dimension fractale.

Pederson [116] a été le premier à avoir étudié les figures dites de Lichtenberg où des photographies ont été utilisées pour l'étude des surtensions dans les lignes de transmission isolées au gaz. Merrill et Von Hippel [117] ont proposé une interprétation physique de leur mécanisme de formation, basée sur les théories modernes des décharges dans les gaz. Puis, cette technique a été utilisée par de nombreux chercheurs pour caractériser les décharges surfaciques (ou glissantes). Plusieurs tentatives d'explication du phénomène de ces décharges ont également été proposées [118,119].

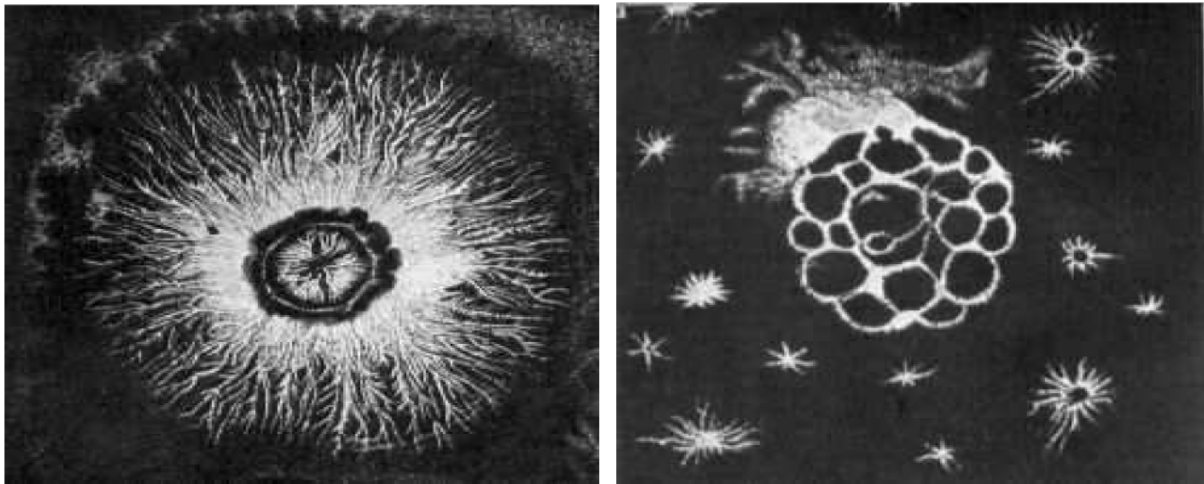


Figure 1.29 Figures originales de Lichtenberg 1777 [120]

Les techniques photographiques ont par la suite été utilisées par plusieurs auteurs pour la caractérisation des décharges [121]. L'une de ces techniques consiste à placer du papier photographique sur un isolant immergé dans un gaz ou liquide diélectrique et de développer le contenu en utilisant des techniques photographiques ordinaires après avoir soumis la structure à une décharge électrique. La technique de figures de poudre et du papier photographique sont des méthodes d'observation statiques puisqu'elles ne permettent pas d'observer l'évolution temporelle des décharges glissantes. Néanmoins, elles restent toujours d'actualité parce qu'elles procurent beaucoup d'informations utiles à la caractérisation des décharges et ont largement contribué à la compréhension de phénomènes liés aux figures de Lichtenberg.

Avec le développement des techniques de mesures notamment l'amélioration de la résolution spatiale et temporelle des systèmes optiques, l'étude des décharges surfaciques a beaucoup progressé durant ces trois dernières décennies. La technique d'ombroscopie est parmi les plus utilisées [122, 123, 124]. Elle consiste à éclairer la cellule d'essais par un faisceau lumineux puissant, de courte durée (d'environ 1Ps), pendant la propagation de la décharge. Les branches de celle-ci, qui ont un indice de réfraction différent de celui du fluide diélectrique, vont alors dévier la lumière dans toutes les directions. Une caméra vidéo placée en dehors du faisceau lumineux permet d'obtenir une image par diffraction. D'autres techniques plus ou moins récentes permettent d'observer des décharges surfaciques sur un matériau solide en présence de gaz sous pression. La figure 1.30 ci-dessous donne un exemple de décharge surfacique obtenue dans le SF₆ à 0,3 MPa sur un échantillon en verre de 2 mm d'épaisseur.

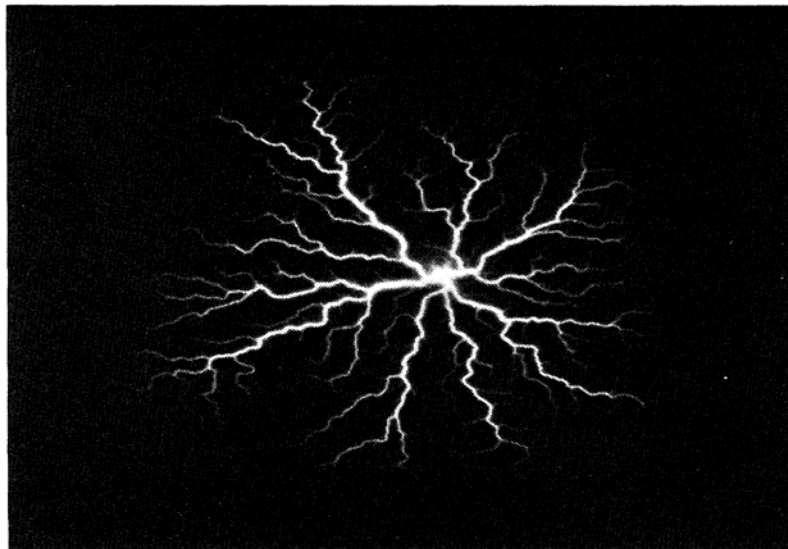


Figure 1.30 *Figure de Lichtenberg observée sur une interface verre/SF₆ pour une impulsion de tension de 30 kVx1µs sous une pression de 0,3 MPa [125]*

Le développement et la propagation de la décharge surfacique peuvent être également suivis si le phénomène lui-même émet de la lumière, ce qui est le plus souvent le cas. La luminosité du phénomène étant généralement très faible et sa vitesse très grande, on emploie un tube amplificateur de brillance couplé par fibre optique à une caméra CCD qui délivre une image permanente ou instantanée (temps d'exposition: quelques nanosecondes). On utilise également des caméras à balayage de fente (streak cameras) qui permettent de suivre en permanence le phénomène avec une très grande vitesse de balayage (1 cm/ns).

L'utilisation de cette technique facilite l'observation de l'évolution temporelle des décharges glissantes et le comportement dynamique de ses branches. Cependant, son utilisation dans le cas des décharges glissantes sur des solides opaques, pourrait avoir des limites réduisant ainsi considérablement le champ d'investigation.

4.6 Analyse fractale des décharges glissantes

Les phénomènes de claquage (ou de contournement) dans les diélectriques gazeux, solides ou liquides se manifestent le plus souvent par la propagation de décharges constituées de multiples canaux formant des arborescences de formes complexes et diverses. La foudre et les décharges surfaciques sont les exemples les plus répandus. Leur structure générale montre une grande similitude entre les différents types de décharge. Cela suggère que la formation des branches des différents types de décharges serait gouvernée par une loi universelle peu sensible aux détails physiques du phénomène. Ce type d'universalité peut largement simplifier la classification et la description du phénomène de la décharge.

Avec l'utilisation de la géométrie fractale à la fin des années 1970, terme inventé par Mandelbrot [126] pour désigner la forme des figures aléatoires et des figures auto similaires, la dimension fractale est considérée depuis, comme étant une des meilleures descriptions des figures de décharges. Les branches et les ramifications, apparemment désordonnées, peuvent être caractérisées et classées quantitativement par la géométrie fractale.

En 1982, Sawada *et al* [127] ont introduit le modèle stochastique pour décrire les structures ramifiées des décharges. Ils ont aussi analysé les propriétés fractales d'une structure aléatoire en 2 dimensions obtenue par simulation en utilisant la géométrie fractale.

Par la suite (en 1984), Niemeyer *et al* [125] ont utilisé l'approche fractale pour élaborer un modèle de maille en treillis des décharges électriques dans les gaz. Dans ce modèle, appelé aussi NPW (Niemeyer, Pietronero et Wiesmann), la probabilité de propagation des décharges est explicitement liée au champ électrique local. Weismann et Zeller [128] ont ensuite introduit plusieurs paramètres du champ électrique au modèle NPW et ont effectué des investigations sur le caractère stochastique des décharges surfaciques (2 dimensions) développant ainsi le modèle WZ (Weismann et Zeller). Depuis, de nombreux travaux de recherches ont concerné le modèle stochastique et l'analyse fractale des décharges obtenues par simulation [129,130].

4.6.1 Modèle de Sawada *et al*

Sawada *et al* [127] ont tenté de simuler le claquage diélectrique en attribuant de manière arbitraire un facteur de priorité à la tête des multiples canaux se propageant sur la surface d'un solide diélectrique. Ce facteur de priorité est défini comme le rapport entre la probabilité de propagation d'une tête et la probabilité de génération d'une branche latérale. Ce facteur de priorité joue un rôle important dans la formation de ces structures ramifiées. Le modèle de Sawada *et al* est adopté dans une simulation numérique en deux dimensions et la procédure suivie est la suivante :

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

La dimension fractale D des structures obtenues en fonction du facteur de priorité de la tête R est illustrée par la figure 1.31.

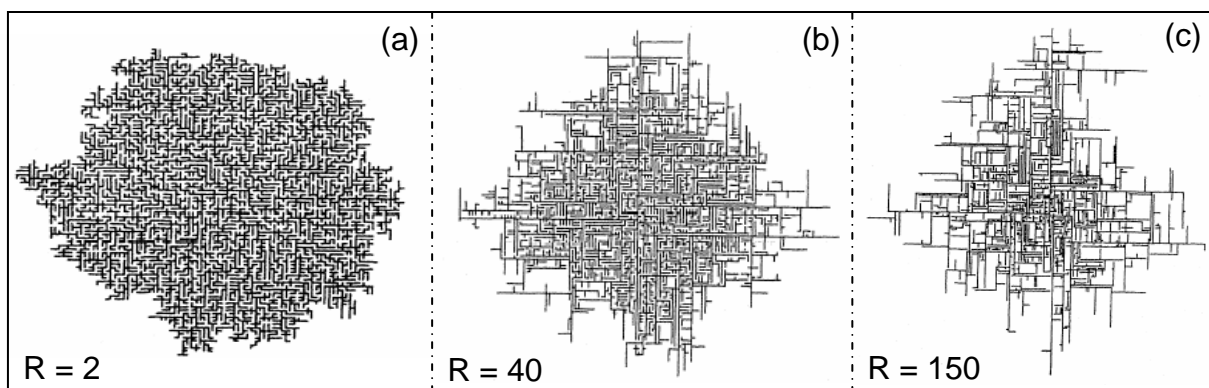


Figure 1.31 Exemples d'arborescences aléatoires obtenues par simulation numérique pour différentes valeurs de R [127]

Elle montre les résultats de simulation obtenue selon les règles précédemment décrites. La dimension D estimée par la méthode de quadrillage, dépend du facteur de priorité R , ce qui signifie que R joue un rôle important dans le processus de formation de la structure ramifiée. Cependant, ce modèle comporte un point faible. En plus de négliger l'effet du champ

électrique local qui peut en réalité être très important, les structures obtenues ne ressemblent pas aux décharges électriques obtenues expérimentalement et le sens physique du modèle n'est pas très bien soutenu.

4.6.2 Modèle de Niemeyer *et al* (NPW)

Le modèle NPW [125] de Niemeyer *et al* associe une probabilité de progression des streamers à la surface du solide diélectrique en introduisant la relation :

$$P(i, k \rightarrow i', k') = \frac{(\phi_{i',k'})^\eta}{\sum (\phi_{i',k'})^\eta} \quad (1.52)$$

où i et k sont les indices des points appartenant à la décharge électrique (c'est-à-dire au potentiel $\Phi = 1$) et i' , et k' sont les indices des points susceptibles d'être amorcés pour une branche de la décharge électrique. Le numérateur représente tous les processus de progression possibles à partir d'un point donné de la décharge. Le paramètre η tient compte de l'inhomogénéité de certains systèmes (solide, gaz, liquide, etc.). Ils considèrent que la relation entre la probabilité de progression et le champ électrique local sont mieux décrits par une fonction non linéaire [125].

La figure 1.32 donne une illustration des résultats obtenus par le modèle NPW pour des décharges radiales. Leur dimension fractale correspondante est $D = 1.75 \pm 0.02$.

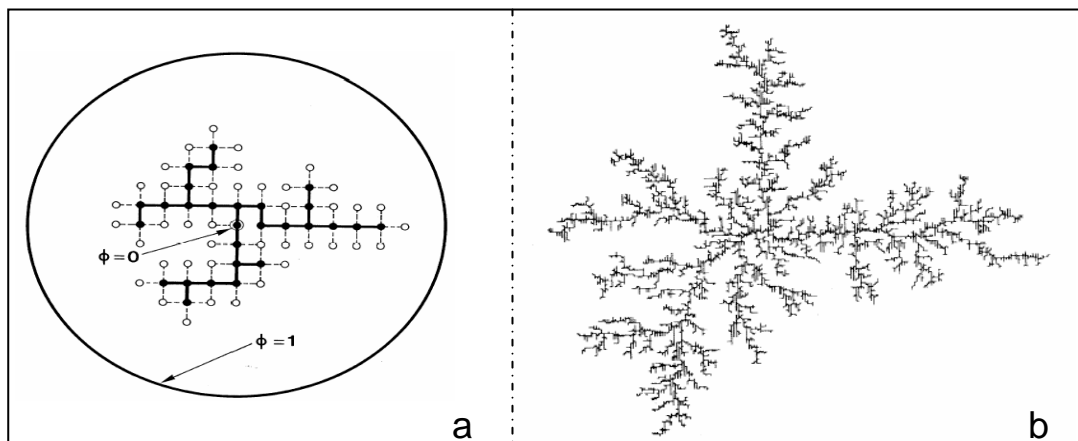


Figure 1.32 (a) Décharge surfacique en treillis obtenue par le modèle de Niemeyer ; et (b) arborescence générée par simulation numérique [125]

Dans le cas de la simulation des décharges à deux dimensions, quand $\eta = 0$, la probabilité P ne dépend pas du champ électrique local, ce qui signifie que la progression de la décharge est homogène et sa dimension fractale est $D = 2$ (équivalent à la dimension euclidienne). Dans ce cas, la décharge remplit tout l'espace dans lequel elle évolue.

4.6.3 Modèle de Vicente *et al*

A partir du modèle de Niemeyer *et al* [125], Vicente, Razzitte et Mola [131] en ont développé un autre. Dans ce modèle, le processus de propagation de la décharge électrique évolue de la manière suivante : la tête de chaque branche peut amorcer les points environnants en $(i, j \pm 1)$ ou $(i \pm 1, j)$ ainsi que les points se situant en diagonal, c'est-à-dire en $(i \pm 1, j \pm 1)$. La figure 1.33 donne une illustration des décharges simulées à l'aide de ce modèle.

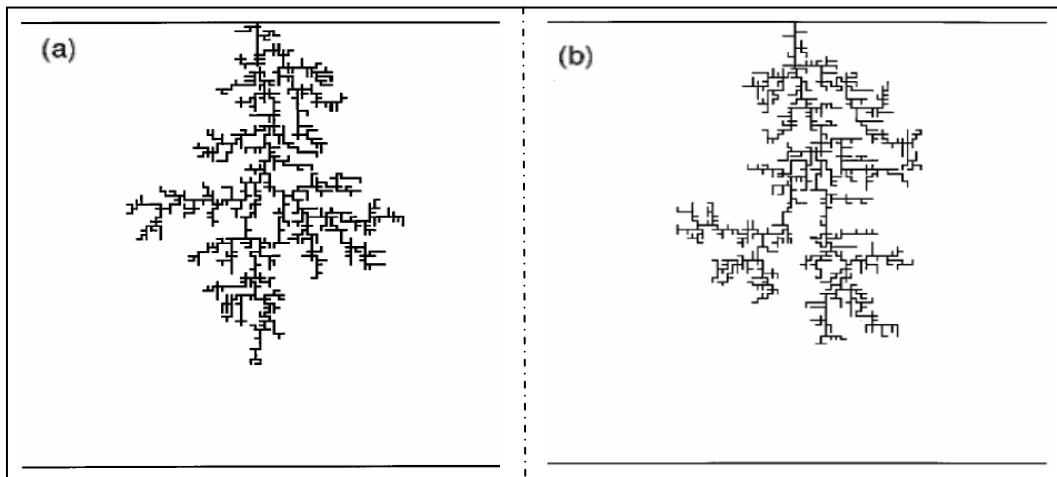


Figure 1.33 Décharges simulées avec le modèle de Vicente *et al* [131]

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

Dans nos travaux de recherche, les modèles que nous utiliserons auront la particularité de calculer la dimension fractale D des décharges radiales obtenues à partir d'images réelles de décharges issues de nos essais expérimentaux. Le principe consiste à binariser les images de décharges afin d'avoir accès aux données numériques avant de procéder à la détermination de la dimension fractale. Cette méthode a pour avantage d'obtenir une estimation plus réaliste de

D et d'être calculée à partir d'images prises lors de nos essais expérimentaux. Nous décrirons en détail cette méthode dans le chapitre 5.

5 Conclusion

Il ressort de cette analyse bibliographique que les mécanismes impliqués dans le développement des décharges se propageant aux interfaces gaz/solide (décharges glissantes) sont très complexes. Leurs caractéristiques (morphologie, longueur, courant, vitesse ...) dépendent de plusieurs paramètres. Il s'agit principalement des propriétés physiques et géométriques de l'isolateur (diélectrique solide), du type de gaz (ou mélange) et de sa pression, de la forme, de l'amplitude et de la polarité de la tension. Les phénomènes de polarisation influent également sur le comportement diélectrique de la structure isolante puisqu'ils contribuent par relaxation à l'échauffement du diélectrique solide. La distribution du champ électrique et la présence de charges surfaciques jouent également un rôle important dans les phases de propagation et de génération.

Parmi les gaz (mélanges) dits écologiques, le $c\text{-C}_4\text{F}_8$ a une rigidité supérieure à celle du SF_6 de 1,25 à 1,31 fois mais sa température de liquéfaction est très élevée. La tension de claquage du mélange $c\text{-C}_4\text{F}_8 - \text{N}_2$ augmente avec la pression de gaz et sature à partir d'une certaine valeur de cette pression, quelle que soit la polarité de la tension. Pour les gaz C_3F_8 et C_2F_6 mélangés au CO_2 et au N_2 , c'est le mélange 20% $\text{C}_3\text{F}_8 - 80\%\text{N}_2$ qui montre les meilleures performances. Il permet non seulement de diminuer de 1/10 le PEG mais aussi d'obtenir de bonnes propriétés diélectriques comparables à celles du 20% $\text{SF}_6 - 80\%\text{N}_2$ à la pression de 0,79 MPa. Le CF_3I a un PEG inférieur à 5 et une rigidité diélectrique de 1,2 fois plus grande que celle du SF_6 . Cependant, il est impossible de l'utiliser à des pressions de 5 à 6 bars à cause de sa température de liquéfaction assez élevée. L'une des méthodes pour abaisser sa température de liquéfaction est de le mélanger avec l'azote. Enfin le CF_3I et ses mélanges semblent très prometteurs pour remplacer le SF_6 .

Quant aux décharges électriques (surfaiques) aux interfaces solide/gaz, les modèles proposés permettent de décrire les décharges surfaiques par une approche fractale. Cependant, les décharges glissantes ne présentent pas toutes un aspect radial. En conséquence, elles peuvent ou non admettre une dimension fractale.

Chapitre 2

Dispositif expérimental et modes opératoires



1 Introduction

Tout matériel électrique est exposé à différents types de contraintes: électriques, mécaniques, thermiques et environnementales. Dans notre travail, nous nous intéressons plus particulièrement aux contraintes électriques. Selon l'intensité du champ électrique aux différents points (ou zones) de la structure isolante considérée, des décharges partielles peuvent prendre naissance à la surface ou dans le volume de la structure (en général dans des défauts) et conduire au contournement ou au claquage respectivement. L'issue peut être fatale pour l'installation. Aussi et malgré les progrès énormes de modélisation et les outils de simulation dont on dispose actuellement et qui ont permis de faire des économies considérables en temps et en essais expérimentaux, des validations et données expérimentales sont nécessaires avant la finalisation d'un produit (matériel).

Dans ce chapitre, nous présentons les dispositifs expérimentaux utilisés dans notre étude pour l'analyse des caractéristiques optiques et électriques des décharges se développant dans les gaz et mélanges ainsi qu'aux interfaces solide/gaz (mélange) considérés.

Deux groupes de dispositifs sont utilisés. Le premier est dédié à la mesure de la tenue diélectrique des gaz et mélanges pour les différentes formes de tension alors que le second permet la caractérisation optique et électrique des décharges surfaciques :

- ✓ Le système de mesure de la tenue diélectrique comporte la source de tension (générateur de choc de foudre, transformateur HT et génératrice à courant continu), la cellule d'essais contenant les systèmes d'électrodes et un système de régulateurs permettant de contrôler l'admission et la pression des gaz.

- ✓ Le système de caractérisation optique et électrique est constitué essentiellement d'un générateur de choc de foudre 200 kV – 2 kJ, d'une caméra CCD monochrome reliée par une interface à un moniteur (ordinateur de contrôle), d'un oscilloscope à mémoire et de la cellule d'essais reliée au système de robinets.

2 Sources de tension

Trois sources de tension sont utilisées :

- Un générateur de chocs HAEFELY série E (1MV - 50 kJ) permettant de générer des ondes de foudre 1,2/50 μ s (Annexe 6) jusqu'à 1MV et des ondes de manœuvre 250/2500 μ s (Annexe 7) jusqu'à 850 kV ainsi qu'un deuxième générateur de choc, de moindre puissance, HAEFELY série S (200 kV – 2 kJ).

- Un transformateur de marque HIPOTRONICS 200 kV - 50 Hz - 60 kVA avec diviseur de mesure associé de référence BER 1423/1212-A314, 0,01 μ F/100 pF - 200 kV.
- Une génératrice DC SPELLMAN (200 kV - 400 W - 2 mA) de polarité positive et une génératrice DC SAMES (150 kV - 225 W - 1,5 mA) de polarité négative.

3 Systèmes d'électrodes

Les systèmes d'électrodes utilisés sont les systèmes pointe - plan, sphère - plan, sphère - sphère et plan - plan. L'état de surface et les rayons de courbure des électrodes sont contrôlés ; celles-ci sont changées dès qu'une dissymétrie ou dépôt, susceptible de modifier le champ inter électrodes, est détectée.

La configuration pointe - plan (figure 2.1) est utilisée pour se placer dans les conditions de champs non uniformes. L'expression du champ axial (suivant l'axe Z de la pointe) en approximation hyperboloïde est donnée par l'expression [132] :

$$E_z = \frac{2U}{(R+z)\ln(4d/R)} \quad (2.1)$$

U représente la tension appliquée aux électrodes, d la distance inter électrodes et R le rayon de courbure de la pointe. Plus R est faible, plus le champ local à la pointe ($z = 0$) est élevé et sa distribution inhomogène. Cette inhomogénéité est caractérisée par le facteur de non uniformité β ou son inverse appelé « facteur d'utilisation du champ » et noté η ; ce dernier est défini comme étant le rapport entre le champ moyen dans l'espace inter électrodes et le champ maximal (c'est-à-dire le champ au niveau de l'électrode acérée (électrode de plus faible rayon de courbure)). Si E_{\max} est la valeur maximale du champ dans l'intervalle, le facteur d'utilisation du champ (noté η) est égal à :

$$\eta = \frac{E_{\text{moy}}}{E_{\text{max}}} = \frac{U/d}{E_{\text{max}}} = \frac{U}{E_{\text{max}} d} \quad (2.2)$$

et

$$\eta = 1/\beta$$

η est compris entre 0 et 1. Plus η est proche de 1, plus le champ sera uniforme. C'est ce vers quoi essaye de tendre l'industriel. En pratique, on est toujours très loin de la valeur maximale

de η . A titre d'exemple, dans le cas d'un poste blindé usuel à 420 kV, le facteur d'utilisation est de l'ordre de 0,5. Notons que η est aussi appelé facteur de forme de Schwaiger.

Lorsque le champ est suffisamment hétérogène, une décharge de type couronne apparaît. Par convention, on appelle situation à champ non homogène les configurations pour lesquelles, sous certaines conditions de pression, un effet couronne est susceptible d'apparaître. En revanche, les situations pour lesquelles le claquage apparaît directement, sans effet couronne, sont appelées configurations à champ quasi homogène. Ces configurations dépendent non seulement du facteur d'utilisation du champ, mais aussi de la nature du gaz isolant lui-même. Dans le SF₆, la limite entre ces deux situations correspond à un facteur de l'ordre de 0,4.

Lorsque le facteur d'utilisation du champ est suffisamment bas, le champ électrique au voisinage de l'électrode acérée est très grand. L'amplification de l'avalanche critique peut devenir très importante et, contrairement au cas d'un champ uniforme, une propagation de la décharge par un mécanisme de type streamers peut se manifester même en l'absence de surtension. La zone dans laquelle le champ électrique est élevé (et où une très forte multiplication des électrons se produit) coexiste la plupart du temps (géométries pointe - plan, fil - cylindre, etc.) avec une zone dans laquelle le champ électrique est très faible où les différentes particules chargées dérivent lentement soit vers l'électrode la plus proche, soit vers la zone de multiplication. La nature très différente des phénomènes physiques qui apparaissent dans l'une ou l'autre zone conditionne en grande partie la structure des décharges qui sont susceptibles d'apparaître.

Dans le dispositif utilisé pour l'étude de la tenue diélectrique des gaz (mélanges), le rayon de courbure de la pointe est de $10,0 \pm 0,5 \mu\text{m}$. Il faut cependant garder à l'esprit que cette valeur est susceptible de varier légèrement avec la succession des essais (usure de la pointe). La pointe est remplacée dès que son profil devient différent de celui de départ. Sa hauteur est de 18 mm.

Quant à l'électrode plane, elle a la forme d'un disque plan dont les bords sont profilés selon Rogowski. Ce disque a un diamètre de 49 mm, une épaisseur de 6 mm avec un pourtour de rayon de courbure 3 mm.

Pour ce qui est de l'électrode sphère, elle a la même hauteur que l'électrode pointe avec un rayon de 5 mm.

Dans chaque configuration, les deux électrodes en regard sont axisymétriques. La figure 2.2 illustre les différentes configurations d'électrodes utilisées dans cette étude.

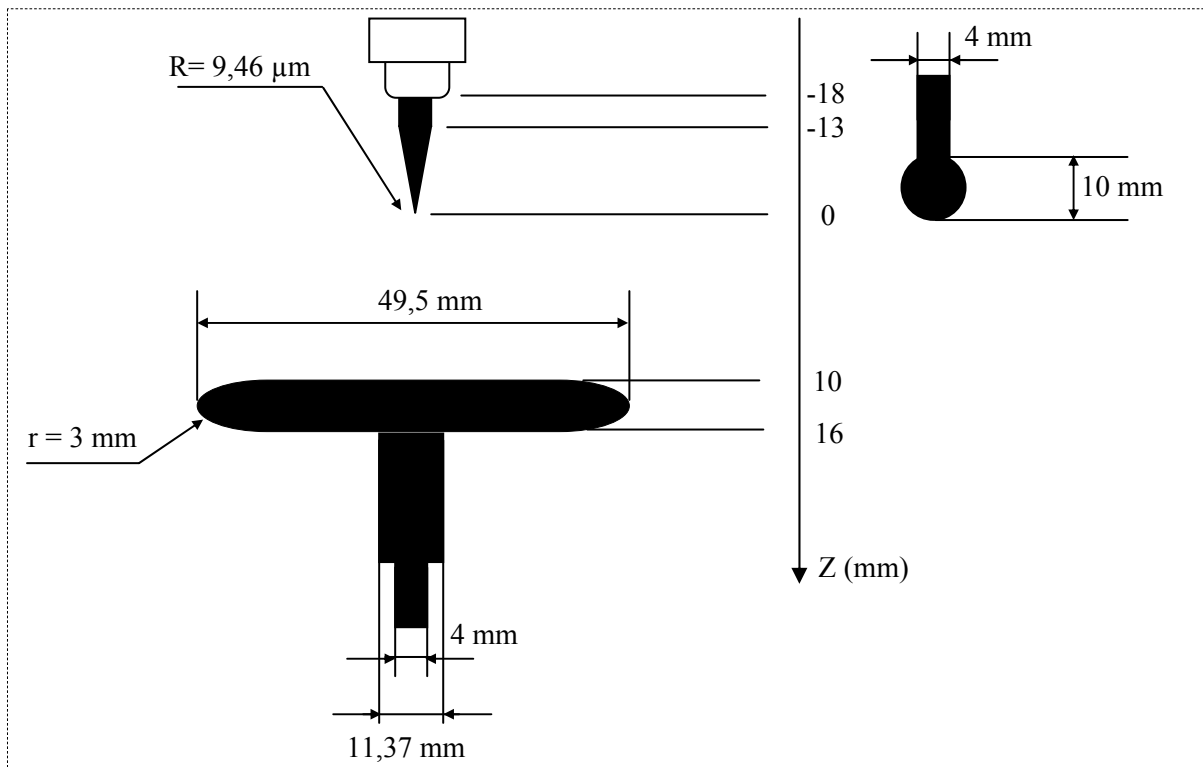


Figure 2.1 Système d'électrodes pointe - plan avec une distance inter électrode de 10 mm

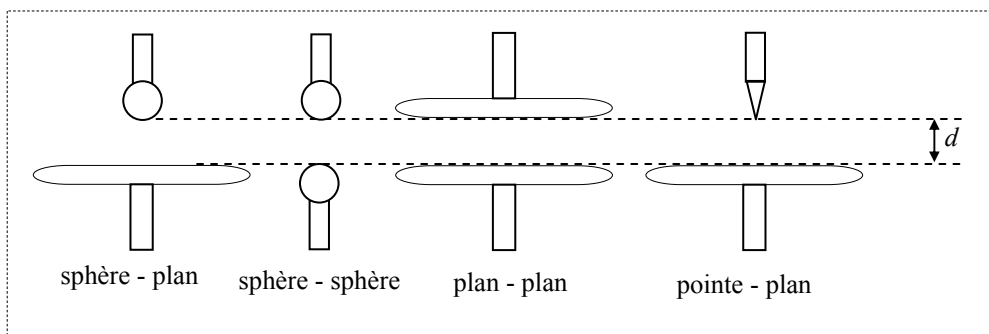


Figure 2.2 Configurations d'électrodes utilisées

Pour le calcul du champ dans un système asymétrique d'électrodes sphère – sphère (figure 2.3) de même diamètre (une des électrodes connectée à la masse) comme dans notre étude, on introduit le facteur p :

$$p = \frac{d + r}{r} \tag{2.3}$$

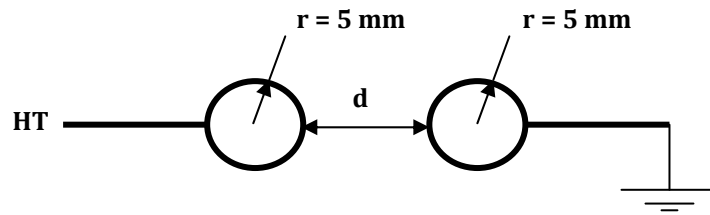


Figure 2.3 Electrode sphère - sphère

Pour les trois distances inter électrodes d utilisés dans notre étude à savoir 5, 10 et 20 mm, p vaut respectivement 2, 3 et 5. La valeur de p nous permet de déterminer sur un abaque le coefficient d'utilisation du champ pour chaque distance. Ainsi pour :

- $d = 5 \text{ mm}$, $\eta = 0,65$
- $d = 10 \text{ mm}$, $\eta = 0,42$
- $d = 20 \text{ mm}$, $\eta = 0,25$

- Dans un système d'électrodes sphère - plan (figure 2.4), le calcul se fait de la même manière que précédemment.

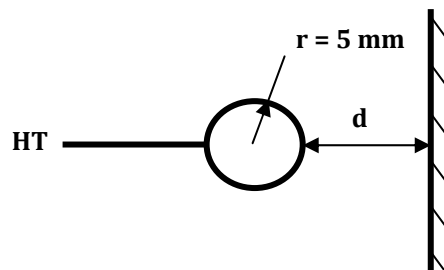


Figure 2.4 Electrode sphère - plan

Les valeurs de η étant calculées à l'aide de graphes donnant le coefficient d'utilisation du champ en fonction des valeurs de p , les résultats obtenus sont des valeurs approximatives.

Pour les configurations sphère - sphère et sphère - plan, la figure 2.5 [133] ci - dessous permet de déterminer les valeurs du facteur d'utilisation du champ à l'aide de p .

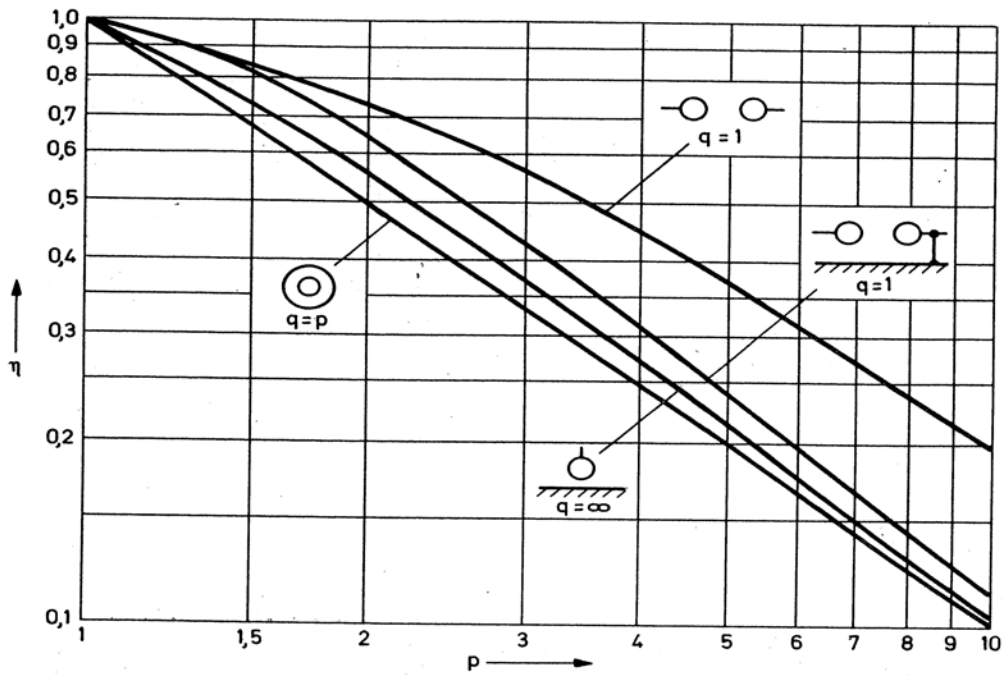


Figure 2.5 Courbes donnant le facteur d'utilisation pour différentes configurations en fonction de p et q [133]

- Dans le cas d'un système point - plan (figure 2.6), le coefficient d'utilisation en approximation hyperboloïde est calculé à partir de la relation suivante :

$$\eta = \frac{\ln(\sqrt{p} + \sqrt{p-1})}{\sqrt{p(p-1)}} \quad (2.4)$$

Figure 2.6 Electrode pointe - plan

p se calcule de la même manière que dans les autres cas. Le tableau 2.1 récapitule les valeurs du coefficient d'utilisation et de non uniformité du champ pour les différentes configurations utilisées.

sphère - sphère				sphère - plan				plan - plan				pointe - plan			
d (mm)	p	η	β	d (mm)	p	η	β	d (mm)	p	η	β	d (mm)	p	η	β
5	2	0.65	1.54	5	2	0.55	1.82	5	-	1	1	5	530	0.00723	138.31
10	3	0.42	2.38	10	3	0.37	2.70	10	-			10	1058	0.00394	253.8
20	5	0.25	4	20	5	0.22	4.55	20	-			20	2115	0.00214	467.29

Tableau 2.1 Coefficient d'uniformité et de non uniformité du champ pour différentes configurations d'électrodes

4 Gaz utilisés

4.1 Azote (N₂)

Le tableau 2.2 (*Encyclopédie des gaz de AIR LIQUIDE pages 1019 à 1051*) donne les principales propriétés de l'azote gazeux que nous avons utilisé.

- N₂ ALPHAGAZ-1
- Emballage B 50
- Pression à 15 °C : 200 bars
- Charge : 9,4 m³
- Masse molaire (g/mole) : 28,0134
- Masse volumique à 15 °C et 1,013 bar abs. (Kg/m³) : 1,185
- Densité par rapport à l'air : 0,97

Equivalent gaz / liquide (1 gaz/1 liquide) : 691

Gaz	Impuretés (ppm mole)							Pureté (%)	Approvisionnement		
	H ₂ O	O ₂	CnHn	CO	H ₂	N ₂	Autres		Type	Pression (bar)	Quantité (m ³)
Gamme internationale											
APHAGAZ 1 Spécifications produits	3	2	0,5					> 99,999	B 11 B 50 PC	200 200 200	2,1 9,4 85

Tableau 2.2 Propriétés de l'azote gazeux

D'autres propriétés de l'azote sont données en annexe (cf. A1) [134] :

4.2 Dioxyde de carbone (CO₂)

Les propriétés du CO₂ sont données dans le tableau 2.3 (*Encyclopédie des gaz de AIR LIQUIDE pages 333 à 368*)

- CO₂ N 45

- Emballage B50
- Pression à 15 °C : 49,5 bars
- Charge : 20 m³
- Masse molaire (g/mole) : 44,01
- Masse volumique à 15 °C et 1,013 bar abs. (Kg/m³) : 1,87
- Densité par rapport à l'air : 1,52

Gaz	Impuretés (ppm mole)							Pureté (%)	Approvisionnement		
	H ₂ O	O ₂	CnHn	CO	H ₂	N ₂	Autres		Type	Pression (bar)	Quantité (m ³ et kg)
Spécifications produits											
CO₂ N 45	7	10	5	2	1	25		> 99,995	B 50	49,5	20 et 37

Tableau 2.3 Propriétés du dioxyde de carbone gazeux

Des propriétés supplémentaires du CO₂ sont également énumérées en annexe (cf. A2) [134] :

4.3 Hexafluorure de soufre (SF₆)

Les propriétés du SF₆ sont illustrées par le tableau 2.4 (*Encyclopédie des gaz de AIR LIQUIDE* pages 861 à 866)

- SF₆ N 30
- Emballage B 50
- Pression à 15 °C : 17,5 bars
- Charge 8 m³
- Masse molaire (g/mole) : 146,05
- Masse volumique à 15 °C et 1,013 bar abs. (Kg/m³) : 6,27
- Densité par rapport à l'air : 5

Gaz	Impuretés (ppm mole)								Pureté (%)	Approvisionnement		
	H ₂ O	O ₂	N ₂	CF ₄	CO	CO ₂	Huiles	Autres		Type	Pression (bar)	Quantité (m ³ et kg)
Spécifications produits												
SF₆ N 30	15			500			10		> 99,9	B 50	17,5	8 et 50
	O₂ + N₂ < 500 Acidité (HF) < 0,3 Fluorure (HF) hydrolysable < 1 Toxicité : conforme aux specs IEC standard 316A											

Tableau 2.4 Propriétés de l'hexafluorure de soufre

Quelques propriétés supplémentaires du SF₆ sont données en annexe (cf. A 3) [134] :

Des mélanges de ces trois gaz (SF_6 , CO_2 et N_2) ont été également étudiés. Pour réaliser ces mélanges, nous avons utilisé des lois thermodynamiques basées sur les pressions partielles des gaz.

5 Technique de réalisation des mélanges

Du point de vue thermodynamique, les gaz traités ne sont pas des gaz parfaits surtout aux pressions élevées. La constitution du mélange doit donc prendre en compte cette caractéristique et ne saurait se baser sur la seule considération des pressions partielles. Parmi les méthodes de réalisation des mélanges, notre choix s'est porté sur celle de Dalton qui prend en compte le coefficient de compressibilité Z des gaz réels [135].

D'après la loi de Dalton, dans un mélange gazeux, chaque gaz se comporte comme s'il occupait seul tout le volume. La pression totale d'un mélange gazeux est égale à la somme des pressions partielles de ses composants. Le principe de cette loi stipule qu'un gaz occupe toujours tout le volume offert. Si ce volume augmente, sa pression diminue (Loi de Mariotte). Placé dans un volume donné, chaque gaz aura une pression proportionnelle à la quantité présente. Si l'on mélange plusieurs gaz dans un même volume, on dit de chaque gaz qu'il est un composant du mélange et l'on qualifie sa pression de pression partielle (P_i) par rapport à la pression totale (P_t) du mélange :

$$P_t(\text{mélange}) = \text{Somme des } P_i \text{ des composants}$$

La pression partielle d'un gaz composant un mélange est proportionnelle à la quantité de gaz présente dans le mélange. L'air, par exemple, est composé à environ 80 % d'azote (N_2) et 20 % d'oxygène (O_2). Lorsque l'air est comprimé à la pression totale de 0,5 MPa, la pression partielle du N_2 sera de $0,5 \cdot 80\%$ soit 0,4 MPa et celle du O_2 de $0,5 \cdot 20\%$ soit 0,1 MPa.

Le tableau 2.5 ci - dessous traite les cas de figure d'un mélange $\text{SF}_6 - \text{N}_2$ et $\text{SF}_6 - \text{CO}_2$ contenant 10 % de SF_6 avec une pression totale de 0,3 et 0,4 MPa. Les coefficients de compressibilité des gaz Z_i , qui sont fonction de la pression (p_i) et de la température (T), sont tirés de l'encyclopédie des gaz [134]. Pour des gaz parfaits, on aurait $p_i(\text{SF}_6) = 0,03$ MPa et $p_i(\text{CO}_2) = 0,27$ MPa dans le cas du mélange $\text{SF}_6 - \text{CO}_2$ à $P_t = 0,3$ MPa. Le calcul donne, pour des gaz réels (non parfaits) : $p_i(\text{SF}_6) = 0,297$ bar et $p_i(\text{CO}_2) = 0,2703$ MPa. Pour les pourcentages et les pressions traités, l'application de cette méthode montre que les gaz utilisés (SF_6 , N_2 et CO_2) peuvent être considérés comme quasiment parfaits. Cependant, la précision

(1/1000 bar) des manomètres (capteur de pression) utilisés nous permet de respecter les valeurs obtenues par cette méthode.

		Pression totale (pt) : 3 bars			
N°	Itération	SF ₆		CO ₂	
1	Titre.....t _i	0,10 (10%)		0,90 (90%)	
	Pression partielle.....P _i (bars)	0,1*3 = 0,3		0,9*3 = 2,7	
	Coef. de comp. (1,013 bar, 15°C).....Z _i	0,982		0,994	
	Z du mélange.....Z _m = $\sum Z_i.t_i$	(0,982*0,1) + (0,994*0,9) = 0,9928			
2	p _i = t _i .p _t . (Z _i /Z _m)	0,297		2,703	
	Z _i	0,982		0,994	
	Z _m	0,9928			
<i>La convergence est obtenue après ces deux itérations avec p_i invariable</i>					
Pressions partielles pour d'autres titres					
	SF ₆ - 0,05 (05%) – 0,95 (95%) - N ₂	0,15	0,148	2,85	2,853
	0,10 (10%) – 0,90 (90%)	0,3	0,297	2,7	2,703
	0,15 (15%) – 0,85 (85%)	0,45	0,445	2,55	2,553
	0,20 (20%) – 0,80 (80%)	0,6	0,593	2,4	2,403
		Pression totale (pt) : 4 bars			
N°	Itération	SF ₆		N ₂	
1	Titre.....t _i	0,10 (10%)		0,90 (90%)	
	Pression partielle.....P _i (bars)	0,1*4 = 0,4		0,9*4 = 3,6	
	Coef. de comp. (1,013 bar, 15°C).....Z _i	0,982		0,996	
	Z du mélange.....Z _m = $\sum Z_i.t_i$	(0,982*0,1) + (0,996*0,9) = 0,995			
2	p _i = t _i .p _t . (Z _i /Z _m)	0,3944		3,603	
	Z _i	0,982		0,996	
	Z _m	0,995			
<i>La convergence est obtenue après ces deux itérations avec p_i invariable</i>					
Pressions partielles pour d'autres titres					
	SF ₆ - 0,05 (05%) – 0,95 (95%) - N ₂	0,2	0,1973	3,8	3,804
	0,10 (10%) – 0,90 (90%)	0,4	0,3944	3,6	3,603
	0,15 (15%) – 0,85 (85%)	0,6	0,5922	3,4	3,403
	0,20 (20%) – 0,80 (80%)	0,8	0,7895	3,2	3,203

Tableau 2.5 Calculs des pressions partielles selon la méthode de Dalton pour un mélange SF₆ - N₂ et SF₆ - CO₂ à la pression totale de 3 et 4 bars

L'admission des gaz dans l'enceinte commence par l'azote ou le CO₂ selon qu'il s'agisse d'un mélange SF₆ - N₂ ou SF₆ - CO₂ jusqu'à une pression P₁ d'environ 0,1 MPa. Le SF₆ est ensuite ajouté jusqu'à une pression totale intermédiaire P₂ = P₁ + p_i(SF₆) et enfin, l'enceinte est remplie avec de l'azote jusqu'à la pression totale finale. La procédure d'essai reste identique à celle des premiers essais. Ce remplissage final se fait d'abord à grand débit afin d'accélérer la mixture des gaz, puis très lentement. Par ailleurs, il est à noter que le temps de stabilisation observé avant les essais est un peu plus long que lors des essais avec les gaz purs. L'admission du gaz se faisant par le bas de la cellule, on peut supposer que la mixture est presque immédiate. Toutefois, comme avec les gaz purs, nous avons noté qu'une pause de quelques minutes (4 à 8 mn) après le remplissage était souhaitable afin d'éviter un claquage prématuré lors de l'application de la tension. Des temps homogénéisation du mélange de plusieurs heures n'ont pas montré une influence notable.

6 Mesure de la tenue diélectrique

La tenue diélectrique est mesurée pour les trois formes de tension (DC, AC et impulsionnelle) en utilisant différentes configurations d'électrodes et différents gaz et mélanges (SF₆, N₂, CO₂, SF₆-N₂ et SF₆-CO₂). Les tests en tension continue et impulsionnelle ont été effectués en polarité négative et positive.

Sous tension alternative et continue, les essais sont exécutés quasiment de la même manière en vidant et en remplissant au préalable la cellule avec le gaz (ou mélange) à tester à la pression atmosphérique (rinçage) ; le gaz est ensuite introduit dans la cellule à la pression désirée avant d'augmenter progressivement la tension par paliers (le temps de maintien sur chaque tension est d'environ 1 minute) à l'aide d'un curseur à la vitesse réglable de 0.5 kV/s ± 20% jusqu'à la disruption du milieu diélectrique sous test selon la norme ASTM-D-2477-2005 (American Standards for Testing and materials).

Pour les essais en tension impulsionnelle (1,2±30%/50±20% μs), les chocs sont appliqués au gaz sous pression par paliers (nombre de paliers ≥ 4). Le nombre de chocs sur chaque palier est au moins de 10 jusqu'à obtenir la tension de rupture (claquage) selon la norme CEI-60-1-1989 et CEI-60660-1999 (Commission Electrotechnique Internationale) ; celle-ci (tension) est visualisée à l'aide d'un écran afficheur connecté à la sortie du pont diviseur 1440 pF/1000kV. Un oscilloscope est également utilisé pour relever ces tensions de claquage et vérifier la concordance des résultats avec ceux de l'écran afficheur.

Avant chaque série d'essais nous effectuons le vide dans la cellule au moyen d'une pompe à vide dont la pression maximale est de l'ordre de 10 millibars et procédons au rinçage complet selon ASTM-D-2477-2005 (remplissage suivi de la vidange avec le gaz à tester) de l'enceinte d'essais. Les pressions dans la cellule sont imposées par pas de 0,05 MPa. La cellule est entièrement démontée et nettoyée au bout d'un certain nombre de séries et les électrodes traitées (nettoyage et affutage de la pointe si nécessaire). Durant toute l'étude, un détecteur de gaz halogène nous permet de prévenir et/ou remédier aux éventuelles fuites. Le contrôle de la pression d'admission/vidange est assuré par un système de robinets, équipé d'un manomètre, relié aux bouteilles de gaz à l'aide de tuyaux en polyuréthane. La figure 2.7 donne le schéma simplifié du dispositif expérimental.

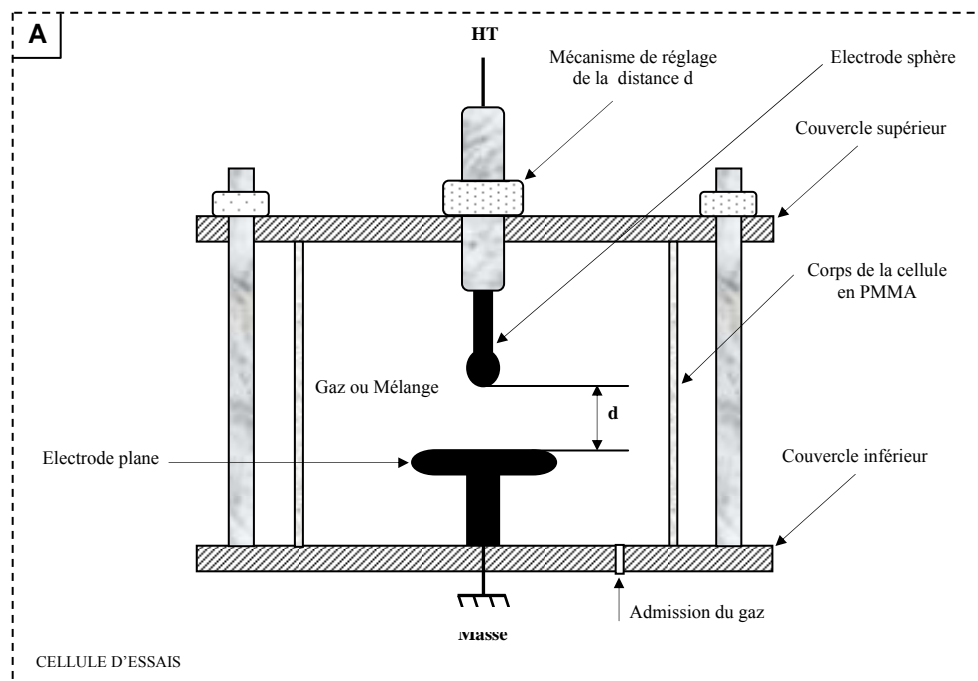


Figure 2.7.a Cellule d'essais

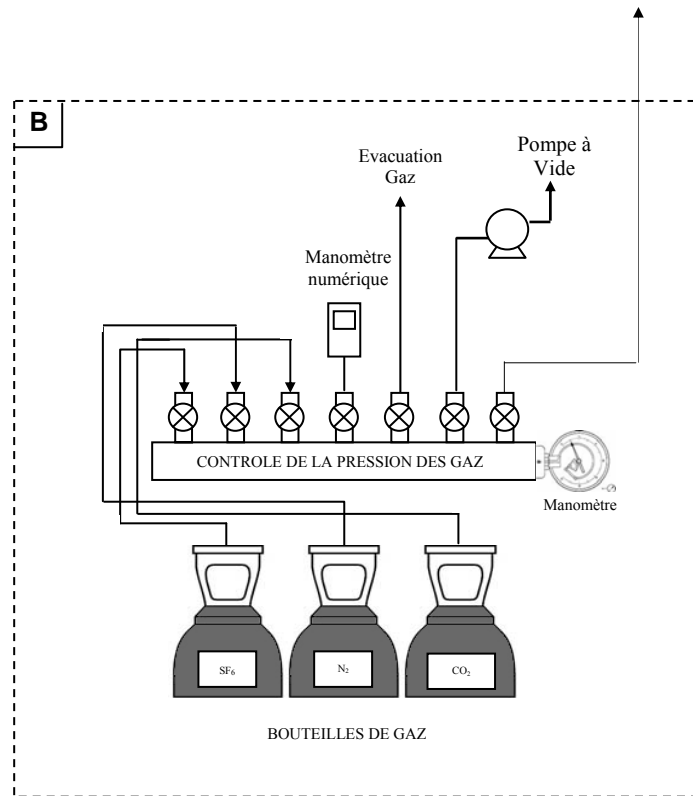


Figure 2.7.b Système de régulateurs permettant de gérer la pression des gaz

Notons que chaque point de claquage obtenu sous les trois formes de tensions est la moyenne d'au moins cinq séries d'essais afin de s'assurer de leur reproductibilité.

7 Système de caractérisation optique et électrique

L'installation expérimentale réalisée pour l'étude est représentée sur les figures 2.8 et 2.9. La cellule d'essais, contenant la structure isolante considérée (gaz/solide) et le système d'électrodes pointe - plan, est constituée d'un corps cylindrique de 90 millimètres de haut, 110 millimètres de diamètre intérieur et de deux couvercles circulaires. Le couvercle supérieur est en matériau transparent PMMA (poly méthacrylate de méthyle ou plexiglas) permettant de visualiser les décharges et de soutenir l'électrode pointe. Le couvercle inférieur, constituant également l'électrode plane, est un disque plan circulaire en laiton de 250 millimètres de diamètre et de 15 millimètres d'épaisseur. L'électrode pointe, dont le rayon de courbure est de 10 μm , a été réalisée dans du tungstène thorié à 2%.

Les échantillons solides (verre, différentes nuances de PTFE (Alumine de cobalt, sulfure de molybdène, oxyde de silicium et du fluorure de calcium) et la résine Epoxy avec peau de moulage) insérés entre les électrodes, en présence des gaz et mélanges indiqués plus

haut, sont des disques plans de 2, 4, et 6 millimètres d'épaisseur. Leurs diamètres varient de 50 à 100 millimètres. Un système de régulateurs (robinets) identique à celui de la précédente installation (figure 2.8.b) permet de remplir la cellule d'essais et gérer la pression des gaz (ou mélanges).

L'utilisation du tungstène (point de fusion : 3460 °C) pour la pointe permet d'effectuer un très grand nombre d'essais sans trop éroder la tête de la pointe et d'avoir un champ local de génération de décharges relativement constant. L'observation optique des décharges est basée sur l'intégration des images capturées à l'aide d'une caméra CCD monochrome reliée à une carte d'acquisition vidéo haute performance pilotée par un logiciel MATROX Inspector 4. La camera CCD monochrome de type « SONY XC-RH58 » de résolution élevée SVGA (767x580 Pixels) dont la capture d'images, contrôlée par ordinateur, a une vitesse de 50 images/seconde. Elle permet d'enregistrer 900 images avant l'arrêt.

La tension est appliquée pendant l'enregistrement des images. Grâce à la camera CCD et à la carte vidéo (Météore-II/multicanal) à laquelle elle est reliée, nous obtenons l'image de la décharge dans son extension maximale. Un oscilloscope à mémoire (2 canaux) de haute résolution temporelle Type Tectronix DSA 601 A – 1 GSa/s (Digitizing Signal Analyser) permet de mesurer les courants associés aux décharges à travers une résistance non inductive de $50 \Omega \pm 5\%$ connectée en série avec la cellule. La charge électrique est obtenue par intégration du courant. Les gaz considérés sont le SF₆, N₂ et CO₂ et leurs mélanges (SF₆-CO₂ et SF₆-N₂). Les différents taux de mélange sont calculés suivant la loi des pressions partielles de Dalton à la température de 15 - 20 °C de la même manière que précédemment. La source de tension utilisée est le générateur de choc de foudre (type Marx) 200 kV – 1,2±30%/50±20% µs cité plus haut. Les essais sont également réalisés selon la norme CEI-60-1-1989 et CEI-60660-1999.

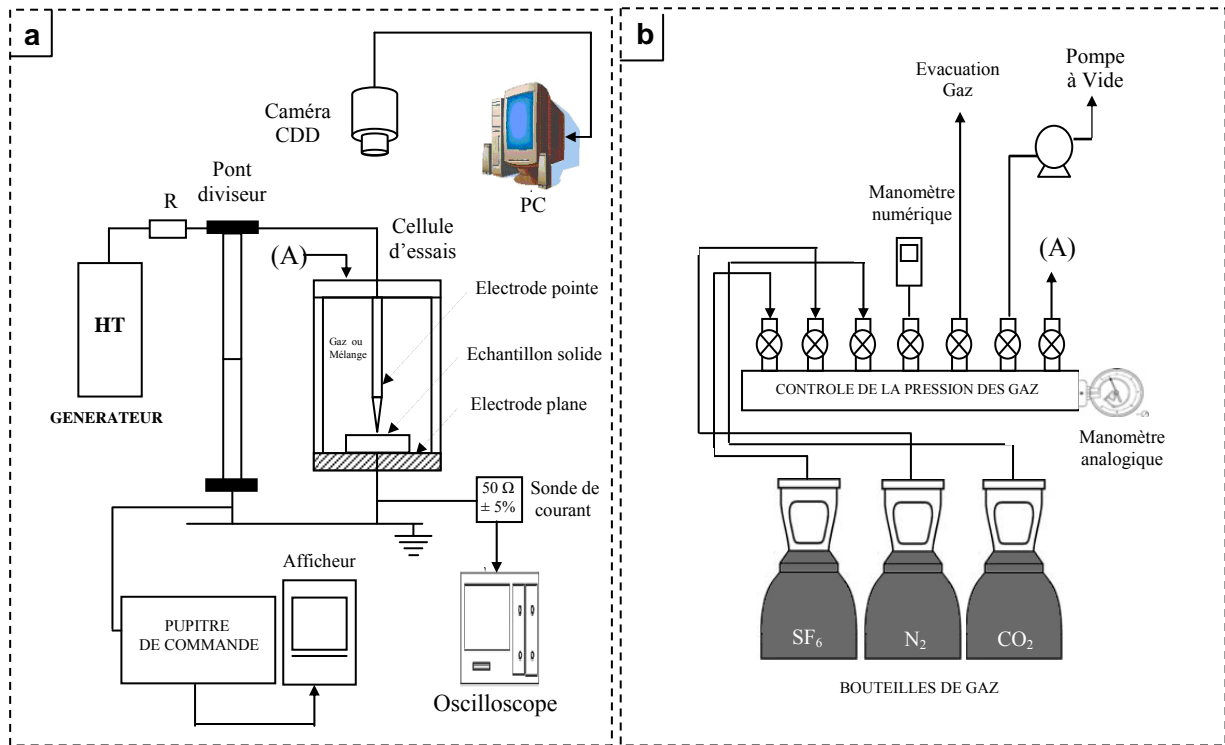


Figure 2.8 Schéma de l'ensemble du dispositif expérimental

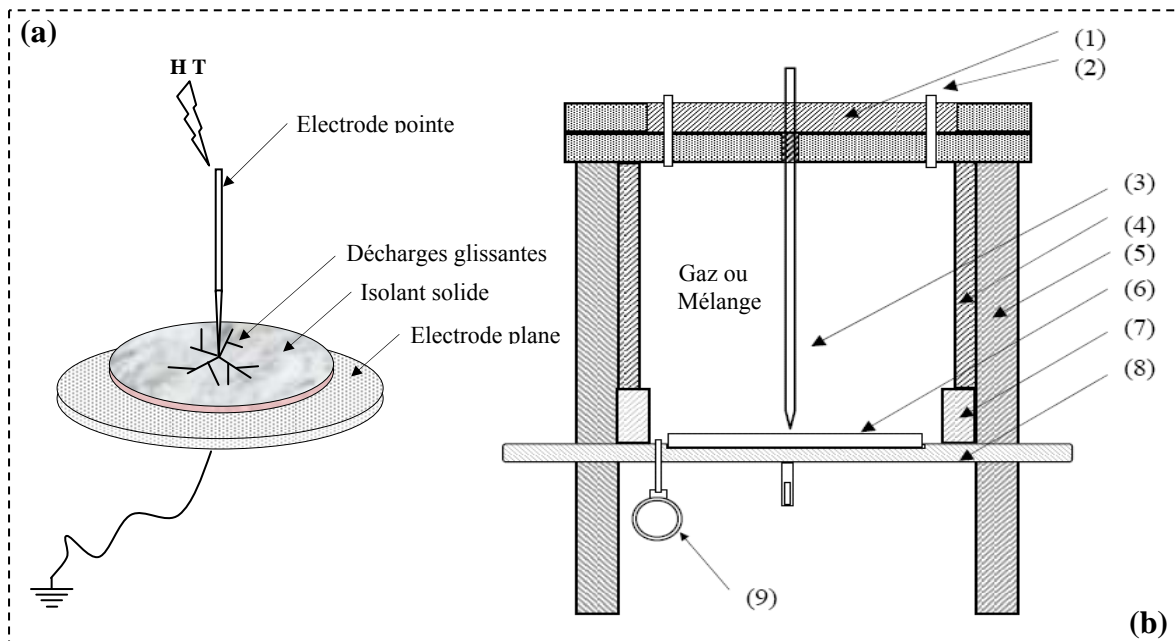


Figure 2.9 Schéma détaillé de la cellule d'essais avec la structure isolante

- | | | |
|--------------------------------------|-------------------------------|-------------------------------------|
| 1. Couvercle transparent (plexiglas) | 4. Corps cylindrique (Téflon) | 7. Cylindre transparent (plexiglas) |
| 2. Admission gaz/mélange | 5. Tige en PVC | 8. Electrode plane (laiton) |
| 3. Electrode pointe | 6. Echantillon solide | 9. Manomètre |

Avant le début de chaque série, on effectue un vide complet dans la cellule (cf. ASTM-D-2477-2005) à l'aide d'une pompe à vide dont la capacité maximale est de l'ordre de 10 mbar. Les essais sont exécutés en imposant des pressions dans la cellule par pas de 0,5 ou 1 bar. La valeur crête de l'impulsion de tension est préalablement réglée à une valeur désirée (cf. CEI-60-1-1989 et CEI-60660-1999) avant d'être appliquée à la structure isolante sous pression de manière quasi simultanée avec le déclenchement de l'enregistrement de la décharge à l'aide de la caméra. Pour chaque palier de pression et de tension appliquée, l'évolution de la propagation de la décharge ainsi que les courants associés sont mesurés respectivement au moyen du logiciel de contrôle de la carte d'acquisition et de l'oscilloscope à mémoire. Un écran afficheur connecté à la sortie du pont diviseur à travers le pupitre de commande permet de visualiser la tension appliquée. Chaque fois que l'on change d'interface, on effectue un rinçage complet (remplissage suivi de la vidange avec le gaz/solide à tester) de l'enceinte d'essais. La cellule est entièrement démontée et nettoyée après chaque série d'essais. Il en est de même si pendant une série d'essais des traces de décharges sont observées à la surface de l'isolant ou lorsque les décharges ont tendance à suivre des trajectoires semblables. Les électrodes (surtout la pointe) sont également contrôlées et traitées si cela s'avère nécessaire. La distance entre l'électrode pointe et l'isolant solide est d'environ 1 mm (presque au contact) pour éviter le phénomène du point triple et par conséquent la destruction du matériau solide. Le contrôle de la pression d'admission / vidange est assuré par le système de robinets, équipé de deux manomètres (l'un analogique et l'autre numérique), relié aux bouteilles de gaz, à la cellule d'essais et à la pompe à vide à l'aide de tuyaux résistant à des pressions élevées.

8 Diélectriques solides utilisés

Les caractéristiques des solides isolants utilisés sont données dans le tableau 2.6. Ces matériaux ont, pour la plupart, été choisis pour leurs bonnes propriétés diélectriques. Parmi ceux-ci, le Téflon et la résine Epoxy sont très utilisés pour la fabrication de certaines pièces des disjoncteurs à haute tension.

Matériaux isolants	Constante diélectrique (ϵ_r)	Rigidité diélectrique (kV/mm)
Verre	5 - 7	10
PTFE (Téflon)	2,1	17
Résine Epoxy	3,4 - 3,7	15 - 22
Gaz	1	--

Tableau 2. 6 Propriétés diélectriques des matériaux 50Hz – 100 MHz dans les CNTP

8.1 PTFE (Téflon)

Le Téflon, découvert par Roy J. Plunkett (1910 - 1994), est une marque déposée de Dupont (E.I. du Pont de Nemours et compagnie), une entreprise américaine fondée en 1802 dans le Delaware par Eleuthère Irénée du Pont de Nemours. Le Téflon est le nom commercial du PTFE (Polytétrafluoroéthylène). C'est un polymère fluoré doux, facilement déformable, semi - cristallin, semi - opaque et blanc. Cet aspect peut changer en fonction de la charge introduite. Son allongement est facile et sa résistance aux contraintes et aux radiations est faible. Il présente une remarquable résistance à la plupart des produits chimiques, un coefficient de friction très bas et reste stable à température relativement élevée (327 °C). Ces propriétés inhabituelles lui confèrent une grande qualité pour des applications multiples.

Dans l'industrie, il est utilisé dans les roulements, les joints, l'isolation électrique à haute tension et à hautes températures, les revêtements et garnitures non adhésives pour les cuves, etc. Dans la vie courante, il constitue le revêtement de certains ustensiles de cuisine et s'utilise également sous forme de ruban afin d'assurer l'étanchéité de montages filetés.

En électricité et en électronique, particulièrement dans le domaine micro - onde, le Téflon est utilisé comme substrat. Il possède en effet un angle de perte très faible et un fort point de claquage. Malheureusement, sa rigidité mécanique n'est pas très bonne (matériau souple). Pour compenser ce défaut, les fabricants de substrats, noient souvent une ou deux épaisseurs de fibre de verre à l'intérieur du substrat, ce qui rigidifie la plaque sans trop altérer ses performances diélectriques. Son angle de perte très faible fait de lui un isolant de choix

dans les câbles HF haute performance. Sa rigidité diélectrique élevée en fait un élément de choix dans la réalisation de pièces isolantes dans de nombreux domaines de l'électricité, comme par exemple le fil de câblage haute tension ou les buses de disjoncteurs haute tension. La préparation du Téflon s'effectue par une méthode de frittage par poudre car il ne peut pas être transformé par fusion. Le frittage est un traitement métallurgique permettant d'assembler des matériaux (en poudre) par chauffage et compression de manière à leur conférer de bonnes qualités de rigidité et homogénéité).

Dans notre étude, nous considérerons des échantillons de PTFE avec différents types de charges (Alumine de cobalt, sulfure de molybdène, oxyde de silicium et du fluorure de calcium) que nous appellerons A, B, C, D, E, F et G.

8.2 Résine Epoxy

La résine époxy (ou époxyde, ou encore éthoxyde) a été découverte peu avant la deuxième guerre mondiale par un dentiste suisse qui a vendu son brevet à la firme bâloise Ciba. Le mot Époxy est une abréviation de Époxyde. L'époxyde (de la famille des matériaux composites) est un groupement chimique, comprenant un atome d'oxygène relié à deux atomes de carbone en formant un pont, qui donne son nom à des molécules ou monomères époxydes puis par extension aux polymères polyépoxydes. Ces derniers sont couramment utilisés comme colle ou peinture. La résine époxy peut contenir des charges minérales (silice, talc, ardoise, mica, kaolin, graphite, fibres de verre, charges métalliques, baryte et, dans certains cas, farine de bois) allant jusqu'à 200% de son poids.

Elle trouve son application dans beaucoup de domaines comme l'industrie électrique, alimentaire et la construction grâce à ses bonnes propriétés de solidité, d'élasticité, d'adhésivité, de résistance aux contraintes chimiques et mécaniques et leur qualité d'isolant électrique. Elle est aussi employée pour réaliser des circuits imprimés en électronique. Les résines utilisées dans les applications électriques (cônes GIS par exemple) sont en général durcies sous l'action de polyanhydrides en présence de catalyseurs spéciaux qui sont généralement des amines tertiaires ou des aminophénols.

9 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les différentes installations et équipements utilisés dans nos investigations expérimentales ainsi que les modes opératoires pour la mesure de

tenue des gaz et mélanges, et la détermination des paramètres d'apparition et de propagation des décharges à l'interface gaz/solide. Le système d'enregistrement des phénomènes d'apparition et de propagation de la décharge constitue un des éléments essentiels des équipements utilisés.

Il apparaît que le processus d'enregistrement d'images de qualité requiert un grand soin dans la mise en opération des équipements. Les tests dans le cas d'une interface gaz/solide n'étant régis jusqu'ici que par très peu de normes (standards), nous nous baserons sur la même approche expérimentale utilisée dans le cas des barrières diélectriques en présence d'un gaz d'une manière générale.

Les paramètres qui seront étudiés dans le cas des gaz et mélanges sont la tension d'apparition des streamers dans les deux polarités, la tension de claquage ainsi que le champ appliqué correspondant. Pour la caractérisation des décharges surfaciques (ou électriques), nous étudierons la morphologie des décharges, leurs longueur finale L_f et leur vitesse de propagation ainsi que le courant et la charge électrique associés en fonction du type d'interface, c'est-à-dire des propriétés physiques et géométriques de l'isolateur (solide diélectrique), du type et de la pression des gaz/mélanges. Une modélisation par éléments finis utilisant l'outil de calcul Flux2D/3D sera également effectué afin d'apprécier l'effet de variation de la permittivité des matériaux sur le champ et les seuils d'apparition des décharges.

Chapitre 3

Caractérisation diélectrique des
gaz et mélanges sous différentes
formes de tensions

1 Introduction

Les isolants gazeux jouent un rôle fondamental dans les systèmes électriques haute et moyenne tensions. Le plus utilisé de tous les temps est l'air. Mais vu les niveaux de tension de plus en plus élevés et les exigences au niveau encombrement tendant à réduire les dimensions des équipements électriques, d'autres gaz et plus particulièrement l'hexafluorure de soufre (SF_6) ont fait leur apparition au niveau industriel, il y a plus d'une trentaine d'années. A 0,1 MPa, la tenue diélectrique du SF_6 est pratiquement le triple de celle de l'air, ce qui permet de réduire considérablement les dimensions de l'appareillage. Par conséquent, la caractérisation expérimentale de ces gaz et leur comportement selon les conditions expérimentales (densité, géométrie des électrodes, tension ...) et leur application sont d'une importance capitale.

Dans ce chapitre, nous présentons et analysons les résultats expérimentaux de mesure de tenue diélectrique des gaz et mélanges pour différentes configurations d'électrodes. Les gaz et mélanges considérés sont le SF_6 , N_2 , CO_2 et mélanges $\text{SF}_6 - \text{N}_2$ et $\text{SF}_6 - \text{CO}_2$. L'influence de divers paramètres sur le comportement de ces gaz (mélanges) sera également abordée.

2 Tenue diélectrique des gaz

Les essais ont d'abord été effectués avec l'azote, le dioxyde de carbone puis avec l'hexafluorure de soufre pour éviter que les éventuelles traces subsistantes de SF_6 , malgré le rinçage, ne puissent influencer sur la tenue diélectrique de l'azote et du CO_2 . Le type de représentation choisi pour les résultats quantitatifs obtenus est la courbe des tensions disruptives en fonction de la pression de gaz avec la distance entre les électrodes comme paramètre pour chaque courbe.

2.1 Tension alternative

D'une manière générale, les phénomènes conduisant au claquage dans le cas d'une tension alternative sont très complexes. Cette complexité est due à l'influence, pendant chaque alternance, des charges d'espace créées durant l'alternance précédente. La tension disruptive dans ce cas sera relativement assez faible. En général, aux pressions intermédiaires, la décharge correspondant à la tension disruptive la plus basse est celle mesurée en polarité positive ; dans ce cas, le claquage sous tension alternative apparaît donc principalement pendant l'alternance positive.

Les figures 3.1 et 3.2 illustrent la tension et le champ électrique de rupture des gaz SF₆, N₂ et CO₂ en fonction de la pression des gaz et de la distance inter électrode respectivement pour une configuration pointe - plan et sphère - sphère. Notons que le champ de rupture a été calculé en utilisant l'équation 2.2, la Figure 2.5 ainsi que le Tableau 2.1 du chapitre 2.

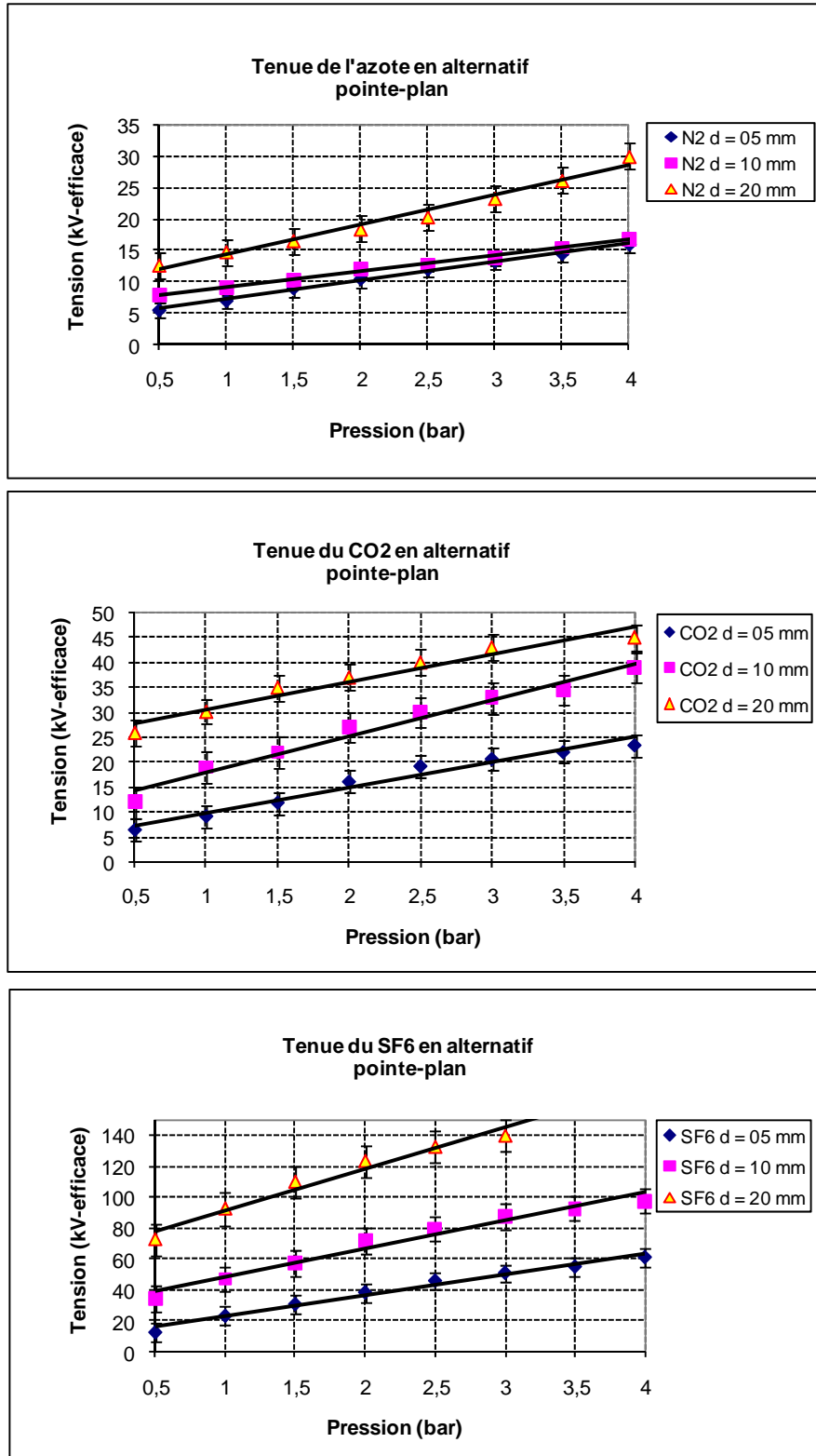


Figure 3.1.a Tenue en tension alternative des gaz pour une configuration pointe - plan

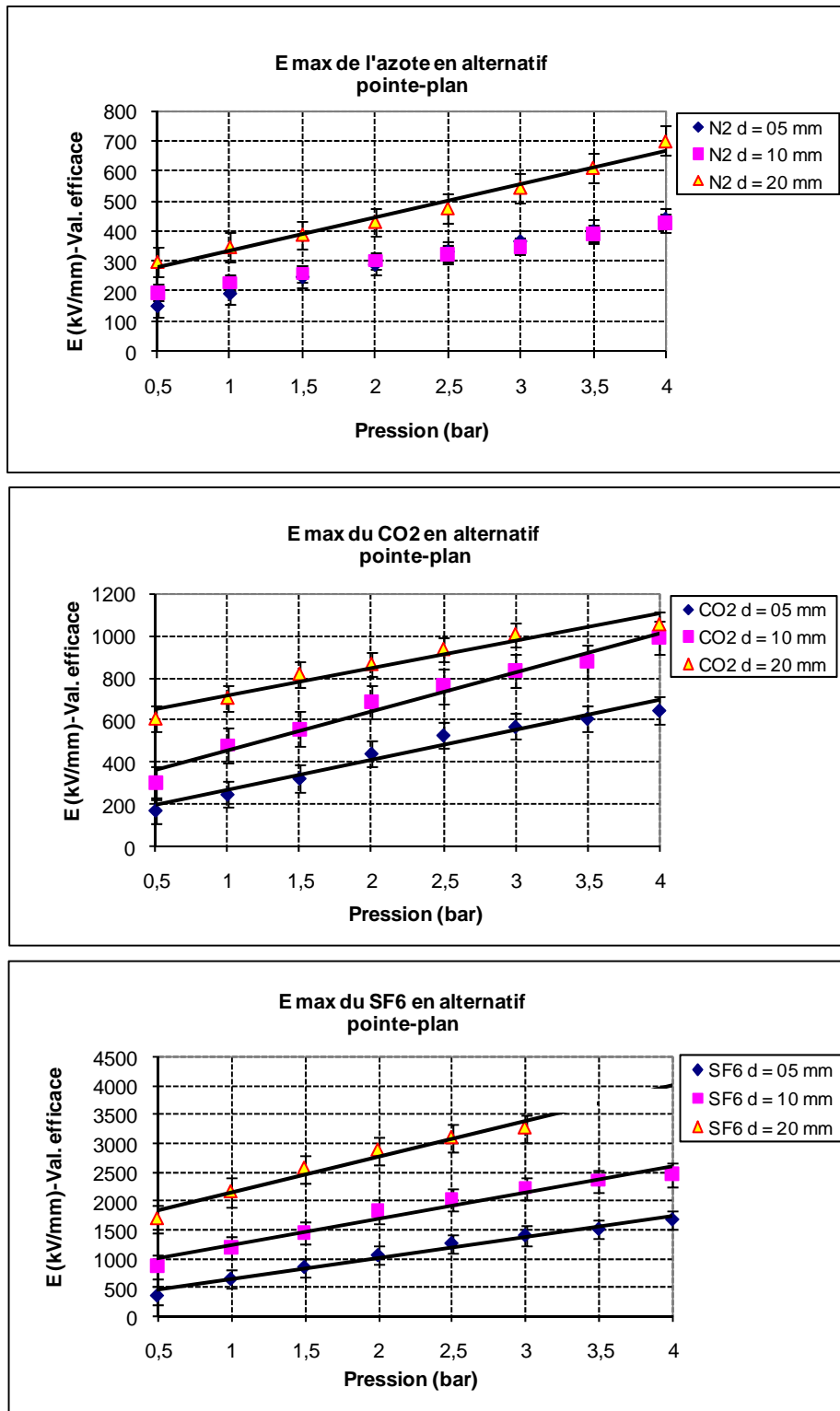


Figure 3.1.b Champ de rupture des gaz en alternatif pour une configuration pointe-plan

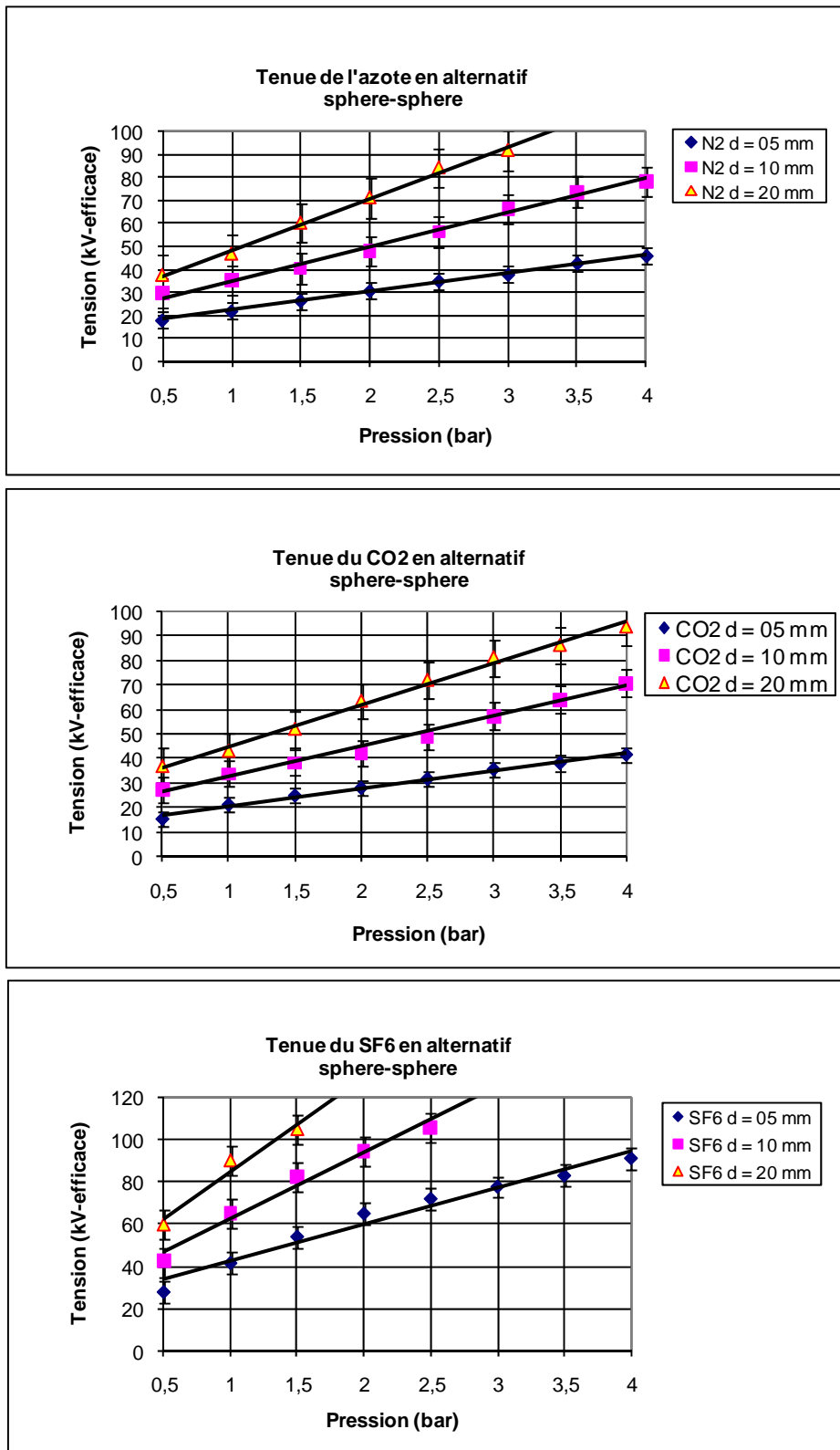


Figure 3.2.a Tenue en tension alternative des gaz pour une configuration sphère - sphère

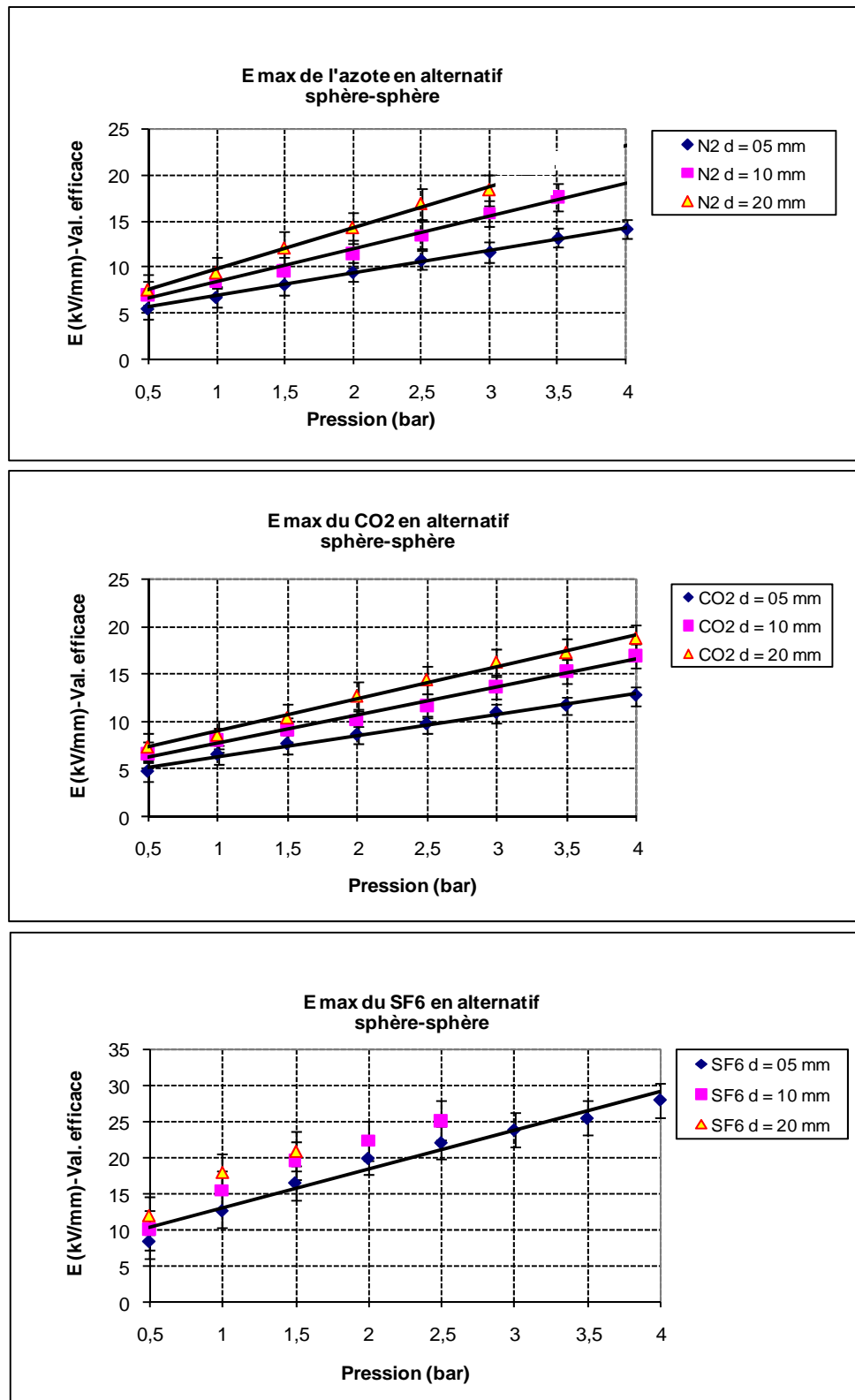


Figure 3.2.b Champ de rupture des gaz en alternatif pour une configuration sphère - sphère

Il ressort de ces caractéristiques que la tension disruptive ainsi que le champ électrique de claquage correspondant du SF₆, N₂ et CO₂ augmentent quasi linéairement avec la pression et la distance inter électrode d pour les configurations d'électrodes pointe - plan et sphere - sphere. Ce phénomène pourrait s'expliquer par extrapolation par la loi de Paschen sachant que celle-ci a été établie pour des champs uniformes sous tension continue. La tenue du SF₆ reste la plus élevée devant celle du N₂ et du CO₂ à cause de ses meilleures performances d'isolation notamment son caractère électronégatif et la taille importante de sa molécule. Les tensions de rupture du N₂ et du CO₂ sont en moyenne assez proches. Cette tendance est également confirmée par les courbes dites de Paschen [3]. Dans d'autres configurations d'électrodes telles que sphère - plan ou plan - plan, une augmentation quasi linéaire de la tension en fonction de la pression a également été observée. Le plus faible seuil de claquage, parmi les systèmes d'électrodes utilisés, a été obtenu avec la configuration pointe - plan (champ fortement divergent).

Par ailleurs, en tension alternative, la décharge couronne peut être décomposée en une succession de décharges positives et négatives, séparées par des intervalles de temps pendant lesquels la tension appliquée est inférieure aux tensions seuils de l'effet couronne dans l'une et l'autre des polarités.

Selon les valeurs respectives de la tension appliquée et des tensions seuils, le temps effectif de la décharge représente une fraction plus ou moins importante du temps de maintien sous tension [136]. A la fréquence de 50 Hz, on peut considérer que les décharges consécutives sont indépendantes c'est-à-dire que l'une n'est pas perturbée par les charges d'espace créées lors de la précédente, les charges ayant eu le temps de se relaxer pendant l'intervalle de temps séparant deux décharges successives [137]. La durée de vie des ions (quelques centaines de secondes) produits par les décharges streamer étant plus grande que le temps de passage de la tension à l'alternance suivante (quelques millisecondes), ces ions n'ont pas d'effet sur la décharge dans cette alternance.

2.2 Tension continue

Sous tension continue, le comportement diélectrique des gaz peut changer selon la polarité de la tension.

Dans une configuration pointe négative - plan, la décharge est constituée d'un courant continu de faible amplitude sur lequel se superposent des impulsions de Trichel dont la fréquence très élevée et très régulière est comprise entre 2 et 50 MHz. Lorsque l'on augmente la tension, l'intensité du courant continu et l'amplitude des impulsions augmentent

également ; le courant correspondant aux impulsions de Trichel est de l'ordre de 1 mA. Dans le cas de l'hexafluorure de soufre, des régimes de décharge sensiblement identiques se produisent. Toutefois, les impulsions de Trichel sont beaucoup plus irrégulières que dans l'air (cf. Chapitre 1) ; elles dépendent de la nature des électrodes ainsi que du pourcentage de vapeur d'eau à l'intérieur du gaz. Les tenues des gaz sont illustrées par les figures 3.3 et .34.

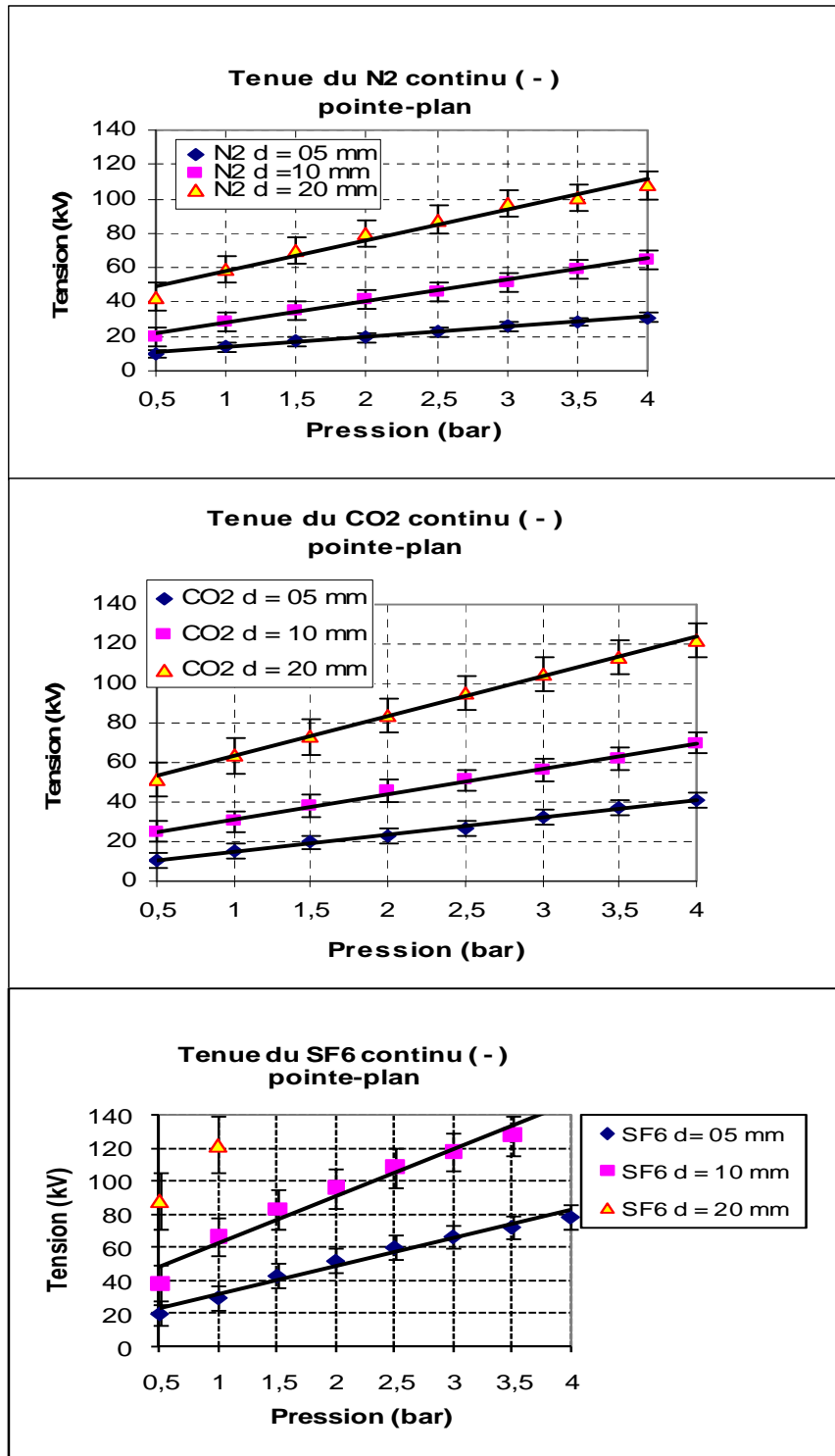


Figure 3.3.a Tenue en tension continue (-) des gaz pour une configuration pointe – plan

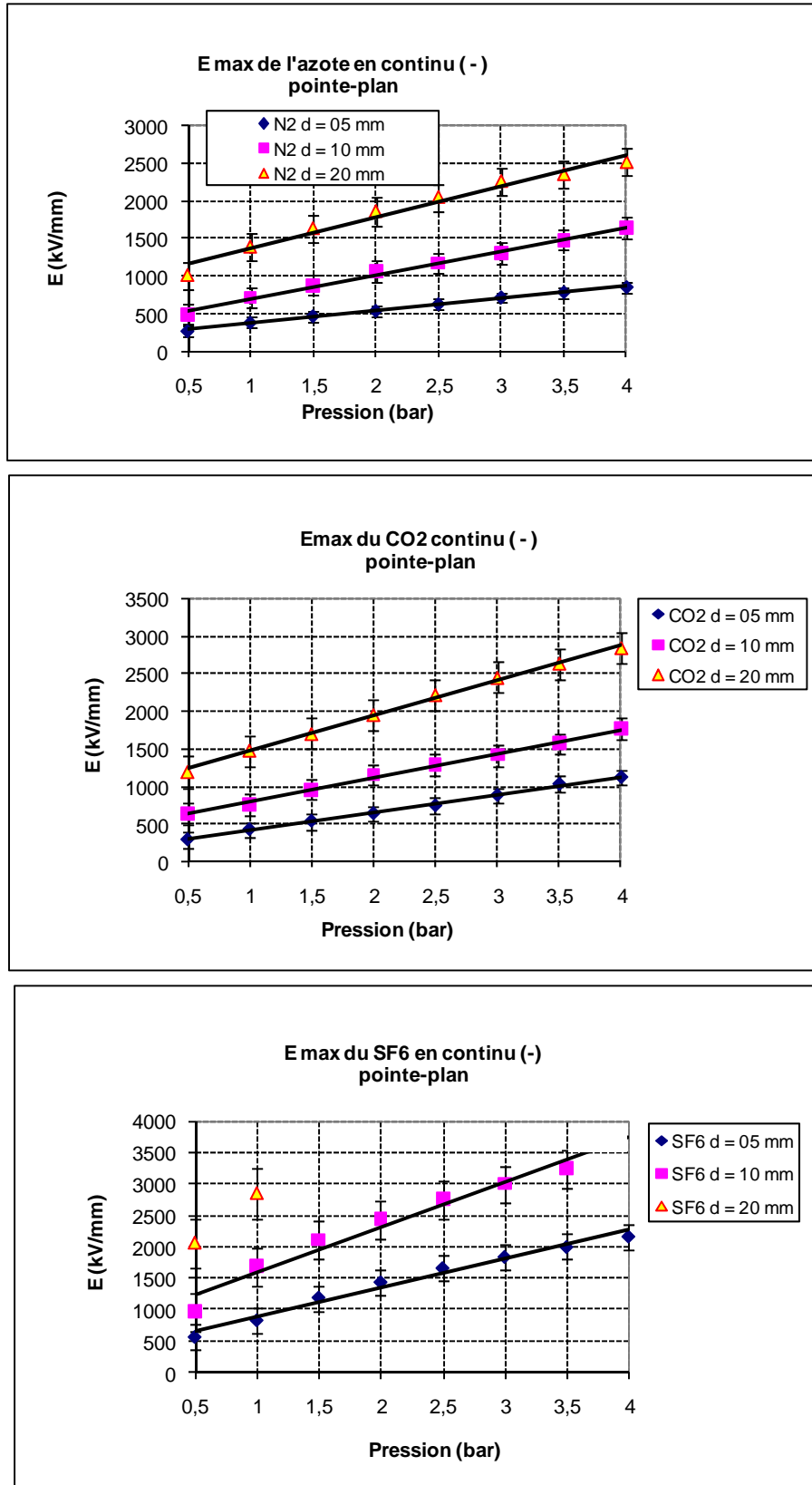


Figure 3.3.b Champ de rupture en continu (-) des gaz pour une configuration pointe – plan

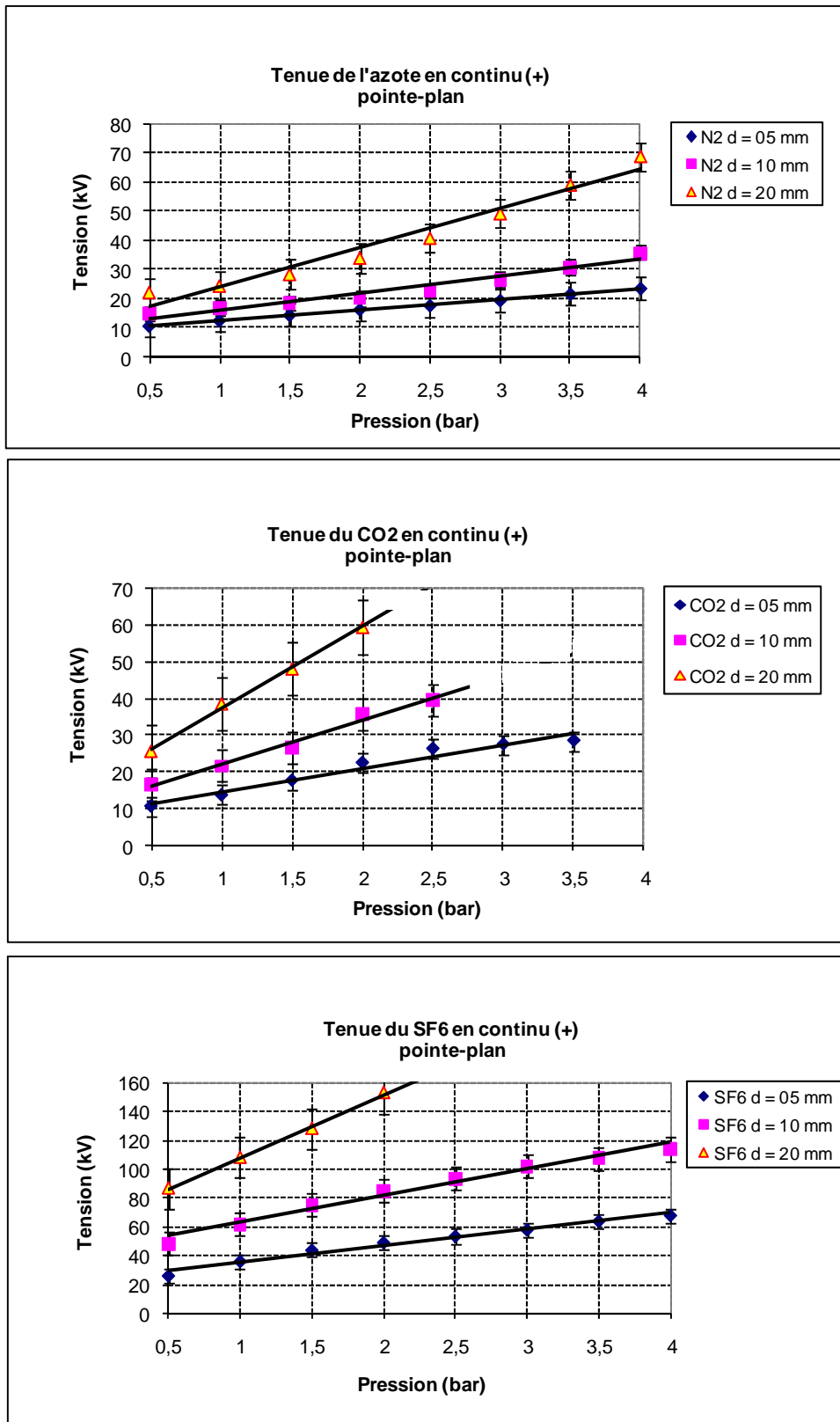


Figure 3.4.a Tenue en tension continue (+) des gaz pour une configuration pointe - plan

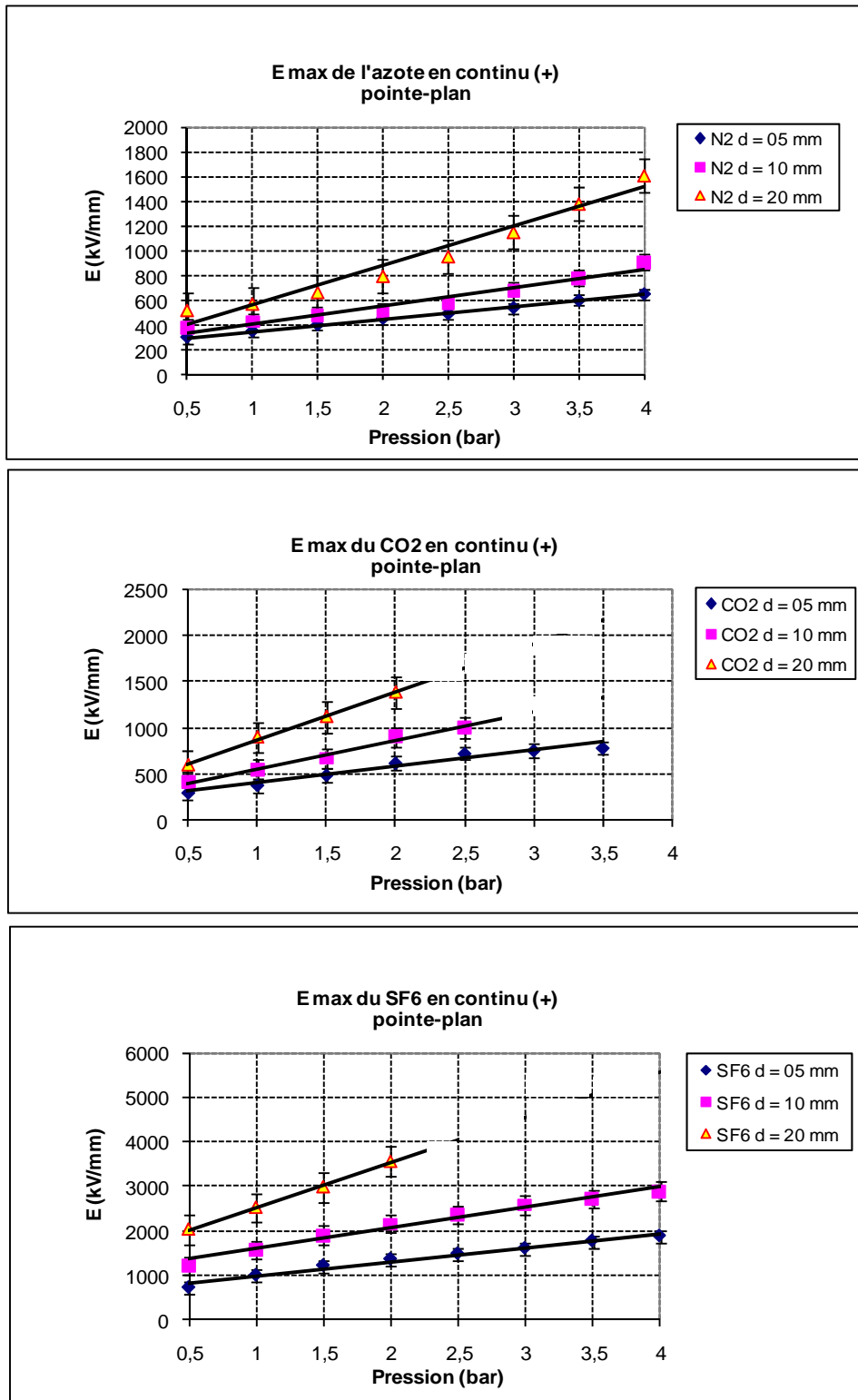


Figure 3.4.b Champ de rupture en continu (+) des gaz pour une configuration pointe - plan

En polarité négative, les ions positifs sont transportés vers la pointe (cathode) et vont, par impact, libérer des électrons dans une zone où le champ électrique est très élevé. Ces électrons secondaires accumulés près de la pointe, peuvent être à l'origine d'une nouvelle décharge. Les

ions négatifs transportés vers le plan, vont eux aussi créer des électrons qui vont être immédiatement absorbés par le plan inhibant ainsi tout amorçage de nouvelle décharge.

Dans le cas d'une configuration pointe (positive) – plan pour les gaz électronégatifs, les ions négatifs sont transportés vers la pointe et créent, par impact ionique, des électrons qui sont immédiatement absorbés par l'anode limitant ainsi la génération de nouvelles décharges partielles par impact d'ions négatifs sur la pointe. Les ions positifs, qui sont transportés vers le plan (cathode) peuvent créer, en bombardant l'électrode, des électrons secondaires. Comme le champ électrique est faible du côté de la cathode, ces électrons auront plutôt tendance à disparaître par attachement électronique puisque l'efficacité de ce processus est d'autant plus élevée que le champ électrique est faible. En somme, dans le cas de la polarité positive, l'amorçage d'une nouvelle décharge partielle est peu probable à partir des électrons secondaires créés soit par impact des ions négatifs sur la pointe soit par impact des ions positifs sur le plan. Une nouvelle décharge ne peut donc démarrer que s'il existe à proximité de la pointe de nouveaux électrons germes provenant du volume et non de la surface.

Par ailleurs, les figures 3.3 et 3.4 montrent que la tenue en polarité positive est plus contraignante (tension de claquage plus basse) que celle en polarité négative en configuration pointe - plan. Le CO_2 et le N_2 présentent toujours des valeurs de tenue assez proches et restent inférieures à celles du SF_6 quelle que soit la polarité de la tension. L'utilisation des configurations d'électrodes autre que pointe - plan (sphère - plan, sphère - sphère, plan - plan) a permis de constater des phénomènes similaires.

- **Comparaison des tenues en polarité positive et négative**

Nous avons précédemment montré que la polarité positive, en configuration pointe - plan, est la plus contraignante. Ce fait est également confirmé par la figure 3.5.

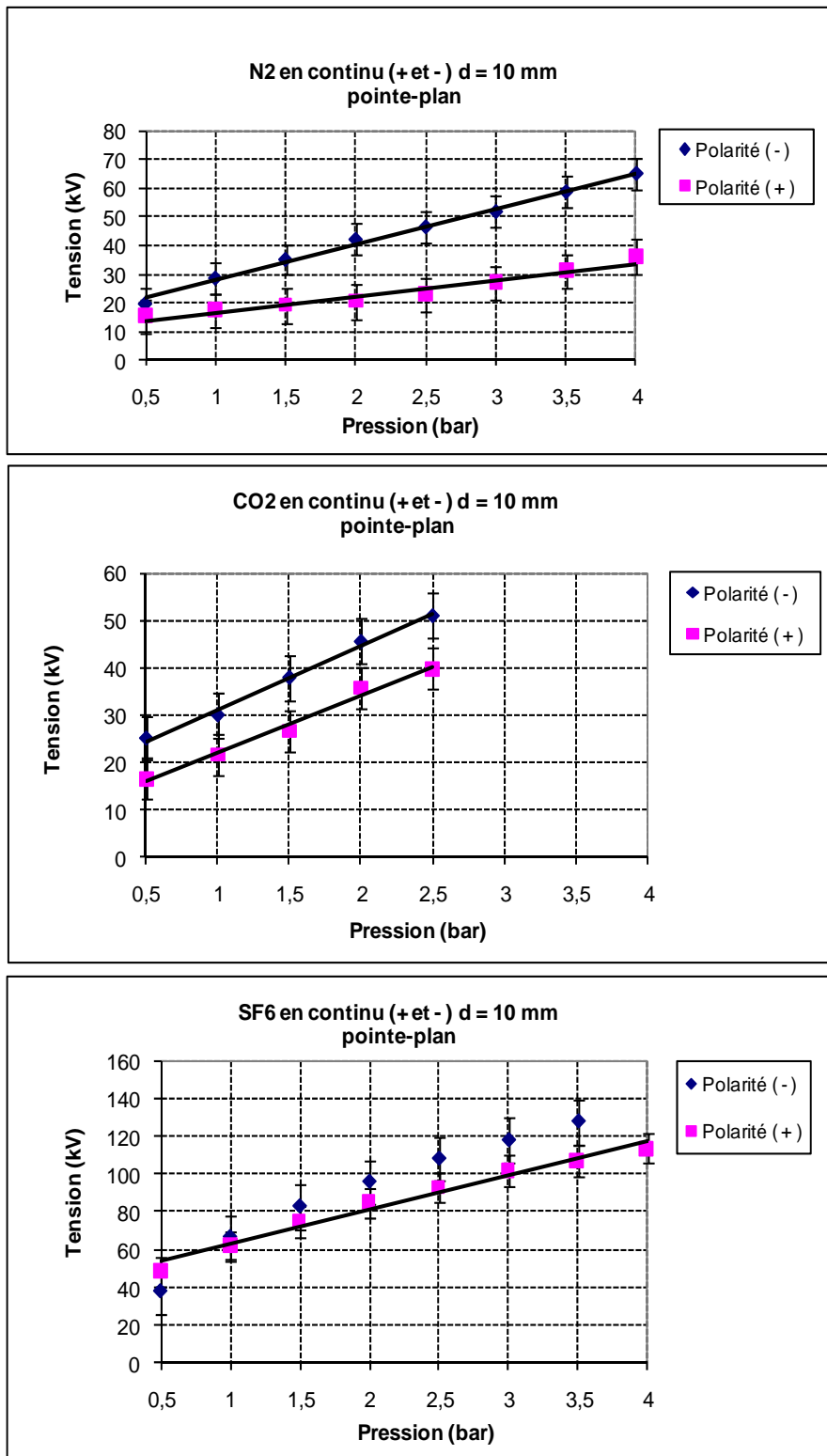


Figure 3.5.a Comparaison des tensions de claquage en continu (+ et -), pointe - plan

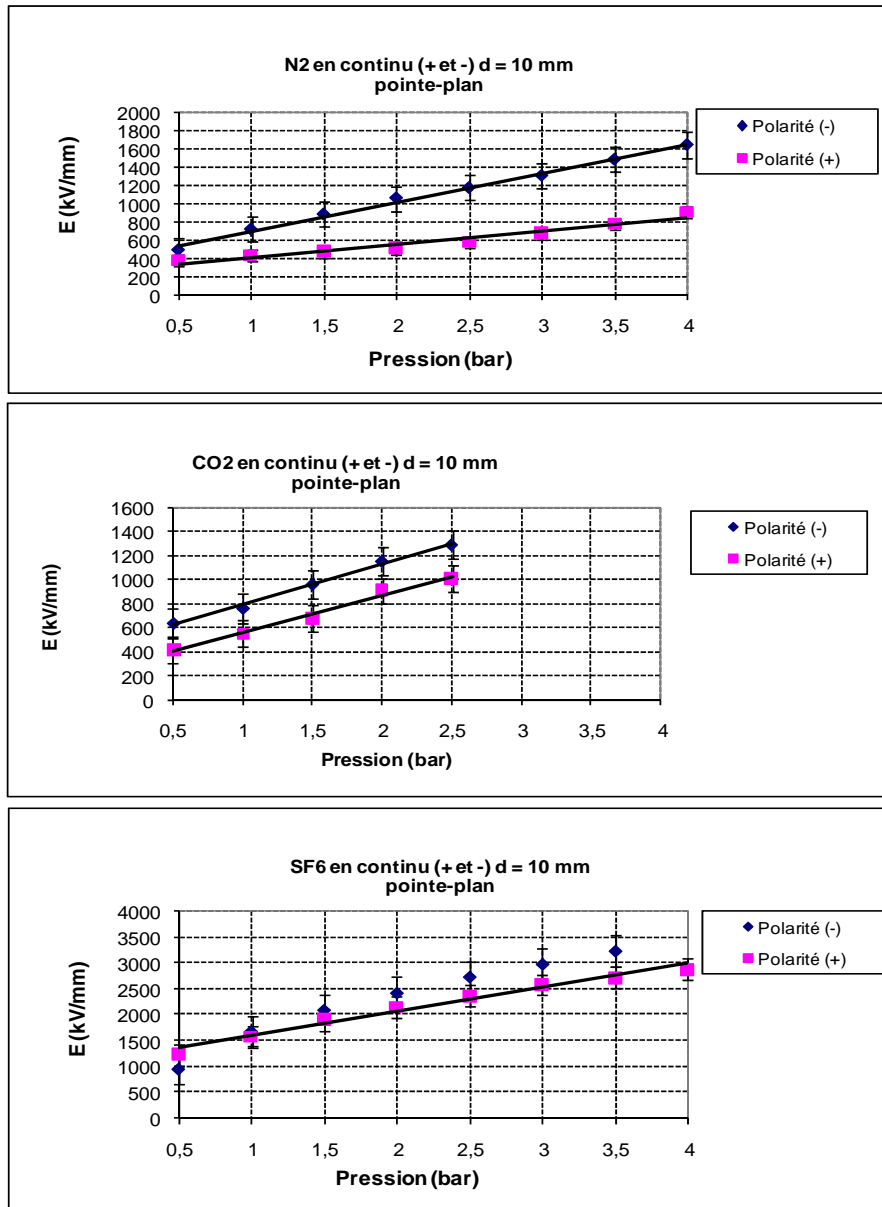


Figure 3.5.b Comparaison des champs de rupture en continu (+ et -), pointe - plan

En d'autres termes, la tenue en polarité négative est généralement plus élevée que celle en polarité positive, raison pour laquelle la plupart des essais de tenue en tension sont réalisés en positif. L'analyse des courbes en fonction de la polarité que nous avons obtenues confirme également cette constatation.

De façon générale, pour les faibles distances, les phénomènes pré disruptifs dans les milieux diélectriques gazeux soumis à un champ électrique de forte intensité, consistent en des phases de streamers (décharges sous forme de canaux ionisés). La propagation d'un streamer négatif nécessite un champ appliqué plus intense que le champ nécessaire à la propagation du streamer positif. Quelle que soit la polarité considérée, le déclenchement des

processus d'ionisation, responsables de la rupture diélectrique du gaz, est lié aux mêmes conditions, c'est-à-dire à la présence d'un électron *germe* convenablement situé et capable d'amorcer une avalanche électronique de taille importante. E. POLI [138] a mené une étude permettant de comparer, dans les mêmes conditions expérimentales, les paramètres liés à l'apparition des premières couronnes en polarité positive et négative. La première observation qui ressort de cette statistique est que le temps de retard minimum à l'apparition de la première couronne est indépendant de la polarité. En d'autres termes, le niveau de tension seuil, qui permet à une avalanche électronique de se développer dans l'intervalle et d'atteindre une taille critique, est le même quelle que soit la polarité. Cependant, dans le cas de la polarité négative, le temps de retard statistique est en moyenne plus faible et présente une dispersion moindre. Ce résultat est attribué au fait que l'origine de l'électron germe n'est plus la même. Ce dernier ne semble pas provenir uniquement des ions négatifs présents dans le gaz comme en polarité positive. Des études menées par N. L. Allen *et al* [139] montrent que le champ électrique, à la surface de la cathode, ne semble pas être suffisant pour arracher des électrons du métal de la pointe. Mais, au voisinage de la pointe, la valeur élevée du champ peut produire un effet de "bombardement" des ions positifs sur la cathode qui devient alors une source d'électrons germes. Ces ions positifs proviennent, soit de l'air ambiant, soit d'avalanches préliminaires. Il a été montré que la première théorie semble la plus probable [139]. Bien que la décharge négative soit plus complexe que la positive, on peut trouver des similitudes entre elles [140].

2.3 Tension impulsionnelle (1,2/50 μ s)

De façon générale, on observe que l'écart entre la tension de claquage et la tension d'apparition de l'effet couronne est plus grand pour une onde dite lente (onde de manœuvre - 250/2500 μ s) que pour une onde courte (onde de foudre - 1,2/50 μ s) comme nous l'avons indiqué dans le chapitre 1. Ce phénomène s'explique par l'effet stabilisant de la décharge couronne. Cet effet est plus important quand le temps de montée de l'onde est lent puisque la charge d'espace a d'avantage le temps de se former que dans le cas d'une onde rapide dont la durée est plus faible ou du même ordre de grandeur que le temps de transit des ions.

L'application d'une impulsion de tension peut conduire, dans certains cas, à une augmentation anormale de la tension disruptive (figures 3.6 et 3.7). Par exemple, dans un mélange SF₆-air, avec seulement 1 % de SF₆ dans le mélange, la tension disruptive du

mélange est supérieure, à partir d'une certaine valeur de la pression, à la tension disruptive du SF₆ pur correspondant à la même impulsion de tension [18].

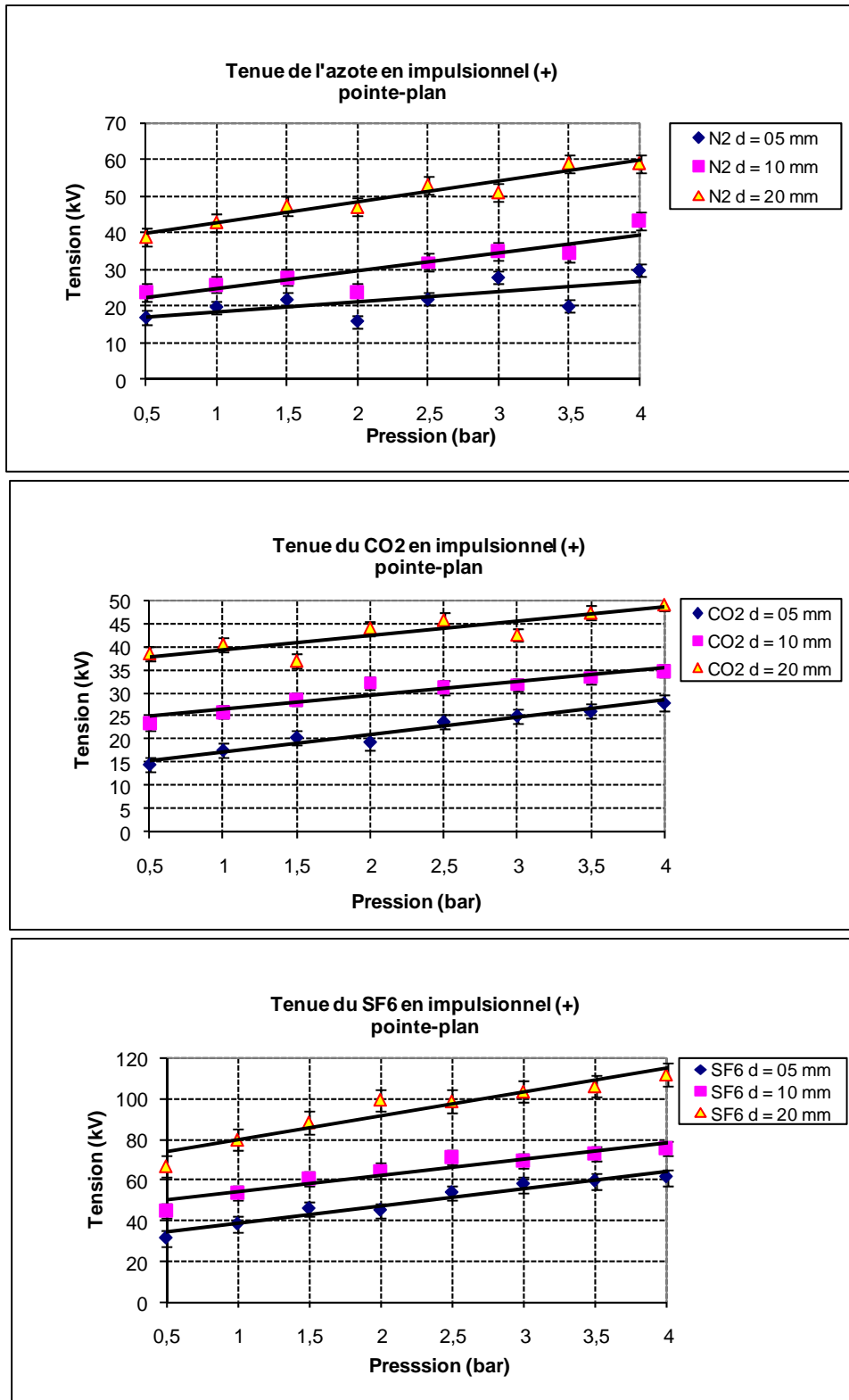


Figure 3.6.a Tenue en tension impulsionnelle (+) des gaz pour une configuration pointe – plan

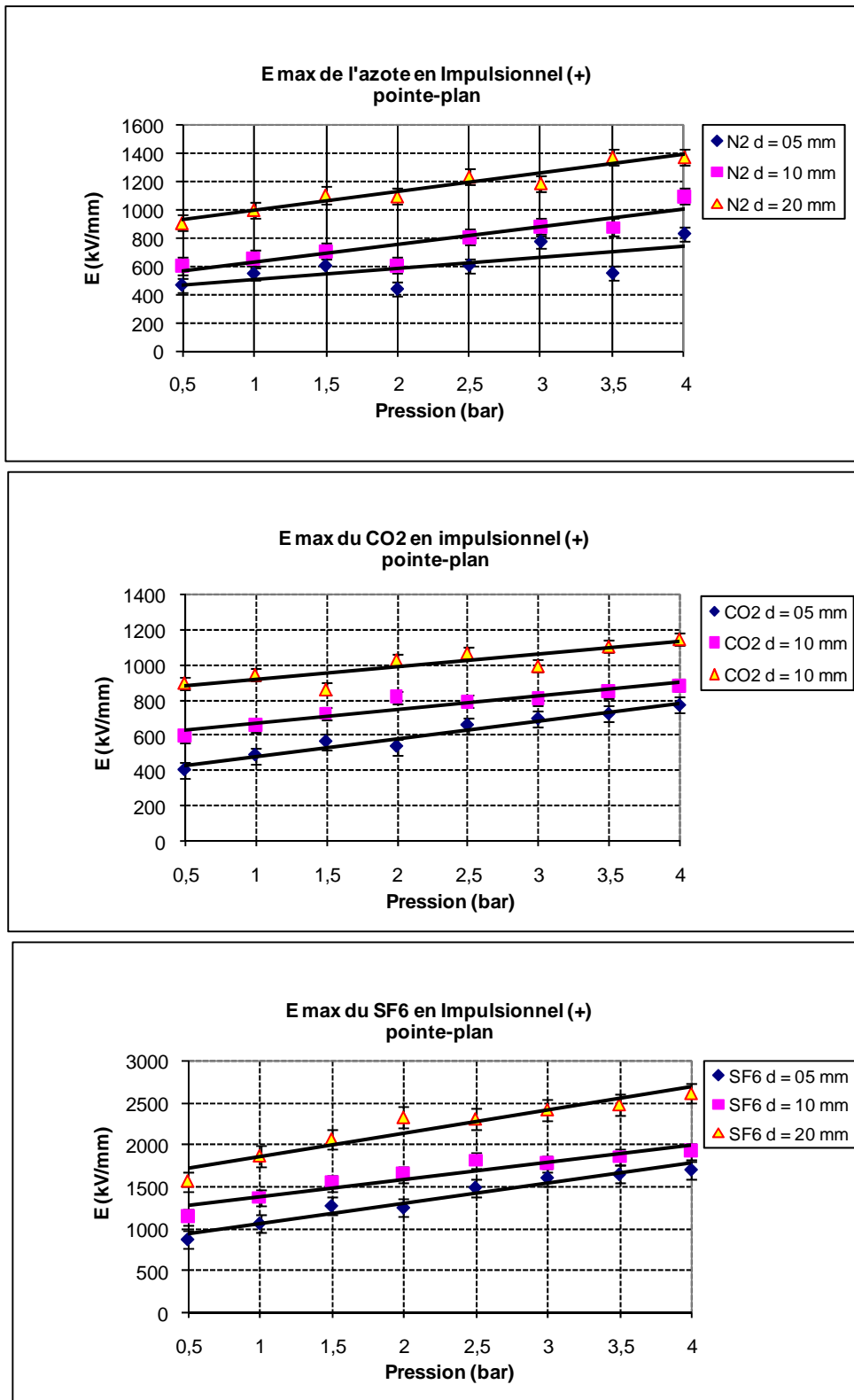


Figure 3.6.b Champ de rupture en impulsionnel (+) des gaz pour une configuration pointe – plan

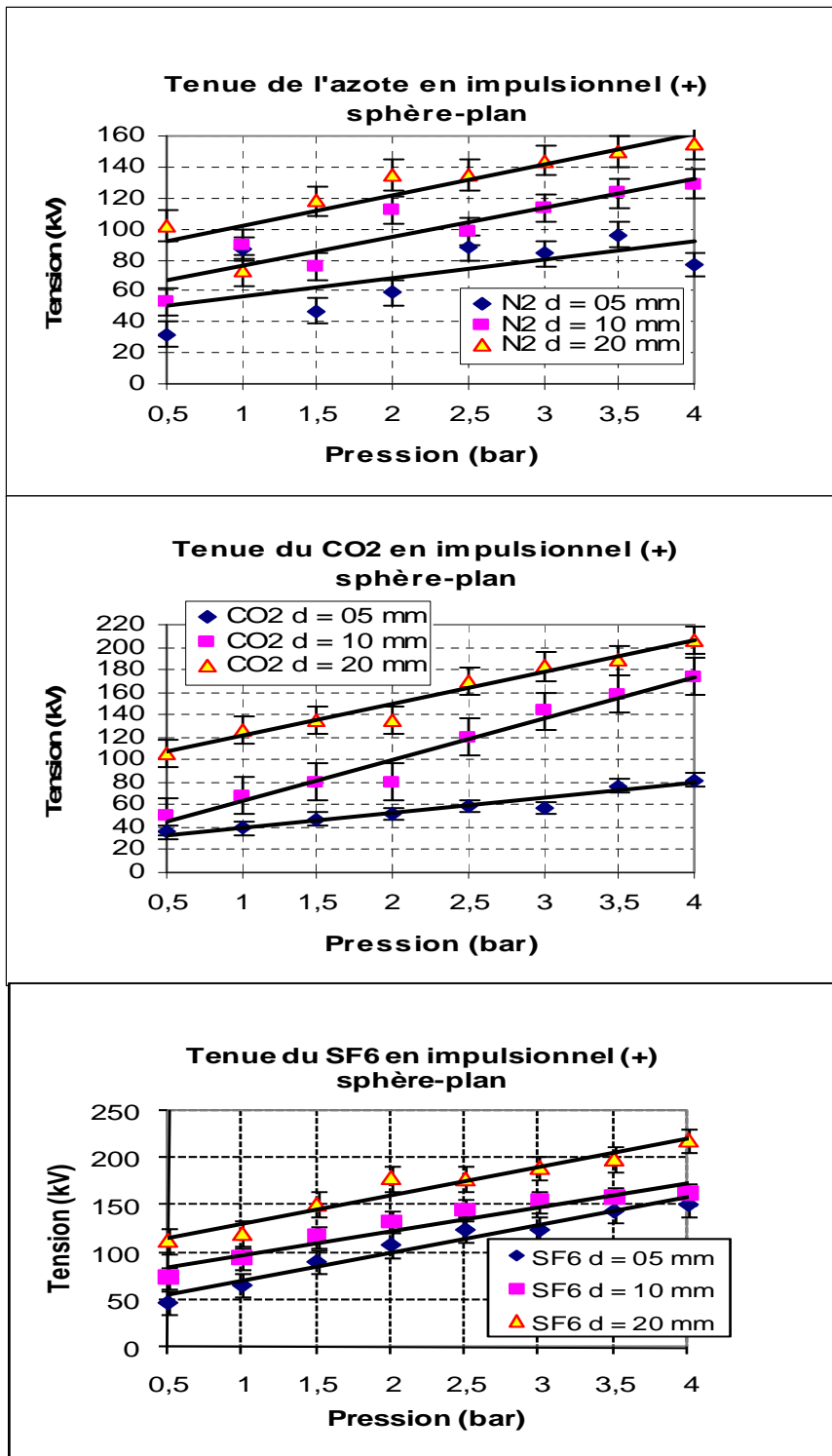


Figure 3.7.a Tenue en tension impulsionnelle (+) des gaz pour une configuration sphère - plan

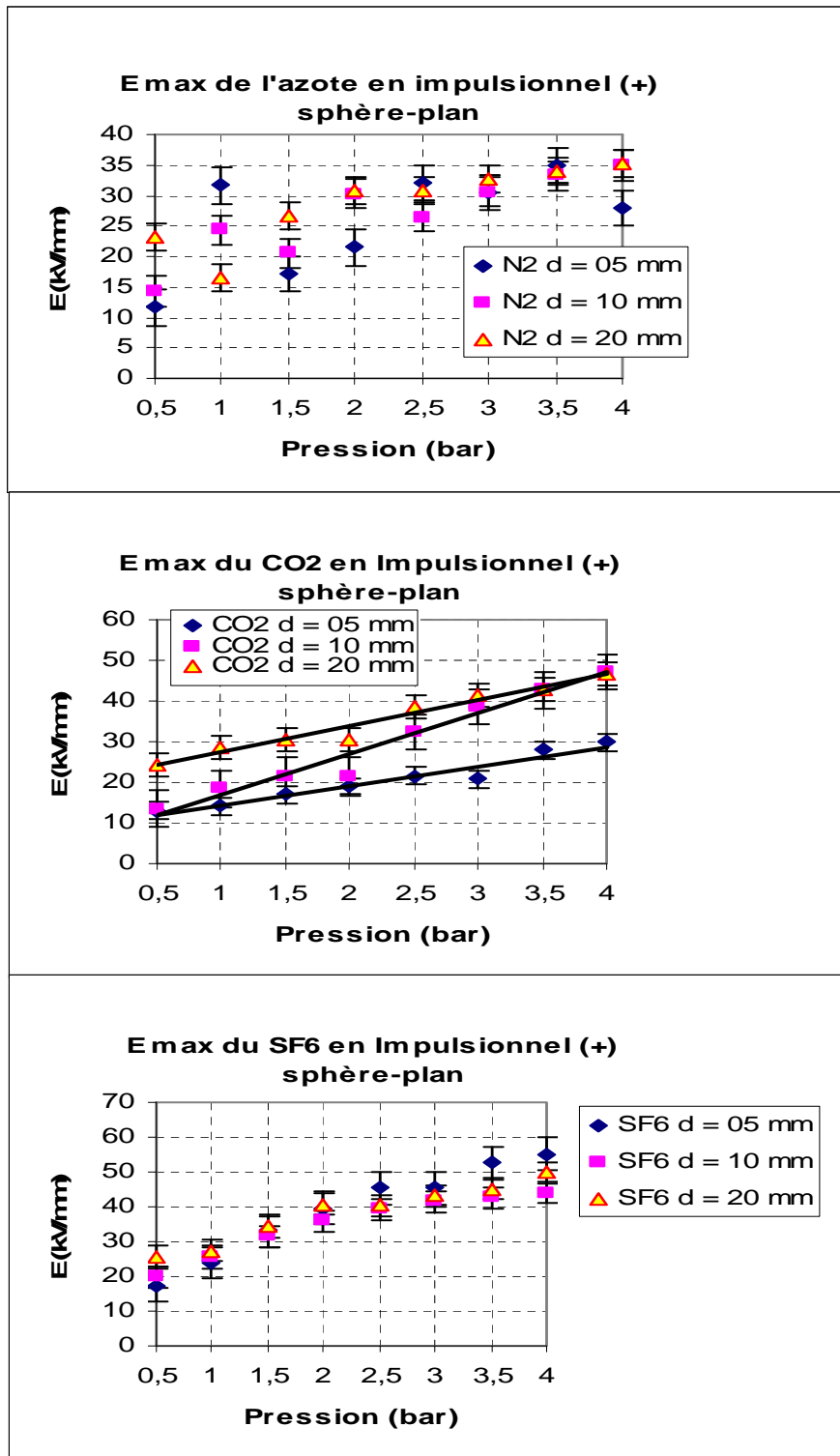


Figure 3.7.b Champ de rupture en impulsionnel (+) des gaz pour une configuration sphère – plan

Cela est d'autant plus surprenant que la tension disruptive du mélange est inférieure à celle du SF₆ pur dans le cas où une tension continue serait appliquée. L'effet stabilisant de la décharge couronne (plus important dans le mélange que dans le gaz pur [18]) doit à nouveau être évoqué pour expliquer ce phénomène. Les figures 3.6 et 3.7 nous permettent également de constater d'importantes dispersions de la tension de claquage en impulsionnel notamment dans le cas de l'azote. Les dispersions les plus importantes ont été surtout observées en polarité positive. Des essais réalisés avec d'autres configurations d'électrodes n'ont pas montré de différence majeure.

2.4 Comparaison des tenues en fonction de la forme de la tension

Les figures 3.8 et 3.9 donnent une illustration de l'influence de la forme de la tension sur la tension et le champ de rupture des gaz considérés pour une configuration sphère – sphère avec une distance inter électrode de 10 mm.

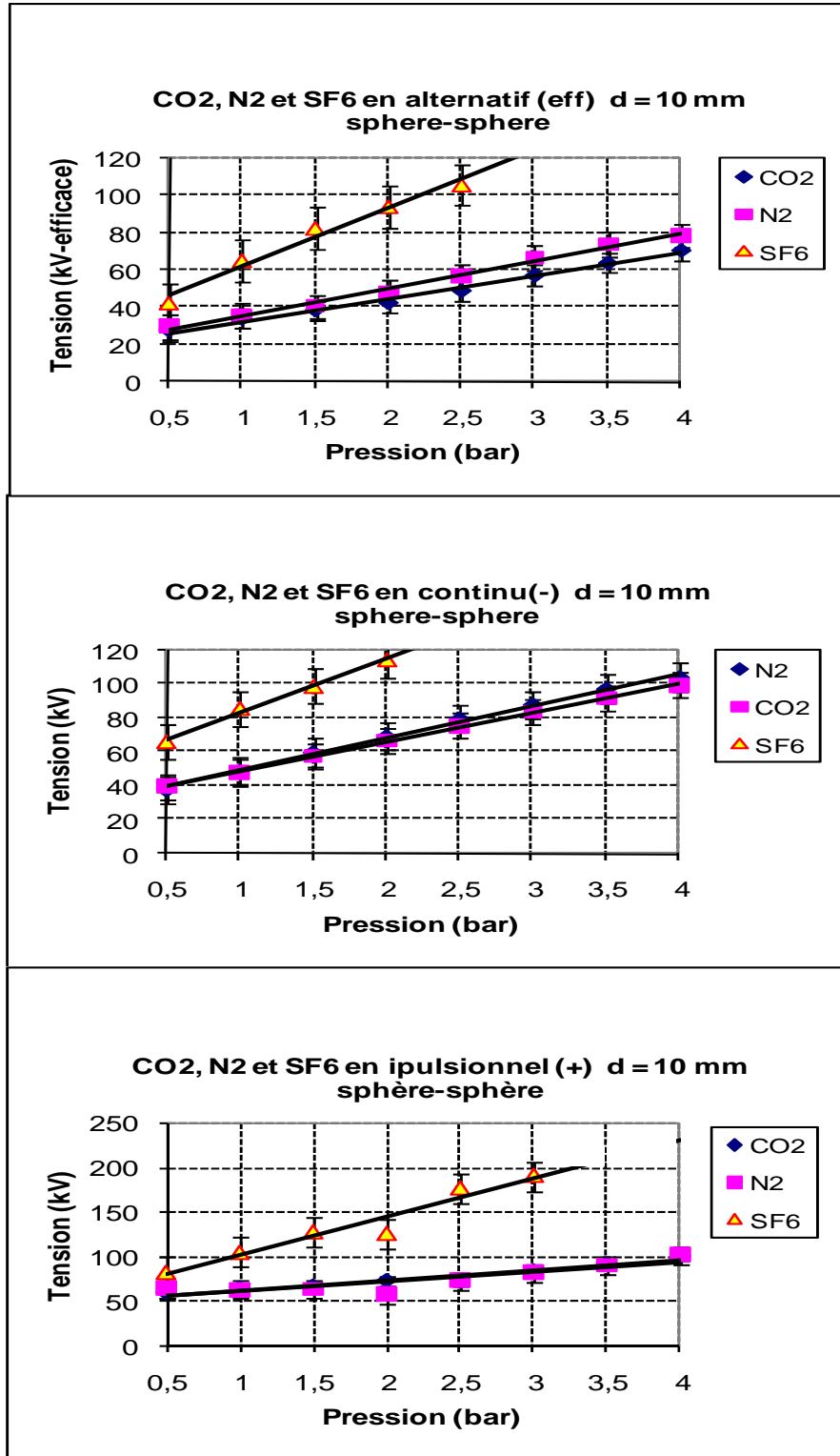


Figure 3.8.a Tension de claquage du CO₂, N₂ et SF₆ pour une configuration sphère - sphère (d = 10 mm)

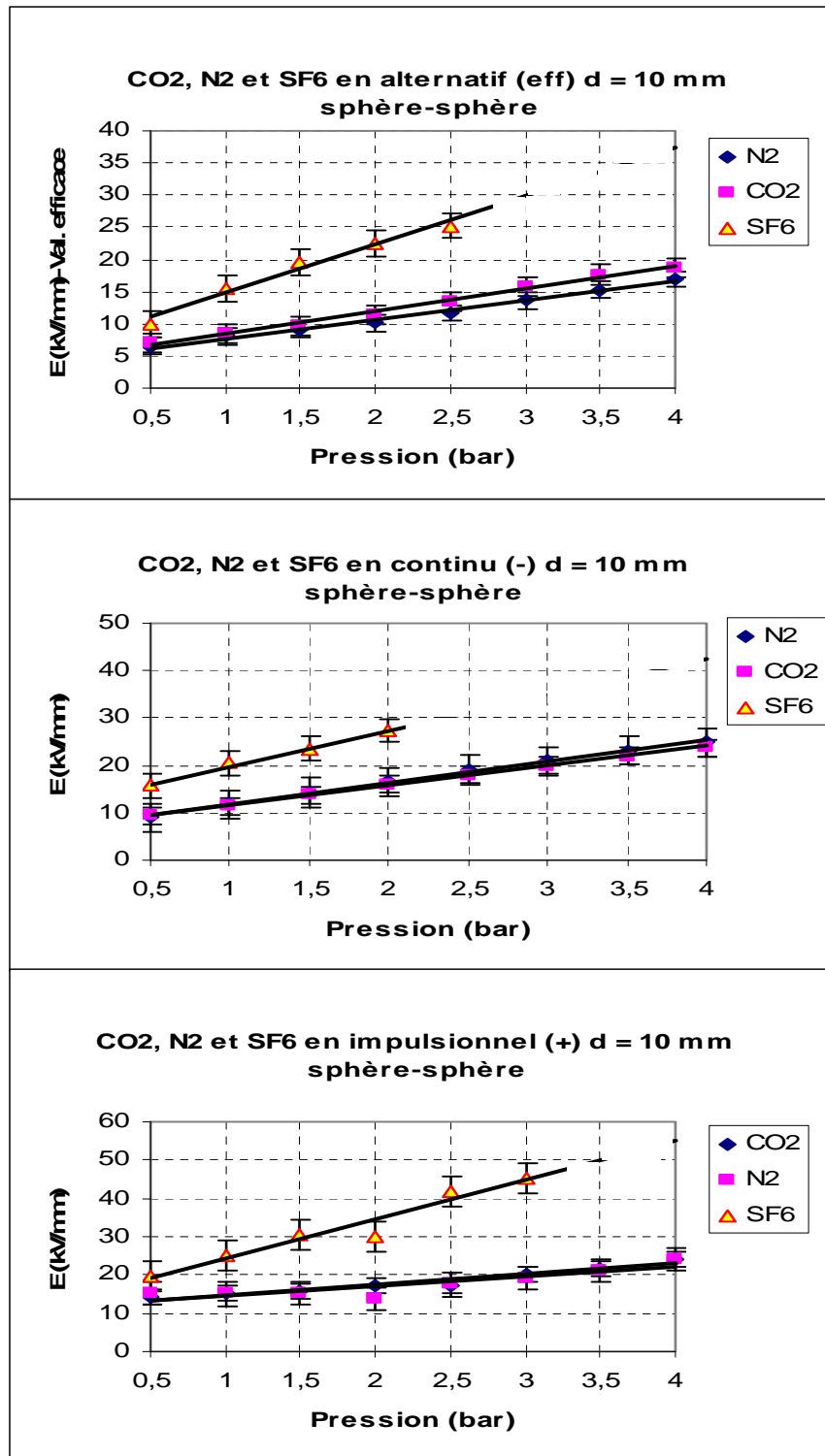


Figure 3.8.b Champ de rupture du CO_2 , N_2 et SF_6 pour une configuration sphère - sphère ($d = 10$ mm)

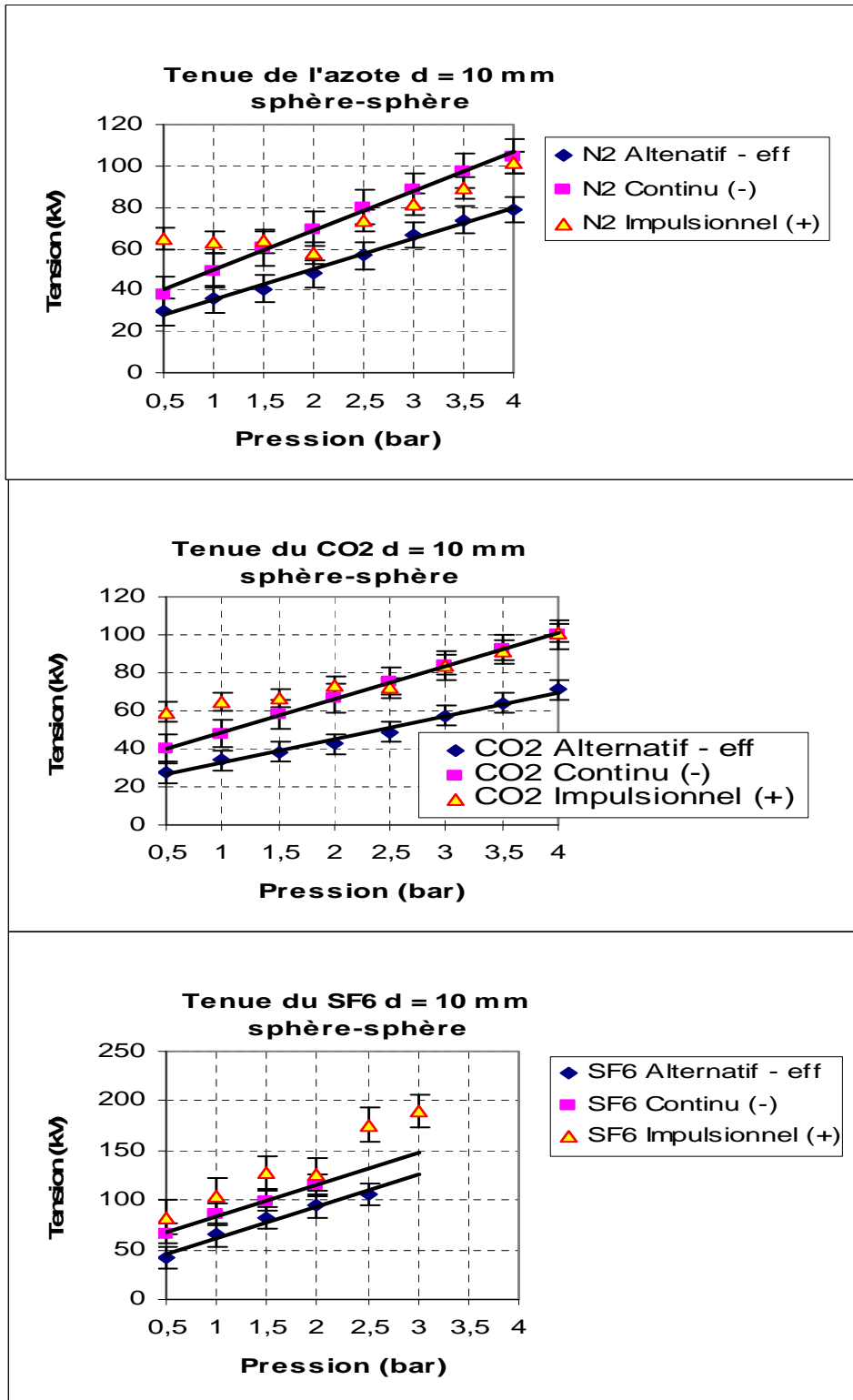


Figure 3.9.a Tension de claquage du CO₂, N₂ et SF₆ pour une configuration sphère - sphère (d = 10 mm)

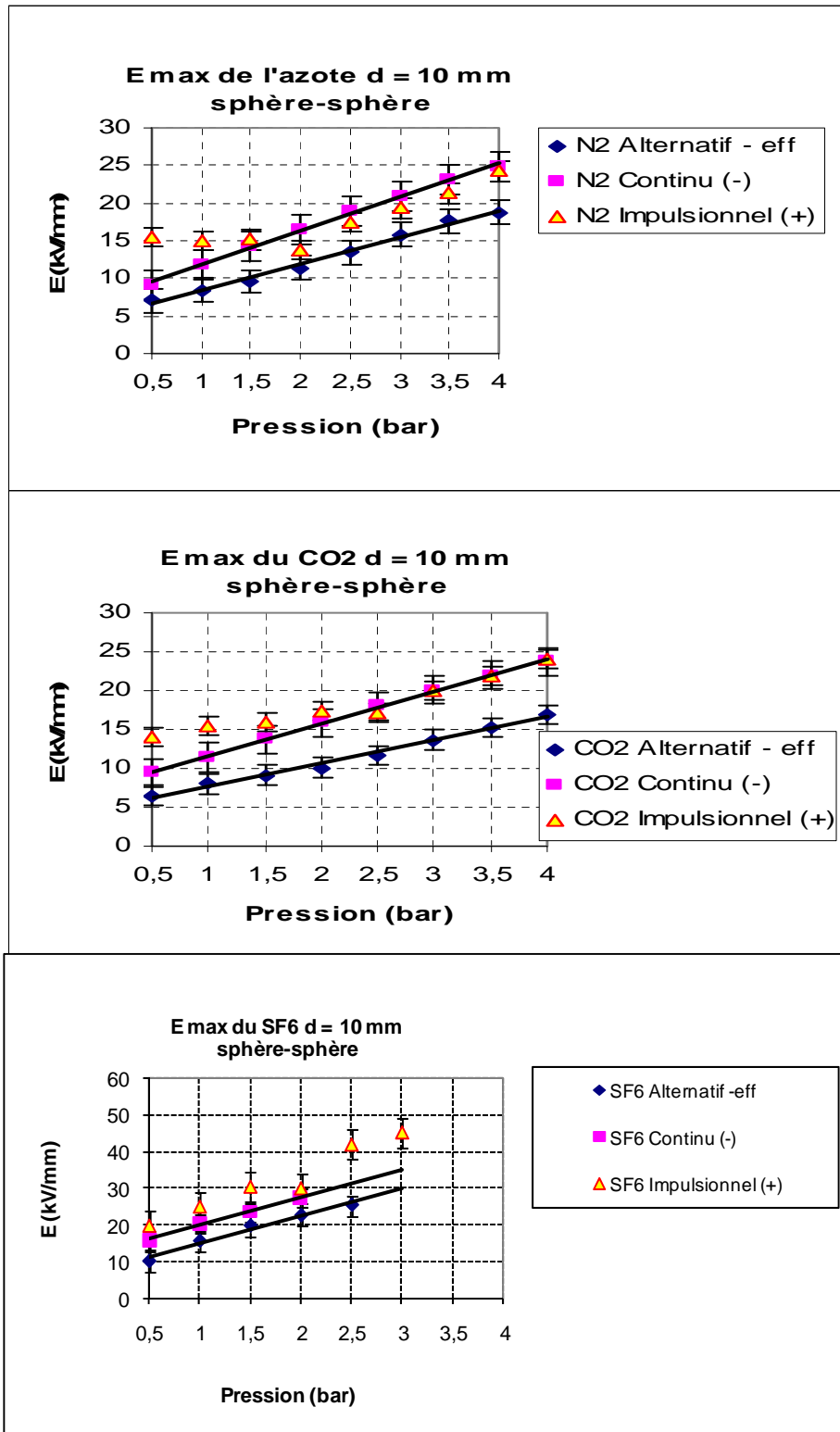


Figure 3.9.b Champ de rupture du CO₂, N₂ et SF₆ pour une configuration sphère - sphère (d = 10 mm)

La figure figure 3.8 montre que la tenue du SF₆ reste toujours la plus élevée indépendamment du type de la tension. Par contre, les tenues de l'azote et du CO₂ sont quasiment les mêmes avec, dans certains cas, celles de l'azote légèrement plus élevées. Ce dernier cas est surtout observé en alternatif et continu.

Dans le cas des tenues sous les trois formes de tension (figure 3.9), on remarque que la tension de claquage des trois gaz est la moins élevée sous tension alternative. Pour le cas de l'azote et du CO₂, les tenues en continu sont plus basses qu'en impulsionnel ; elles deviennent supérieures à celles sous tension impulsionnelle à partir de 2,5 et 3 bars respectivement. Comme on pouvait s'y attendre, la tenue du SF₆ en tension impulsionnelle est meilleure que celle en tension continue. Cela est dû au temps très bref de l'onde de choc par rapport à celui de la tension continue. En conséquence, l'apport en énergie de l'onde de choc est moins élevé que pour le cas de la tension continue.

3 Tenue diélectrique des mélanges SF₆ - N₂ et SF₆ - CO₂

Les essais ont été effectués en géométrie sphère - sphère dont l'axe est vertical pour se placer dans les conditions de champ quasi-uniforme. Les sphères ont un diamètre de 10 mm et la distance inter électrodes d utilisée est de 10 mm. La figure 3.10 donne une représentation schématique de la configuration des électrodes.

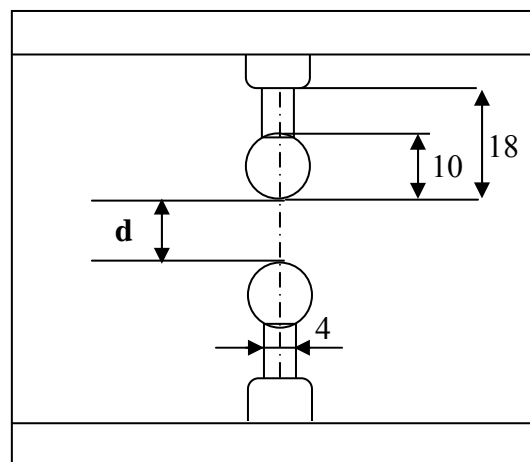


Figure 3.10 Configuration sphère - sphère

3.1 Mélange optimal

Les résultats obtenus avec les gaz purs montrent une différence significative entre le comportement du système avec le SF₆ et les deux autres gaz (N₂ et CO₂). Pour la suite, on

prendra comme référence le cas du mélange SF₆ - N₂ qui est susceptible d'être extrapolé pour le mélange SF₆ - CO₂. Afin d'atténuer les différences constatées entre les tensions de rupture de l'azote et du SF₆, il est nécessaire d'adopter un mélange des deux gaz. En plus de l'amélioration de la tenue et de la compacité des systèmes, l'addition du SF₆ à l'azote permet également de détecter les éventuelles fuites, ce qui n'est pas évident pour le cas de l'azote pur, composant majoritaire de l'air atmosphérique.

Dans les mélanges de gaz binaires, les paramètres microscopiques de collisions des gaz purs restent invariants. Quant aux paramètres de transport dans le mélange (mobilité, ionisation, attachement...), ils dépendent des conditions du mélange. Toutefois, certaines de ces caractéristiques ne peuvent être évaluées qu'aux pressions présentant peu d'intérêt pratique [141]. D'après cette référence, qui synthétise plusieurs études portant sur les mélanges SF₆ - N₂, l'approximation de Weiland (interpolation en fonction des pressions partielles) n'est pas appropriée pour la détermination de la rigidité diélectrique, ni pour celle du coefficient d'ionisation. L'interpolation linéaire en fonction des titres (x) ou des pressions partielles (p_i) de ses constituants s'établit selon la relation :

$$\alpha_{mél}^* = x\alpha_1^* + (1-x)\alpha_2^*$$

$$\alpha_{mél}^* = \frac{\sum_i p_i \alpha_i^*}{\sum_i p_i} \quad (2.1)$$

L'application de cette formulation empirique, valable pour certains paramètres physico-chimiques, est cependant très contestée pour le coefficient d'ionisation [142]. Elle ne tient pas compte de l'éventualité de l'effet de synergie (tenue du mélange supérieure à celle de chacun de ses constituants). Lorsque cet effet existe, le coefficient d'ionisation effectif du mélange est inférieur à celui des gaz qui le composent. Dans la pratique, l'effet de synergie est plus prononcé aux faibles pressions et aux pourcentages intermédiaires (50 – 50 %). Compte tenu des pourcentages de SF₆ (5 - 20 %) utilisés dans nos mélanges, cet effet a très peu de chance d'intervenir. L'approche théorique la plus fidèle aux résultats expérimentaux reste celle qui utilise les paramètres microscopiques des deux gaz [143]. Les résultats issus des travaux effectués Liu *et al* [142] permettent de tracer la caractéristique du champ critique dans les mélanges SF₆ - N₂ en fonction du pourcentage de SF₆ (figure 3.11).

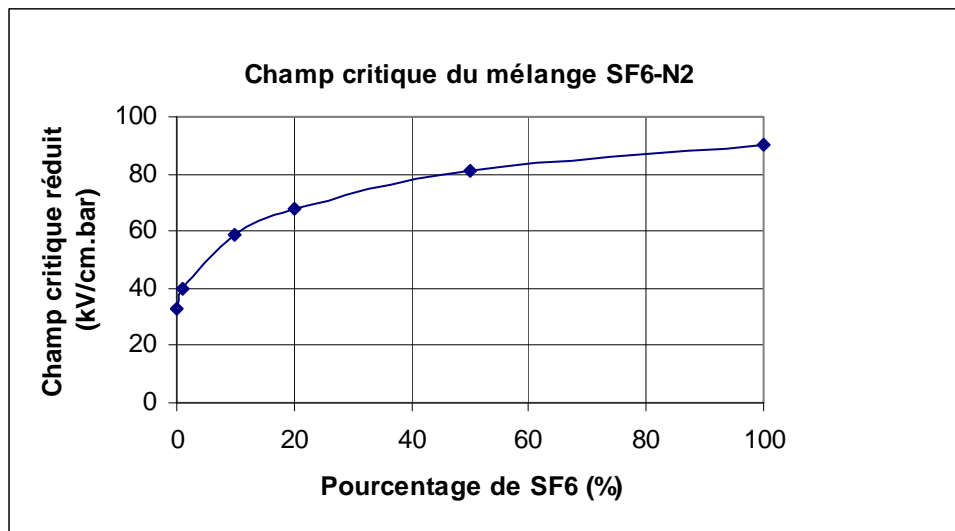


Figure 3.11 Champ critique réduit en fonction de la teneur de SF₆ dans le mélange

L'adjonction du SF₆ à l'azote peut améliorer certains paramètres physico-chimiques comme la conductivité thermique [5]. Dans une optique expérimentale, l'évaluation des pressions partielles pour la constitution du mélange fera appel aux facteurs de compressibilité du SF₆, de l'azote et du CO₂.

Le mélange optimal consisterait à réaliser le meilleur compromis entre la quantité de SF₆ dans le mélange et la pression totale du mélange. La référence étant la tenue du système avec environ 0,4 – 0,5 MPa de SF₆ en polarité positive, les essais ont été réalisés avec des pressions totales allant de 0,2 à 0,4 MPa en utilisant des pourcentages minimums de SF₆. La procédure expérimentale d'essai reste invariante, exception faite du moment de la mise sous pression du mélange qui correspond à la phase de constitution du mélange.

3.2 Etude d'un mélange SF₆ – N₂ équivalent à 0,4 MPa de SF₆

Dans cette étude, nous nous sommes fixés la limite de 15 % de SF₆ dans le mélange. Toutefois, des essais ont été effectués avec 20 % de SF₆ à titre indicatif. Au-delà de ce pourcentage, la quantité de SF₆ devient assez importante, ce qui peut remettre en cause le gain économique obtenu avec l'azote et/ou le CO₂ ainsi que le facteur écologique. Le critère d'équivalence sera vérifié avec le SF₆ à 0,4 MPa si la tension en polarité positive ou négative est supérieure ou égale à 590 kV [144]. Le tableau 3.1 et la figure 3.12 résument les valeurs répondant à la condition de tenue équivalente à celle de 0,4 MPa de SF₆ pur. Les tensions (en

polarité positive et négative) sont obtenues en ajustant la pression pour avoir une tenue de référence de 590 kV. Cette figure représente le cas le plus contraignant en considérant la pression totale.

Pression partielle et % de SF ₆		P _{totale} (MPa)	U ₅₀ [kV]	
			Polarité (-)	Polarité (+)
0	0	1,8	> 630	630
0,17	1	1,7	> 630	620
0,75	5	1,5	630	580
1,20	10	1,2	610	630
1,50	15	1,0	590	630
4	100	0,4	590	630

Tableau 3.1 Correspondance entre le pourcentage de SF₆ et la pression totale [144]

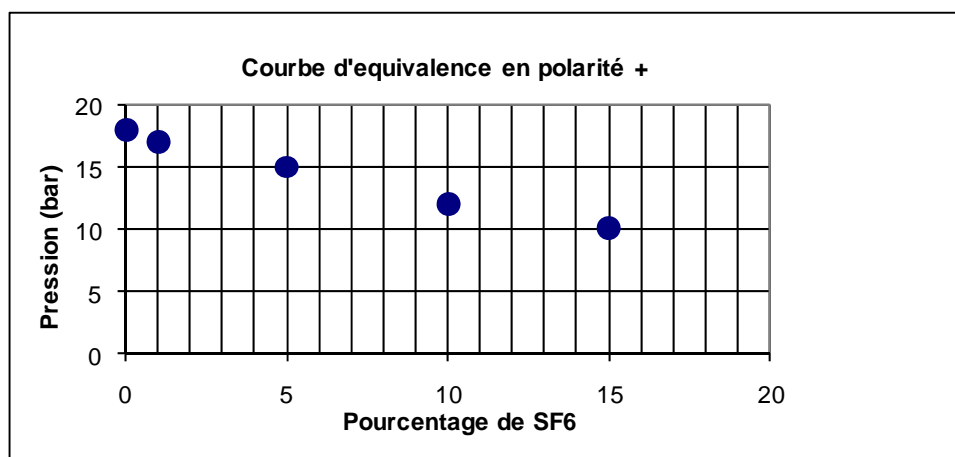


Figure 3.12 Pourcentages et pressions équivalent à la tenue du SF₆ à 0,4 MPa pour le cas défavorable (polarité +, $V_{réf} = 630$ kV)

Remarquons que cette courbe d'équivalence porte sur des essais en choc de foudre donnant lieu à des tensions de contournement [144]. Cependant, il peut exister quelques écarts entre nos résultats dus à la différence entre notre cellule et celle des auteurs suscités. En analysant ces résultats, on observe que pour les mélanges contenant environ 10 % de SF₆, la tension de contournement est équilibrée selon les polarités ($U_{50} [+]\approx U_{50} [-]$). A ce même pourcentage, il est possible d'obtenir 48 % des performances diélectriques du système isolé avec du SF₆ pur. A titre de comparaison, il a été rapporté [145] que pour un système coaxial, 72 % de la tenue du SF₆ peuvent être réalisés avec 23 % de SF₆ en volume dans le mélange.

3.3 Tenue des mélanges sous différentes formes de tension

Les essais ont été réalisés sous tensions alternative, continue et impulsionnelle et les gaz utilisés de qualité commerciale dont les caractéristiques sont identiques à ceux utilisés dans les précédents paragraphes. Avant d'admettre le gaz dans l'enceinte, celle-ci est vidée à la capacité maximale de la pompe (environ 10 mbar), puis rincée. Le rinçage se fait à chaque fois qu'on change de gaz. Le remplissage de la cellule est effectué par la suite avec les gaz selon la procédure décrite dans le chapitre 2. Ensuite, un temps d'arrêt est observé pour permettre une éventuelle homogénéisation et mixture des gaz à l'intérieur de la cellule. Entre chaque essai, il est nécessaire de faire le vide. Compte tenu du caractère quelque peu aléatoire du claquage surtout en impulsionnel, malgré toutes les précautions prises lors du montage/démontage et nettoyage de la cellule, ainsi que des impératifs industriels, chaque résultat présenté ci-dessous est la synthèse de plusieurs séries d'essais. Cette constatation imposait de confirmer, autant de fois que nécessaire, chaque valeur. Dans une large mesure, cette méthodologie nous permet entre autres de rester dans la gamme des recommandations en vigueur et d'avoir de résultats exploitables. Les figures 3.13 à 3.15 donnent une illustration de la tension de claquage des mélanges en fonction du pourcentage de SF₆ à une pression donnée pour différentes formes de tension.

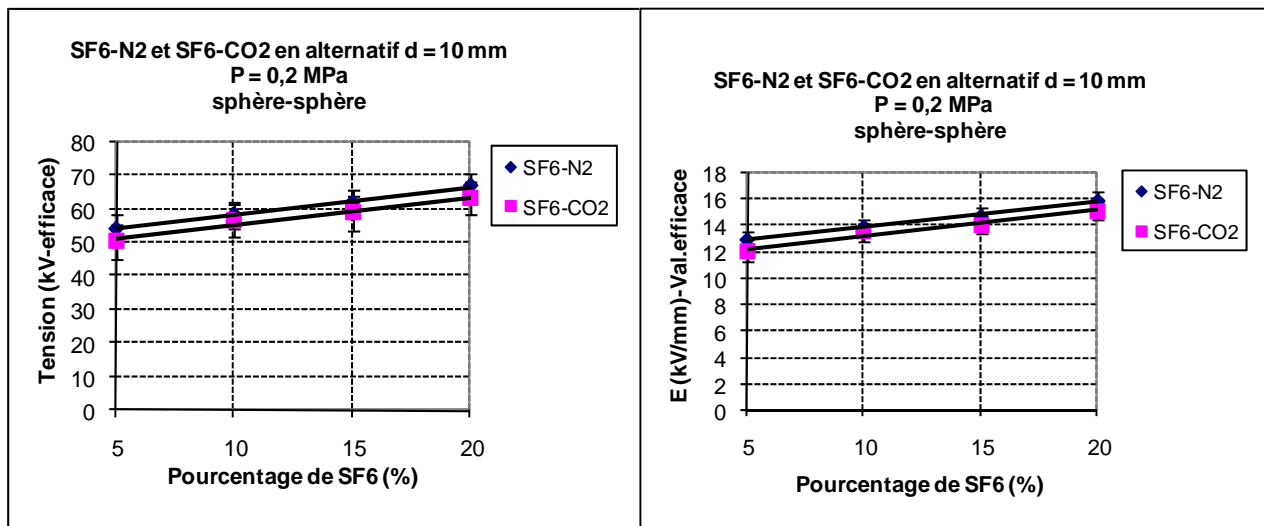


Figure 3.13 Comparaison SF₆-N₂ et SF₆-CO₂ en alternatif

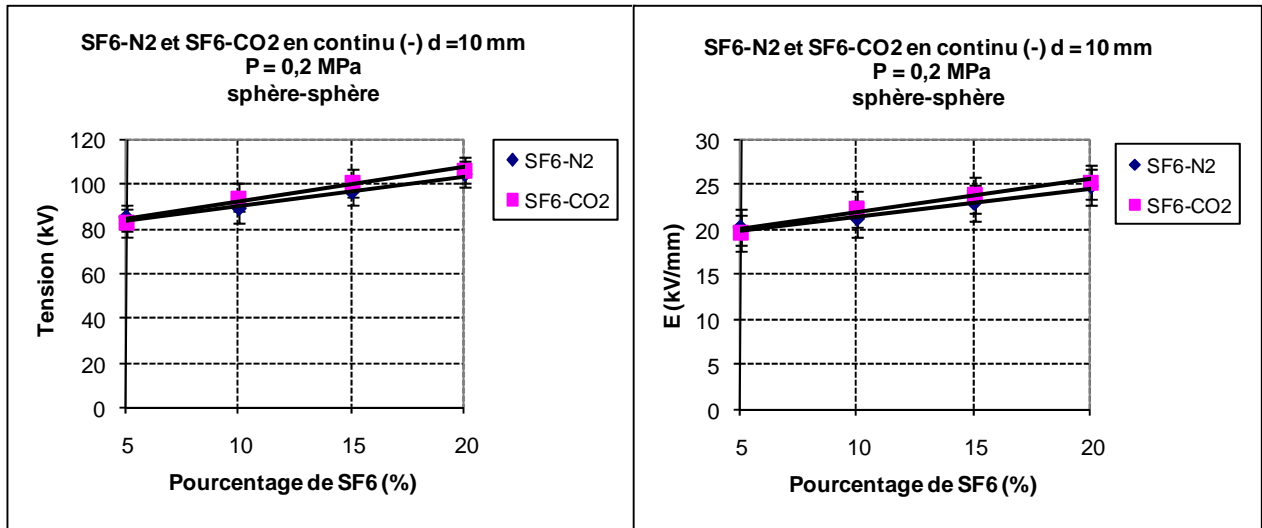


Figure 3.14.a Comparaison SF₆-N₂ et SF₆-CO₂ en continu

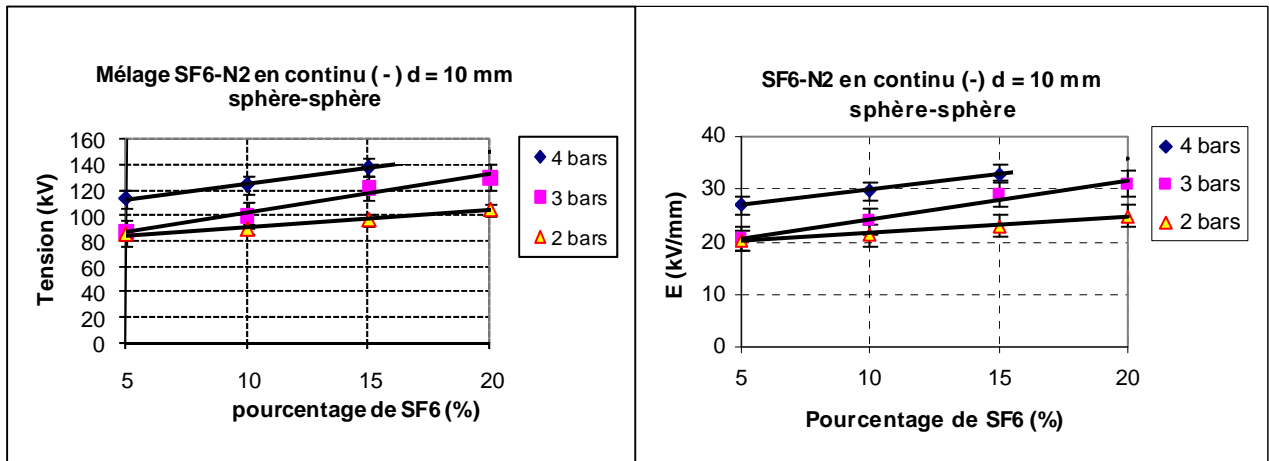


Figure 3.14.b SF₆-N₂ en continu (-) sous 0.4, 0.3 et 0.2 MPa

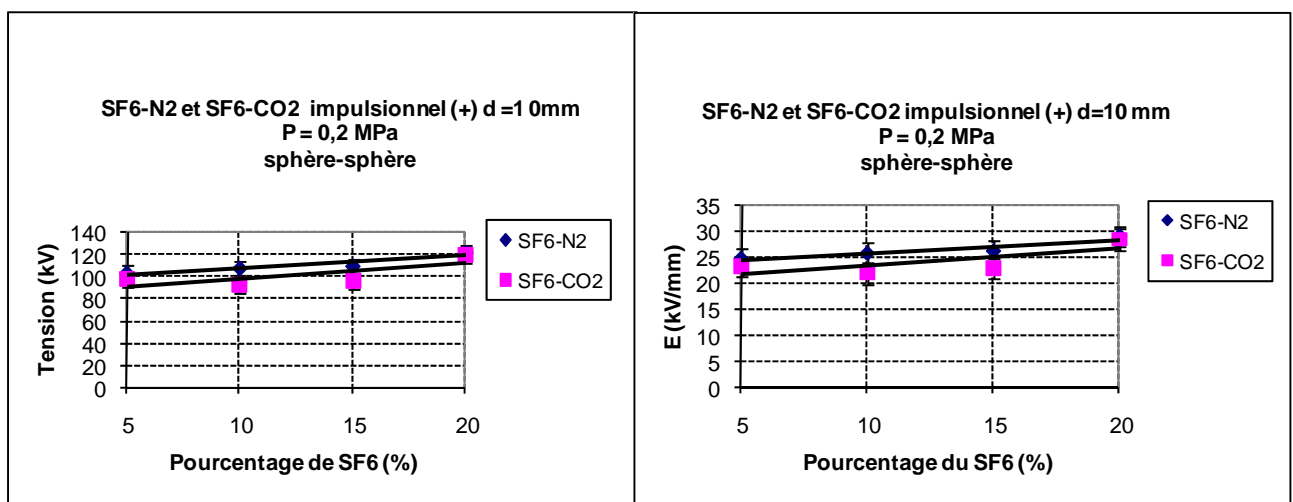


Figure 3.15 Comparaison SF₆-N₂ et SF₆-CO₂ en impulsion (+)

Ces illustrations montrent que les tensions et champ de rupture des mélanges SF₆ - N₂ et SF₆ - CO₂ sont très proches, comme il a été constaté dans le cas des gaz purs, quelle que soit la forme de la tension utilisée. Cependant, l'adjonction d'une faible quantité de SF₆ à ces gaz (CO₂ et N₂) permet d'améliorer leurs performances diélectriques.

Nous avons observé une amélioration, dans le cas de l'azote, de 44 % (soit une tension de 103,74 kV au lieu de 58 kV) pour une addition de 5 % de SF₆ et 46 % (58 à 107,97 kV) pour 10 % de SF₆.

Pour le CO₂, on a une amélioration de la tenue de 25 % (73 à 97,27 kV) pour 5 % de SF₆ et 20 % (73 à 91,69 kV) avec 10 % de SF₆ (cf. SF₆ pur = 125,9 kV). Nous remarquons ici qu'une addition de 10 % de SF₆ au CO₂ provoque une amélioration (20 %) plus faible de la tenue du mélange (SF₆-CO₂) que celle (25 %) engendrée par 5 % de SF₆, ce qui paraît à première vue absurde. Ce phénomène pourrait s'expliquer par l'effet stabilisant de la décharge couronne (plus important dans le mélange) en tension impulsionnelle. Nous avons également remarqué dans l'étude des gaz purs sous tension impulsionnelle des phénomènes similaires où la tenue en tension à 0,1 MPa par exemple est plus élevée que celle à 0,15 MPa. Des dispersions sont également observées dans les mesures surtout dans le cas de l'azote et ses mélanges.

4 Conclusion

Les essais expérimentaux que nous avons réalisés montrent que, quelle que soit la forme de la tension (alternative, continue ou impulsionnelle), la tenue du SF₆ reste la plus élevée devant celles de l'azote et du CO₂. Les tensions de rupture de l'azote et du CO₂ sont en moyenne assez proches. Pour la configuration d'électrodes pointe - plan, la tenue en polarité négative s'est toujours révélée supérieure à celle mesurée en polarité positive sous tension continue. Notons que pour toutes les courbes, la dispersion des valeurs par rapport à la moyenne (écart-type) est de l'ordre de 1,5 à 3 % exception faite du cas impulsionnel. Les dispersions les plus importantes ont été observées pour l'étude sous onde impulsionnelle. Parmi les trois gaz étudiés, l'azote et ses mélanges présentent le cas de dispersions le plus important devant le CO₂ et le SF₆. Pour les mélanges SF₆ - N₂ et SF₆ - CO₂ à 0,2 MPa, on constate qu'ils ont à peu près la même tenue diélectrique, sous les trois formes de tension étudiées, pour un pourcentage de SF₆ variant de 5 à 20 %. On remarque également que l'addition du SF₆ à l'azote et au CO₂, sous une pression de 0,2 MPa en configuration sphère -

sphère, permet d'améliorer leurs tenues diélectriques selon le pourcentage de SF₆ utilisé. Cela est valable pour les trois formes de tension utilisées dans notre étude.

- Sous tension alternative, l'addition de 5 % de SF₆ à l'azote permet de relever la tenue de ce dernier d'environ 12 % (48 à 54,33 kV). Lorsque le pourcentage de SF₆ passe à 10 %, l'amélioration est d'environ 18 % (48 à 58,5 kV). S'agissant du mélange SF₆ - CO₂, la tenue du CO₂ est augmentée d'environ 15 % (42,4 à 50,33 kV) pour 5 % de SF₆ et 25 % (42,4 à 56,66 kV) pour 10 % de SF₆ (cf. SF₆ pur = 94,25 kV).

- Sous tension continue négative, l'addition du SF₆ à l'azote permet également d'améliorer les performances diélectriques de l'azote : de 18 % (69,5 à 85,157 kV) pour 5 % de SF₆ et de 22 % (69,5 à 89,154 kV) pour un pourcentage de SF₆ égal à 10 %. Pour le CO₂, les valeurs sont de 20 % (66,745 à 83,03 kV) pour une teneur en SF₆ de 5 % contre 29 % (66,745 à 94,42 kV) pour 10 % de SF₆ (cf. SF₆ pur = 114,77 kV).

- Sous tension impulsionnelle, nous avons observé une amélioration pour le N₂ de 44 % (58 à 103,74 kV) pour 5 % de SF₆ et 46 % (58 à 107,97 kV) pour 10 % de SF₆. Pour le CO₂, on a 25 % (73 à 97,27 kV) pour 5 % de SF₆ et 20 % (73 à 91,69 kV) avec 10 % de SF₆ (cf. SF₆ pur = 125,9 kV). Nous remarquons ici qu'une addition de 10 % de SF₆ au CO₂ provoque une amélioration (20 %) plus faible de la tenue du mélange (SF₆-CO₂) que celle (25 %) engendrée par 5 % de SF₆, ce qui paraît à première vue absurde. Ce phénomène pourrait s'expliquer par l'effet stabilisant de la décharge couronne (plus important dans le mélange) en tension impulsionnelle. Nous avons également remarqué dans l'étude des gaz purs sous tension impulsionnelle des phénomènes similaires où la tenue en tension à 0,1 MPa par exemple est plus élevée que celle à 0,15 MPa. L'étude en onde impulsionnelle permet difficilement de tirer une conclusion définitive surtout dans le cas de l'azote et ses mélanges. Notons, cependant, que ces valeurs sont propres à nos conditions expérimentales.

Chapitre 4

Décharges glissantes aux interfaces gaz/solide sous tension impulsionnelle



1 Introduction

La connaissance des caractéristiques optiques et électriques des décharges surfaciques est d'un grand intérêt pour les applications industrielles. Ces caractéristiques sont nécessaires pour la conception et le dimensionnement des structures isolantes. En effet, outre l'aspect économique (coût), le choix des constituants d'une structure isolante mixte (c'est à dire d'un gaz et d'un matériau solide) se fait en fonction de la tension de contournement. À tension d'initiation des décharges similaires, la meilleure structure serait celle où les décharges surfaciques se développeraient le moins, c'est-à-dire celle où la longueur finale des décharges serait la plus courte.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats d'une étude expérimentale systématique des caractéristiques optiques et électriques des décharges glissantes (surfiques) se développant sur différents types de diélectriques solides immergés dans divers gaz (mélange). Nous étudions en particulier la morphologie de ces décharges et leur longueur finale sous tension de foudre 1,2/50 μ s dans une configuration d'électrodes pointe – plan, en fonction du type de matériaux solide et de son épaisseur, du type de gaz (mélange) et de sa pression, de la polarité et de l'amplitude de la tension appliquée. Les isolants solides utilisés sont le verre, différentes nuances de PTFE (chargé de différents éléments : Alumine de cobalt, sulfure de molybdène, oxyde de silicium et du fluorure de calcium) et la résine Epoxy avec peau de moulage. Les gaz sont le N_2 , SF_6 , CO_2 ainsi que les mélanges $SF_6 - N_2$ et $SF_6 - CO_2$.

2 Etude morphologique et longueur finale

2.1 Verre et PTFE

2.1.1 Morphologie des décharges

La morphologie des décharges, leurs longueurs finales L_f et la tension seuil d'apparition U_s de ces décharges dépendent principalement des constituants de l'interface, c'est à dire de la nature et de la géométrie de l'isolateur, du gaz (ou du mélange gazeux), de l'amplitude et de la polarité de la tension appliquée, de la pression du gaz ainsi que de la concentration des différents constituants des mélanges. Pour un solide et une pression de gaz (ou mélange gazeux) donnés, U_s est le plus élevé dans le SF_6 . Avec le CO_2 et le N_2 , les valeurs sont assez proches ; c'est également le cas avec les mélanges $SF_6 - CO_2$ et $SF_6 - N_2$. U_s serait plus élevé en négatif qu'en positif. Lorsque la tension appliquée est supérieure à U_s , les décharges (streamers) se propagent à la surface de l'isolateur par bonds comme cela a été

observé par Shibutani et *al* [146], décrivant un contour circulaire autour de l'électrode pointe. Les décharges ne sont pas forcément radiales comme rapporté dans la littérature [125].

Pour une pression de gaz et une interface données, la longueur finale des décharges est plus importante avec une pointe positive qu'avec une pointe négative (figure 4.1). Comme le montre les figures 4.2 à 4.4, l'augmentation de la pression provoque la diminution de la longueur finale des décharges. Aux basses pressions et pour une polarité donnée (figure 4.1), nous n'avons pas observé une différence significative entre les formes des décharges dans le SF₆ (figure 4.1). Cependant, les formes des décharges sont nettement différentes d'une polarité à l'autre. Pour des pressions relativement élevées et un gaz donné, la forme des décharges en négatif (pointe négative) semble être différente. Cela ne signifie pas nécessairement que les formes des décharges sont vraiment différentes. Cela est probablement dû au fait qu'aux basses pressions, les décharges ne sont pas totalement en contact avec l'isolateur. Le réglage optique en 2D ne nous permet pas d'observer les filaments des branches qui ne sont pas dans le même plan. Plus la pression augmente, plus les décharges ont tendance à se coller à l'isolateur permettant ainsi un meilleur réglage optique et donc l'observation la totalité de la décharge.

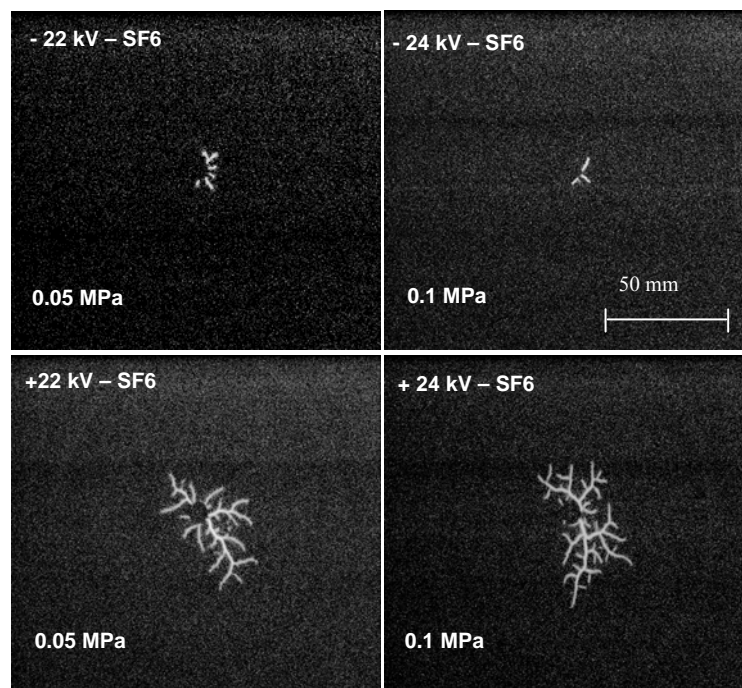


Figure 4.1 *Influence de la polarité de la tension et de la pression du gaz sur la longueur finale des décharges se propageant sur une interface verre/SF₆*

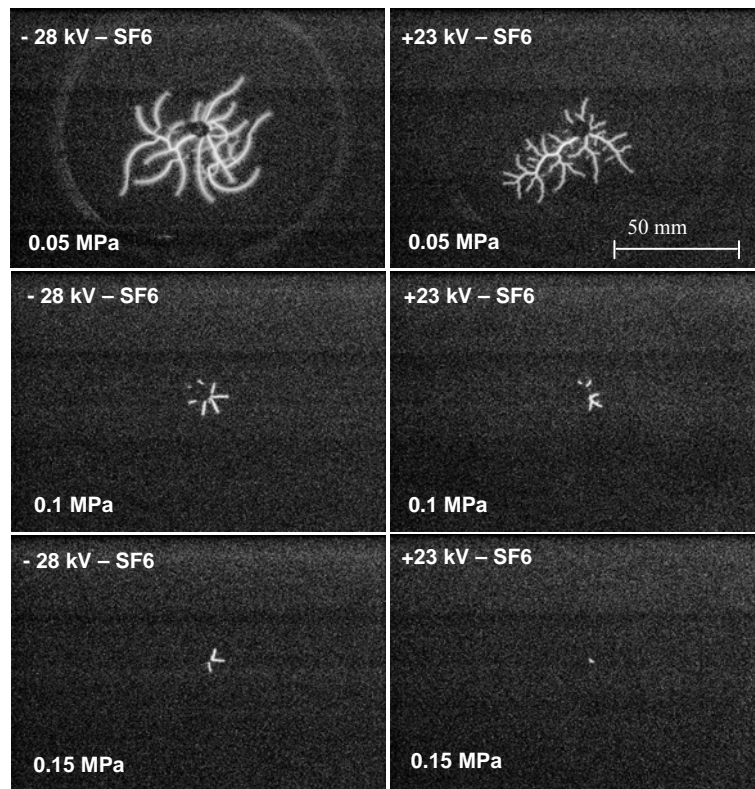
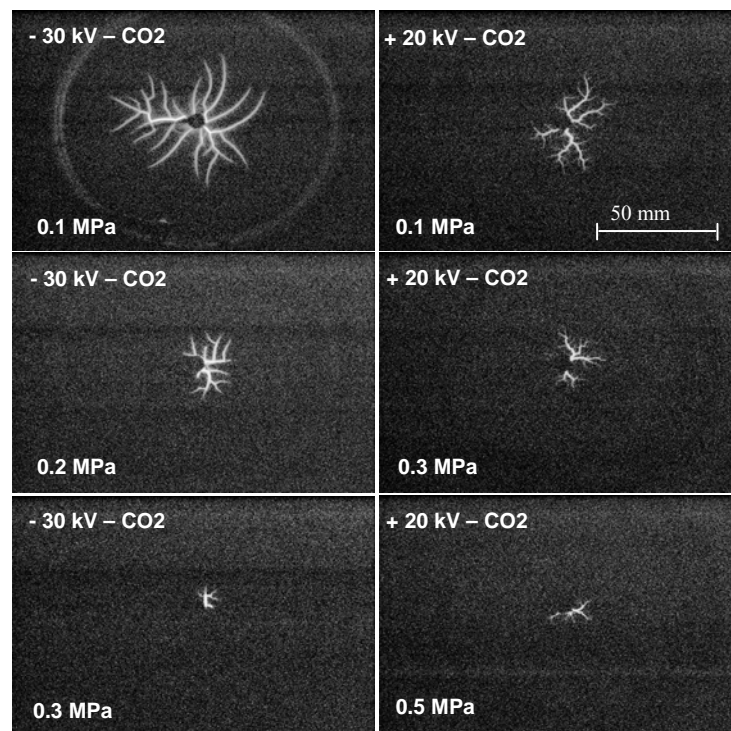
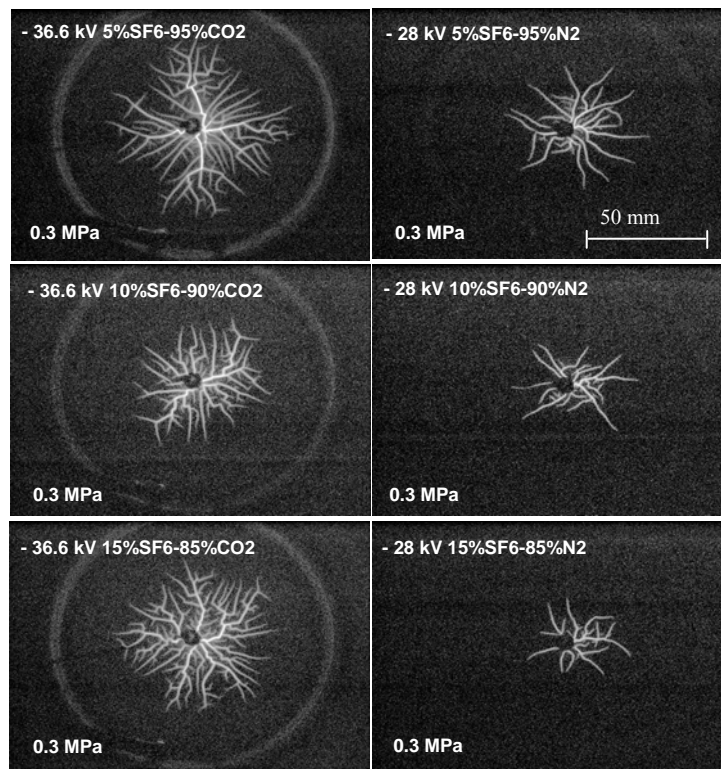


Figure 4.2 *Influence de la pression du gaz et de la polarité de la tension sur la longueur finale des décharges sur une interface verre/SF₆*



(a)

Figure 4.3.a *Influence de la pression du gaz et de la polarité de la tension sur la longueur finale des décharges sur une interface verre/CO₂*



(b)

Figure 4.3.b *Influence de la concentration de SF₆ dans le mélange SF₆-CO₂ et SF₆-N₂ sur la longueur finale des décharges sur le verre*

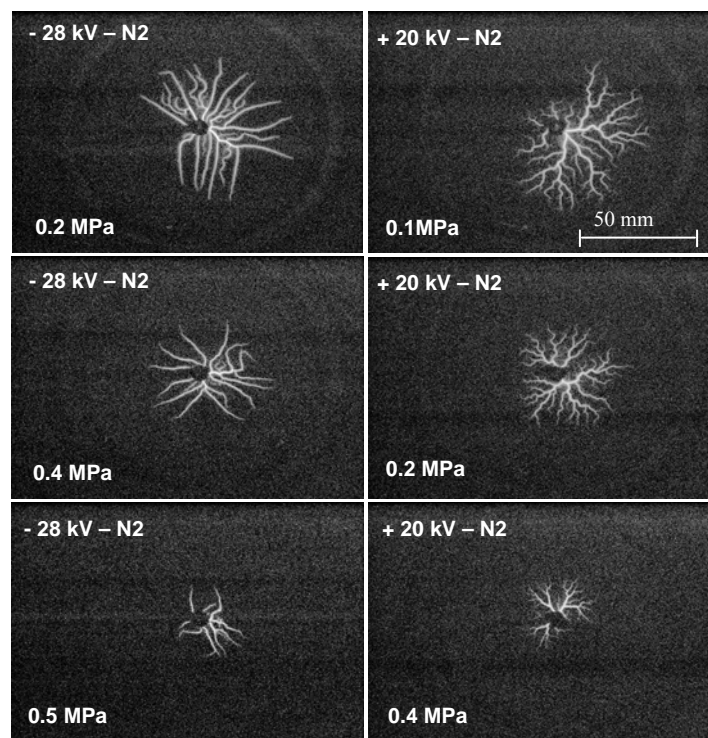


Figure 4.4 *Influence de la pression du gaz et de la polarité de la tension sur la longueur finale des décharges sur une interface verre/N₂*

L'effet de la pression est plus marqué dans le mélange SF₆ - N₂ que dans le mélange SF₆ - CO₂ (figure 4.3.b). La morphologie des décharges est très différente dans les deux mélanges.

Les figures 4.5 et 4.6 donnent quelques exemples de décharges observées sur le PTFE-A et le PTFE-B pour une épaisseur de 2 mm. La longueur finale des décharges observées sur ce dernier est plus courte, bien que son diamètre soit plus faible (l'isolateur en PTFE-A [100 mm] a un diamètre plus grand que celui du PTFE-B [50 mm]).

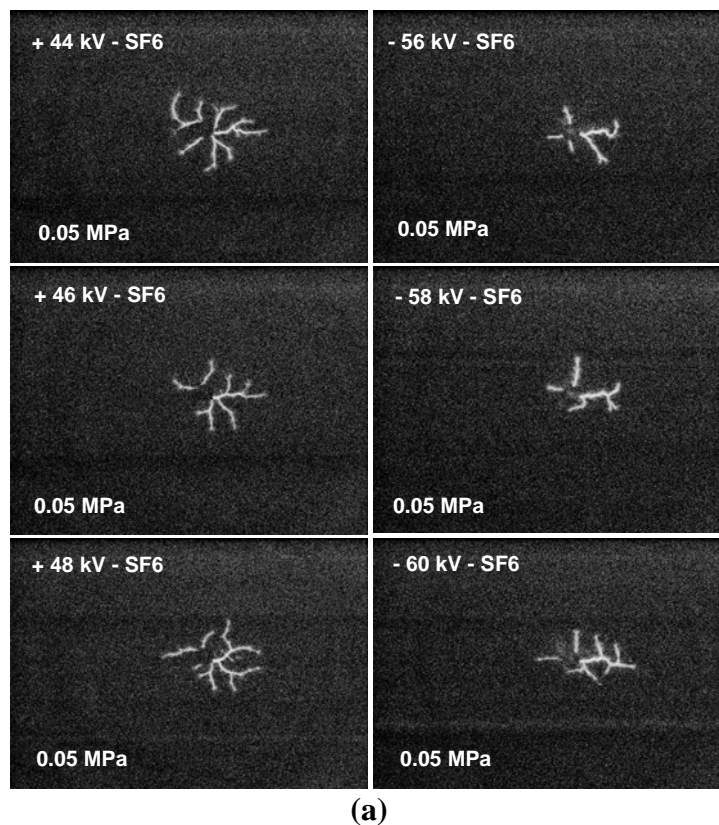
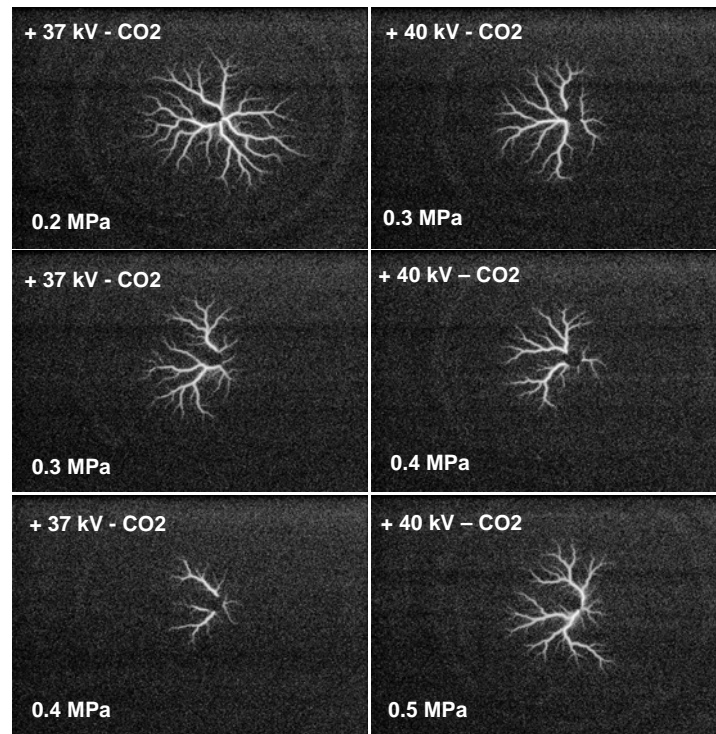


Figure 4.5.a *Influence de l'amplitude de la tension sur la longueur finale des décharges pour une interface SF₆/PTFE-A*



(b)

Figure 4.5.b *Influence de la pression du gaz sur la longueur finale des décharges pour une interface CO₂/PTFE-A*

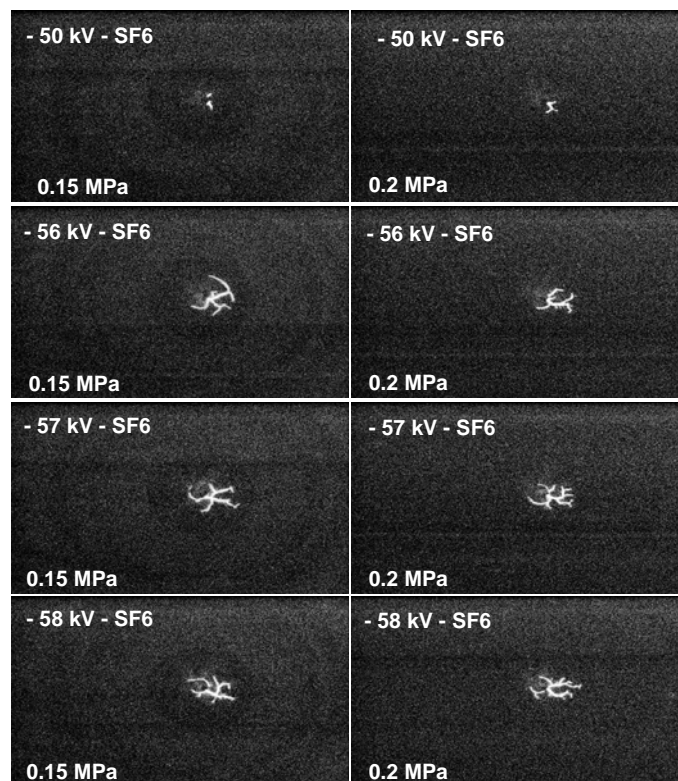


Figure 4.6 *Influence de l'amplitude de la tension sur la longueur finale des décharges pour une interface SF₆/PTFE-B*

2.1.2 Longueur finale des décharges

Les longueurs finales L_f des décharges augmentent quasi linéairement avec la tension et diminuent quand la pression du gaz (resp. mélange) est augmentée comme illustrée sur les figures 4.7 et 4.8. L_f est plus long avec le CO_2 et le N_2 qu'avec le SF_6 . Par conséquent, les tensions de contournement sont inférieures dans le CO_2 et le N_2 que dans le SF_6 confirmant ainsi les propriétés diélectriques connues (tenue diélectrique) de ce dernier par rapport au CO_2 et au N_2 (cf. chapitre 2). Notons que dans le N_2 , nous avons observé une dispersion importante des résultats et plus particulièrement en polarité positive. De telles observations ont été faites sur les mesures de la tenue diélectrique du N_2 sous tension impulsionnelle. Pour les faibles pressions, les formes de décharges observées dans le SF_6 et le CO_2 sont semblables. L'augmentation de la concentration de SF_6 dans les mélanges $\text{SF}_6 - \text{CO}_2$ ou $\text{SF}_6 - \text{N}_2$ provoque une diminution de la longueur finale (figure 4.7). Cependant l'effet n'est pas très marqué avec 10% et 15% de SF_6 dans le mélange $\text{SF}_6 - \text{CO}_2$. Ceci pourrait être dû à l'existence d'une concentration optimale de SF_6 au dessus de laquelle l'effet de la pression est peu influent. Notons également que dans l'azote pur, nous avons observé une dispersion importante des valeurs de L_f et en présence du mélange $\text{SF}_6 - \text{N}_2$ pour différentes concentrations de SF_6 .

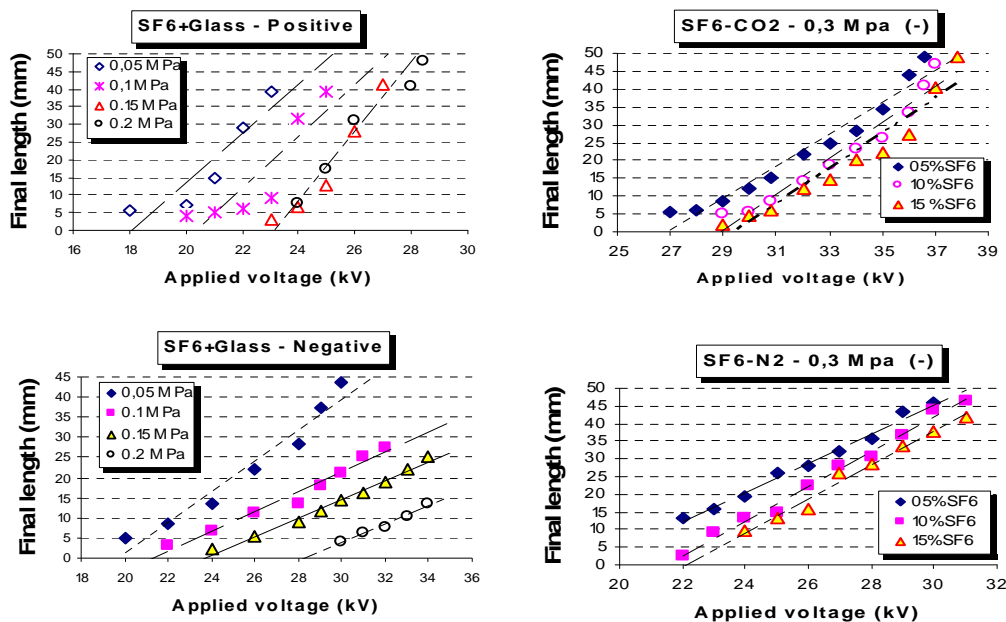


Figure 4.7 Évolution de la longueur finale en fonction de la tension dans le SF_6 pour les deux polarités et pour différentes pressions et les mélanges $\text{SF}_6 - \text{CO}_2$ et $\text{SF}_6 - \text{N}_2$

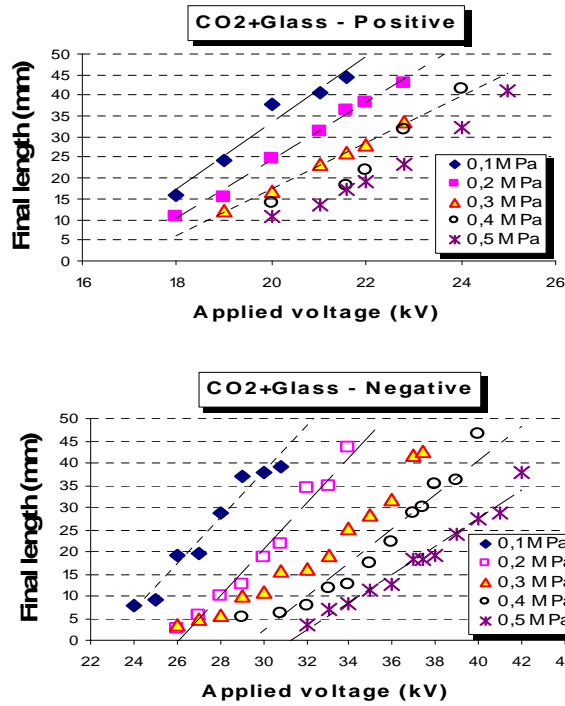


Figure 4.8 Évolution de la longueur finale en fonction de la tension dans le CO₂ pour les deux polarités et pour différentes pressions

La figure 4.9 donne la longueur finale des décharges en fonction de la tension pour l'azote en polarité positive et négative.

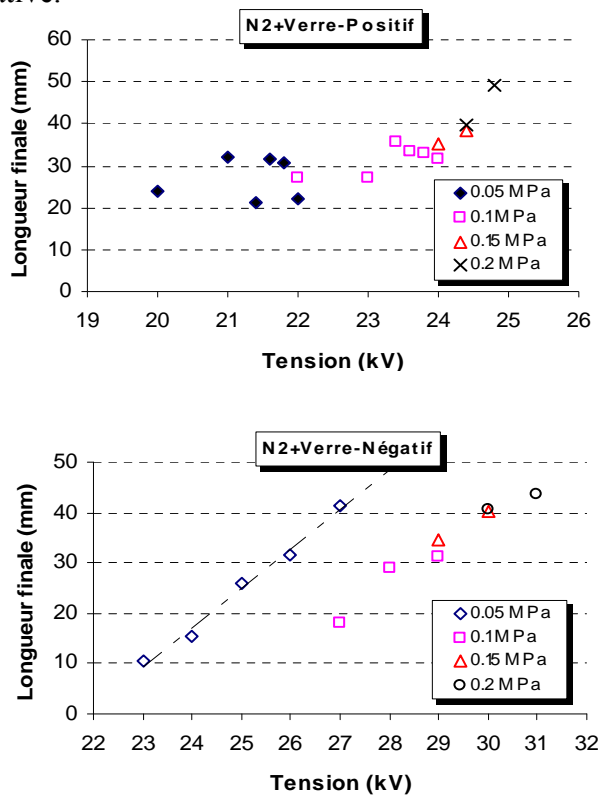


Figure 4.9 Longueur finale des décharges surfaciques en fonction de la tension dans l'azote pour les deux polarités

Sur cette courbe, nous observons des dispersions importantes dans les mesures surtout en polarité positive comme indiqué plus haut. Lorsqu'on augmente la pression ou la tension, la longueur finale des décharges peut augmenter ou diminuer de façon aléatoire.

Les résultats obtenus avec les deux types de Téflon (PTFE-A ou PTFE-B) révèlent également des dispersions dans les mesures quel que soit le type de gaz ou mélange de gaz utilisé. Cependant, la tendance d'augmentation de la longueur finale des décharges lorsque la tension augmente (valeur de crête), ou la diminution de L_f lorsque la pression du gaz ou du pourcentage de SF_6 dans le mélange augmente est confirmée comme le montre les figures 4.10 et 4.11.

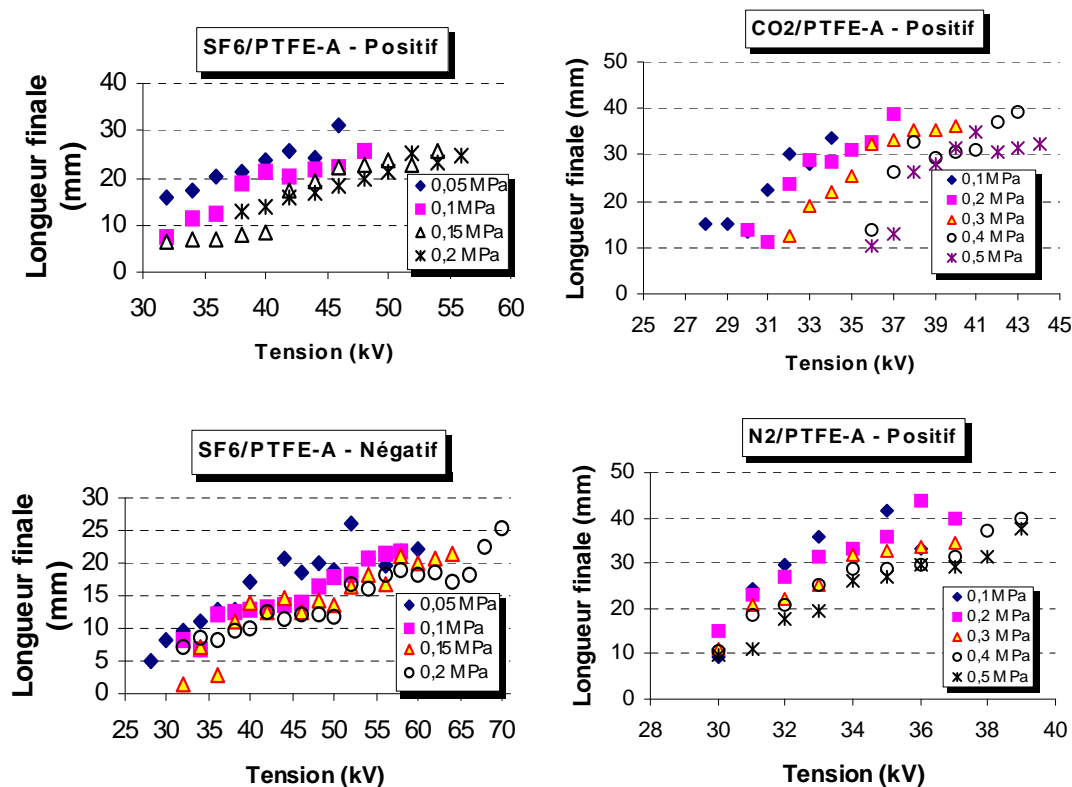


Figure 4.10 Evolution de la longueur finale des décharges en fonction de la pression sur des interfaces $SF_6/PTFE-A$, $CO_2/PTFE-A$ et $N_2/PTFE-A$

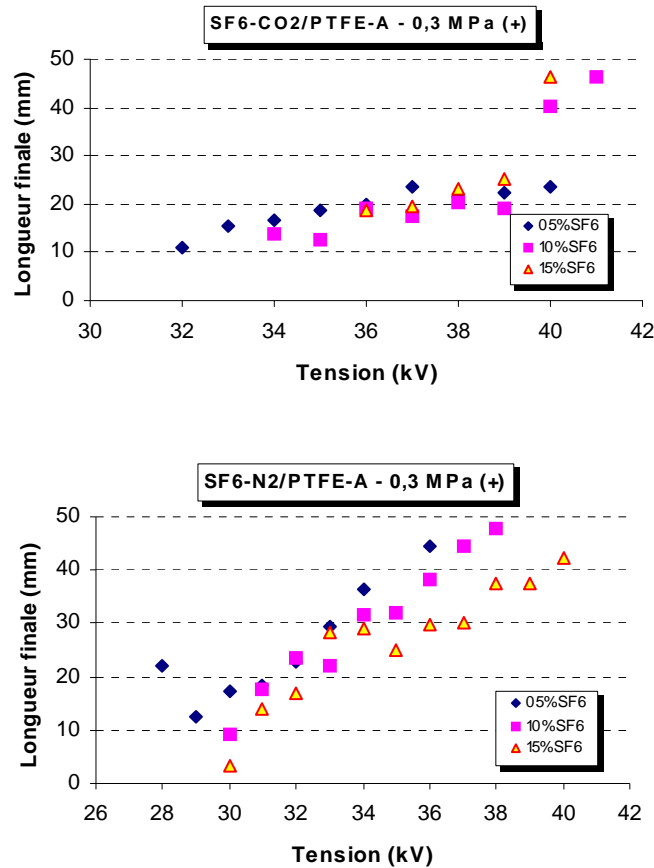


Figure 4.11 Evolution de la longueur finale des décharges en fonction de la pression sur des interfaces SF₆-CO₂/PTFE-A et SF₆-N₂/PTFE-A

2.2 Résine Epoxy

2.2.1 Morphologie et longueur des décharges

Les résultats obtenus avec la résine Epoxy (avec peau de moulage) montrent que la morphologie des décharges ainsi que leurs longueurs finales L_f dépendent principalement des mêmes paramètres que les matériaux précédemment étudiés. Comme indiqué sur les figures 4.12 à 4.15, des effets similaires sont constatés. L'addition d'une faible quantité de SF₆ dans ces mélanges permet en conséquence d'améliorer la tenue de la structure isolante. Notons que toujours dans le cas du mélange SF₆ - N₂, des dispersions importantes constatées dans les mesures montrent que l'effet (pas très stable) de la teneur en SF₆ peut être à l'origine de l'augmentation ou de la diminution de L_f .

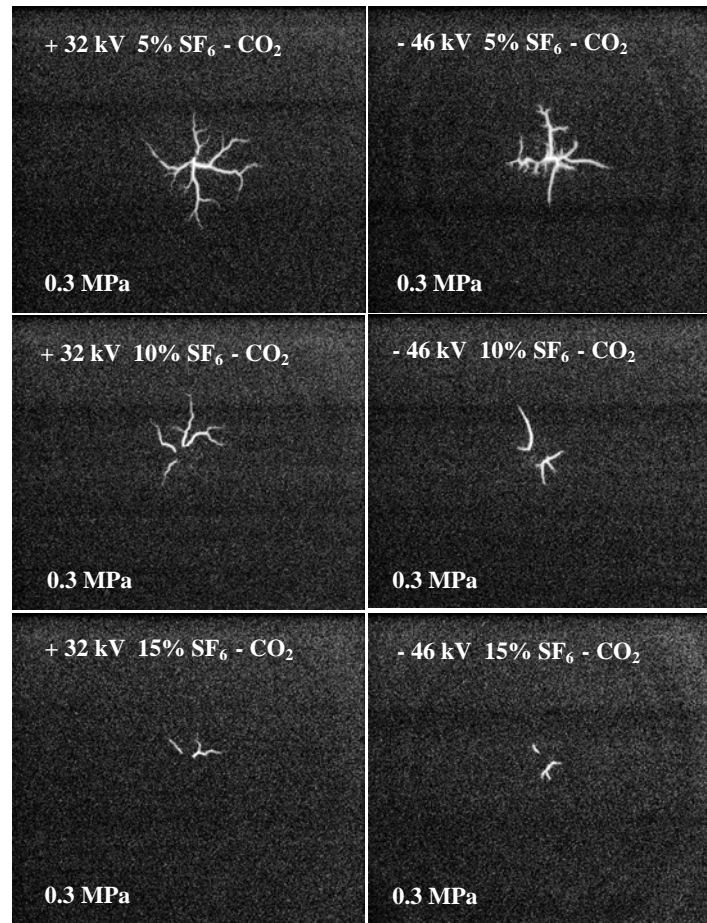


Figure 4.12 Influence de la teneur en SF₆ sur la longueur finale des décharges pour une interface SF₆- CO₂/Epoxy + moulage ($e = 2\text{mm}$) en polarité (+) et (-)

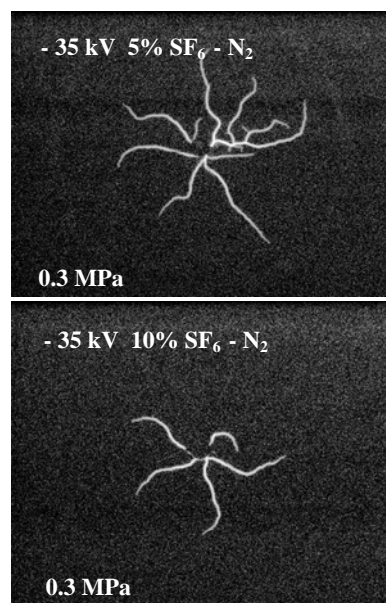


Figure 4.13 Influence de la teneur en SF₆ sur la longueur finale des décharges pour une interface SF₆- N₂/Epoxy + moulage ($e = 2\text{mm}$) en polarité (-)

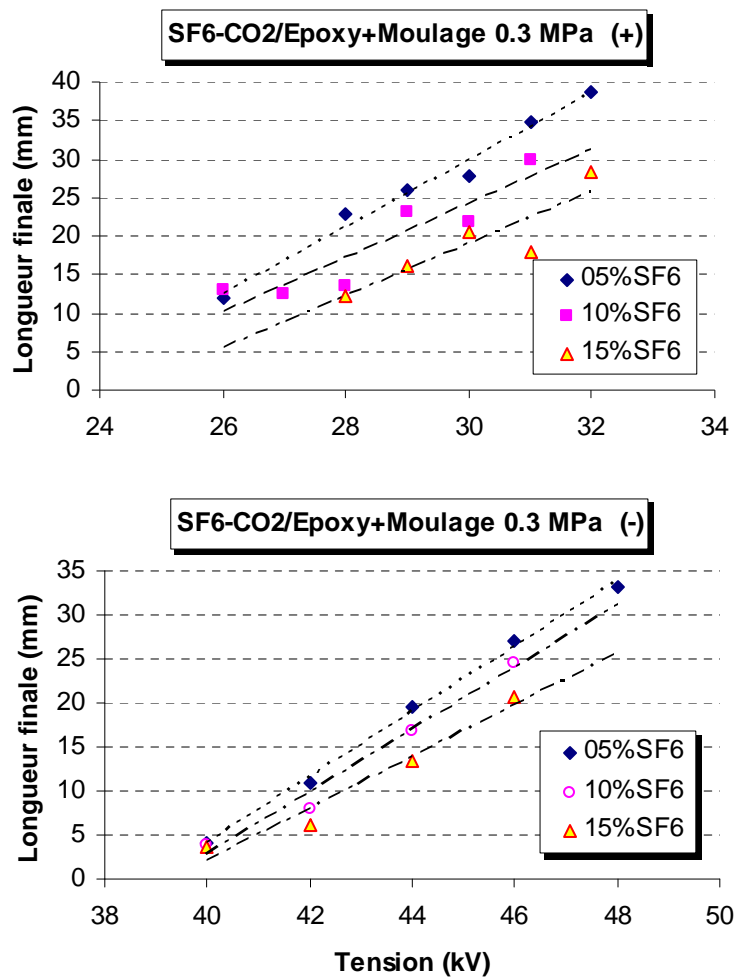


Figure 4.14 Evolution de la longueur finale des décharges en fonction du pourcentage de SF₆ en polarité positive et négative pour une interface SF₆- CO₂/Epoxy + Moulage

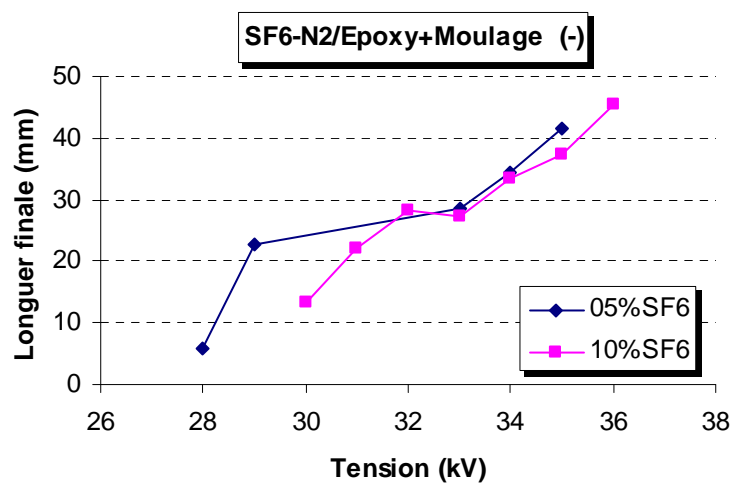


Figure 4.15 Evolution de la longueur finale des décharges en fonction du pourcentage de SF₆ en polarité négative pour une interface SF₆- N₂

La longueur finale des décharges dans le cas des interfaces SF₆/Epoxy + moulage, CO₂/Epoxy + moulage et N₂/Epoxy + moulage présente une extension maximale relativement plus longue que celles obtenues avec le Téflon (PTFE-A et PTFE-B) dans les mêmes conditions de pression d'essais.

Les longueurs finales L_f augmentent avec la tension et diminuent quand la pression augmente. Les formes de décharges observées d'une manière générale présentent dans certains cas des ressemblances lorsqu'il s'agit de la même polarité. Les figures 4.16 à 4.18 et 4.19 à 4.22 présentent respectivement quelques exemples de décharges observées sur un isolateur en Epoxy avec peau de moulage pour les trois gaz et l'évolution de la longueur finale en fonction de la tension pour différentes pressions.

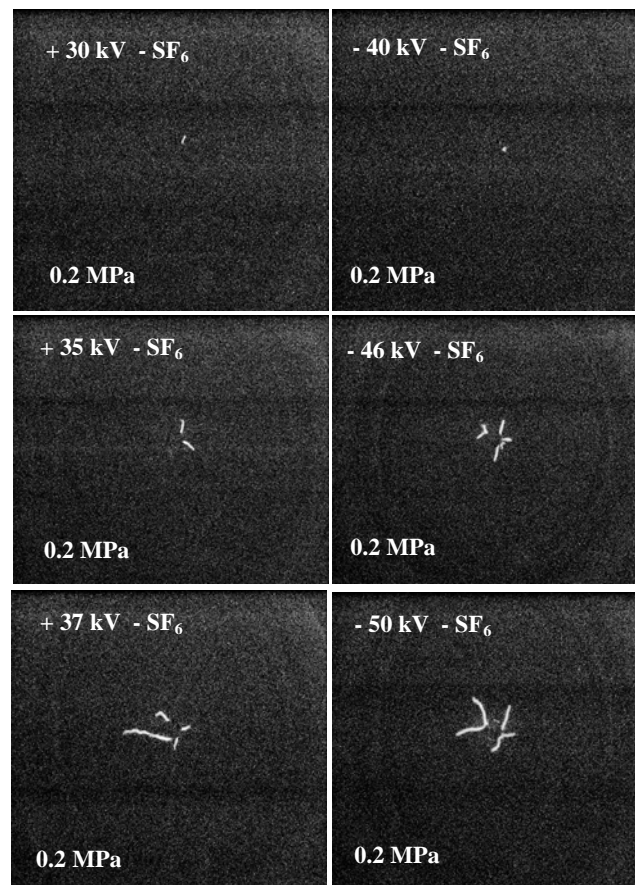


Figure 4.16 *Influence de la tension sur la longueur finale des décharges pur une interface SF₆/Epoxy + moulage ($e = 2\text{mm}$) en polarité positive et négative*

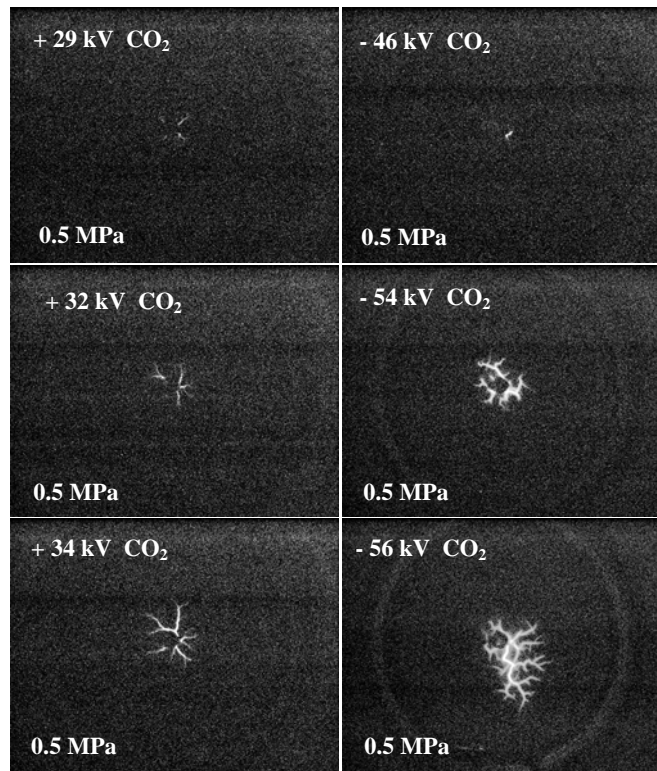


Figure 4.17 Influence de la tension sur la longueur finale des décharges pour une interface $CO_2/Epoxy$ + moulage ($e = 2mm$) en polarité positive et négative

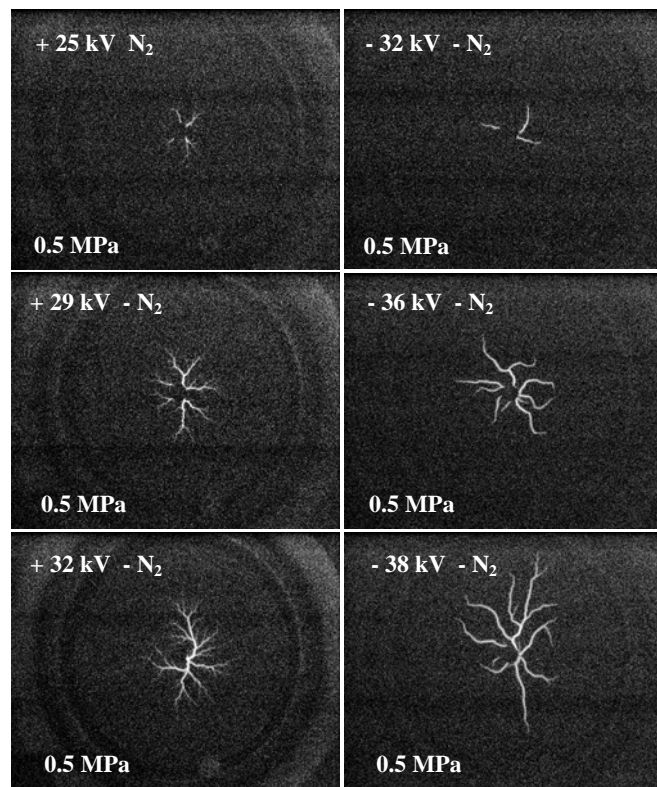


Figure 4.18 Influence de la tension sur la longueur finale des décharges pour une interface $N_2/Epoxy$ + moulage ($e = 2 mm$) en polarité positive et négative

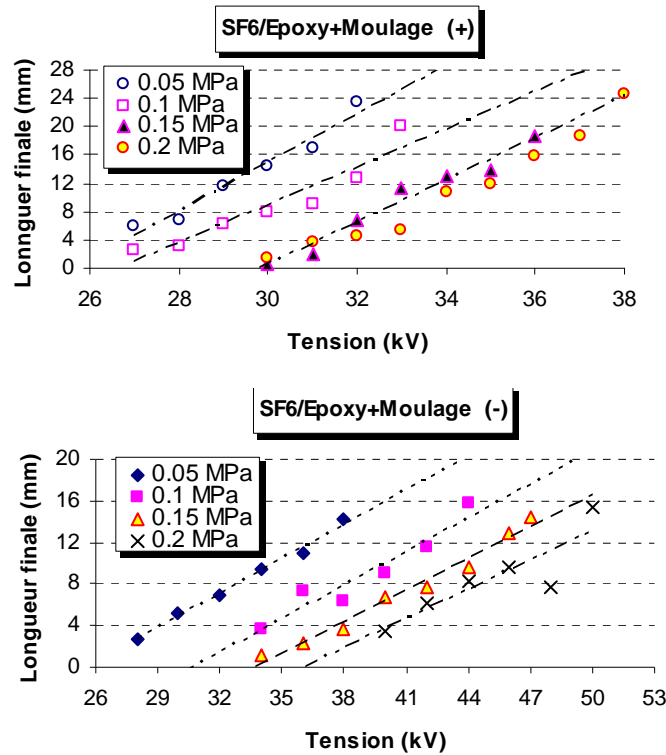


Figure 4.19 Evolution de la longueur finale des décharges en fonction de la tension pour une interface SF₆/Epoxy + Moulage en polarité positive et négative

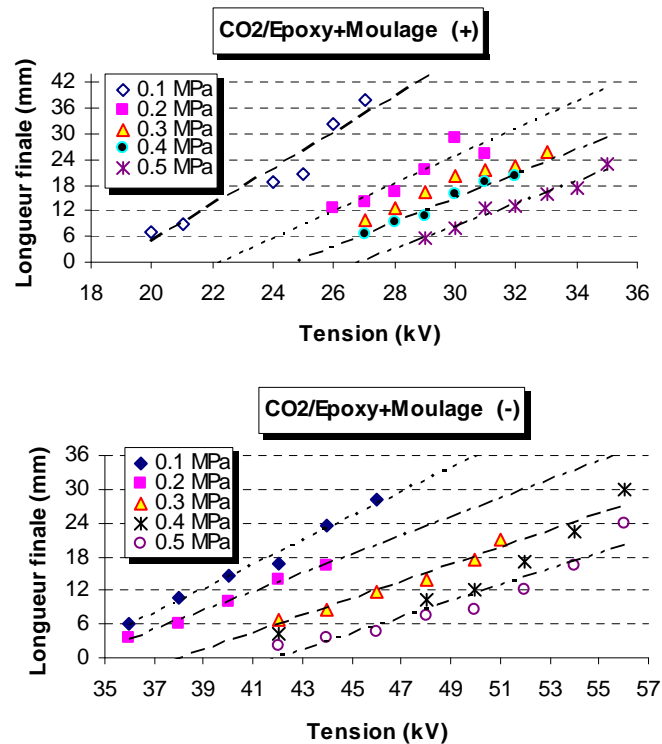


Figure 4.20 Evolution de la longueur finale des décharges en fonction de la tension pour une interface CO₂/Epoxy + Moulage en polarité positive et négative

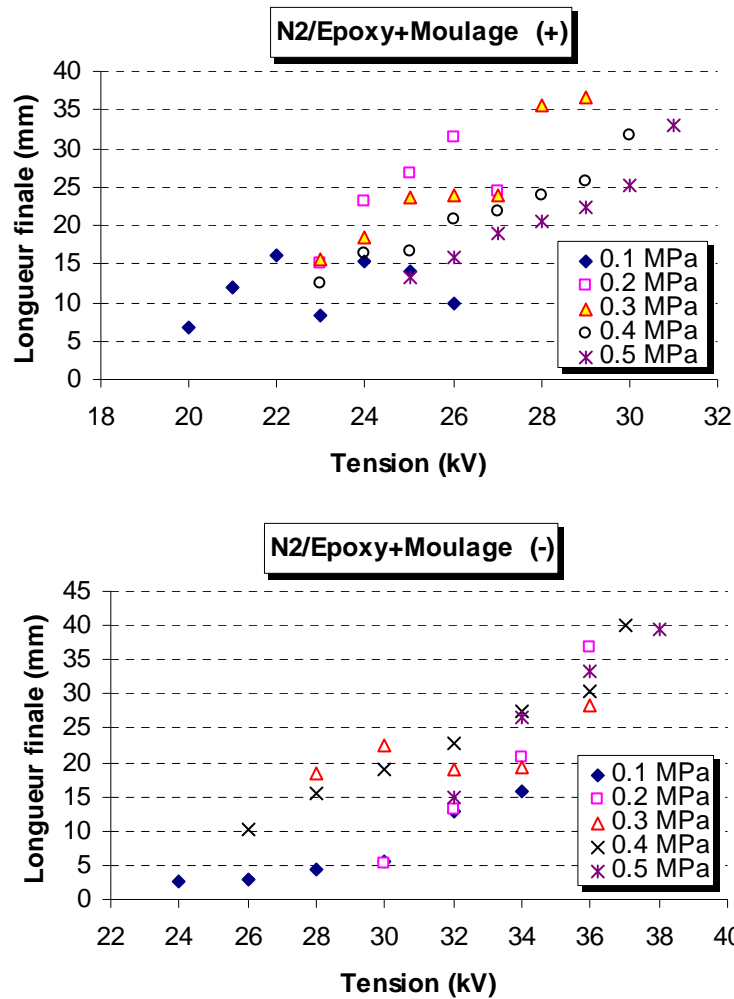


Figure 4.21 Evolution de la longueur finale des décharges en fonction de la tension pour une interface N_2 /Epoxy + Moulage en polarité positive et négative

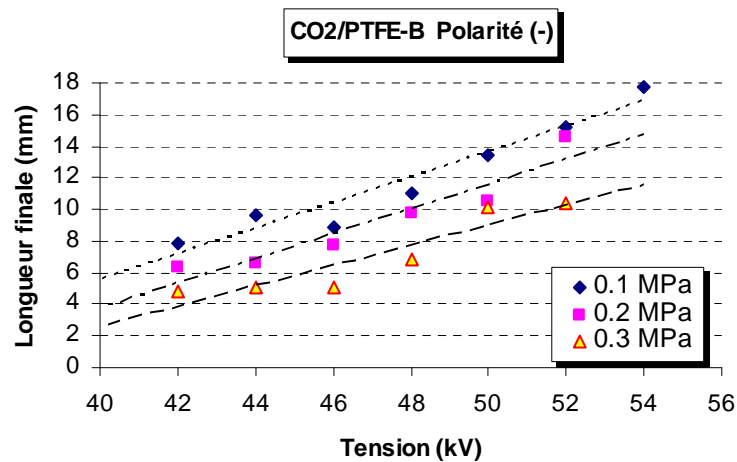


Figure 4.22 Evolution de la longueur finale des décharges en fonction de la tension pour une interface CO_2 /PTFE-B en polarité positive et négative

Les longueurs finales des décharges mesurées sur le PTFE-B et PTFE-A sont plus courtes que celles obtenues avec le matériau en Epoxy avec peau de moulage.

D'autre part, la longueur finale des décharges est plus importante avec une pointe positive qu'avec une pointe négative comme pour le cas des précédents matériaux. Cela s'explique par le fait que les processus physiques impliqués dans la propagation de la décharge ne sont pas les mêmes selon la polarité.

Cette différence entre les polarités peut s'expliquer par l'influence de la charge d'espace. Lorsque la tension atteint le seuil d'ionisation du gaz au voisinage de la pointe, une charge d'espace positive prend naissance, indépendamment de la polarité des électrodes. La présence de cette charge d'espace influe sur la composante normale (à l'isolant solide) du champ électrique de façon tout à fait différente selon la polarité des électrodes.

Quand l'électrode pointe est positive, la charge d'espace positive réduit l'intensité du champ au voisinage de la pointe ; le processus de développement des décharges partielles ralentit mais l'intensité du champ en direction de l'autre électrode, et donc dans la direction de la propagation des décharges surfaciques, se renforce. Le développement des streamers est alors facilité ; ils peuvent se développer sous des tensions plus basses que celles nécessaires dans le cas sans charge d'espace.

En polarité négative, la situation au voisinage de la pointe, se développe de façon opposée. La charge d'espace positive renforce le champ près de la pointe et l'affaiblit dans la direction de l'électrode opposée. Les streamers se trouvent donc ralentis et la tension nécessaire à leur développement sera plus élevée que celles dans le cas sans charge d'espace.

2.2.2 Influence de l'épaisseur du matériau

L'épaisseur du matériau de l'isolateur influe énormément sur la longueur finale des décharges. Plus le matériau est mince, plus la longueur finale des décharges se propageant à sa surface est longue et moins élevée est la tension de contournement. Les figures 4.23 et 4.24 donnent quelques exemples de décharges observées sur un isolateur de 4 et 6 mm en Epoxy avec peau de moulage en présence de SF₆ et de CO₂. Pour des tensions et des pressions identiques, la longueur finale des décharges est plus importante pour un échantillon de 4 mm que pour un échantillon de 6 mm. Ce résultat indiquerait l'implication d'effets capacitifs [147]. Lorsque l'épaisseur (e) du matériau augmente, la capacité du condensateur constitué par l'isolateur inséré entre les électrodes (pointe et plan) diminue. Cette observation est validée par le concept de capacité différentielle ΔC [148,149] :

$$\Delta C = \frac{dC}{dl_s} \Delta l_s = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r f}{\ln\left[\left(\frac{e}{R}\right) + \sqrt{\left(\frac{e}{R}\right)^2 - 1}\right]} \Delta l_s = \delta\Delta l_s \quad (2.1)$$

où ϵ_r représente la permittivité relative du matériau, Δl_s et R respectivement l'allongement différentiel et le rayon diffus du canal de la décharge, et f le facteur de forme de l'intervalle. En considérant d constant, l'allongement devient directement proportionnel à la capacité.

En conséquence, L_f diminue et la tension de contournement augmente. La longueur finale des décharges augmente quasi linéairement pour les différentes épaisseurs utilisées avec des dispersions plus ou moins importantes selon le type de gaz ou de mélange ou de la polarité de la tension.

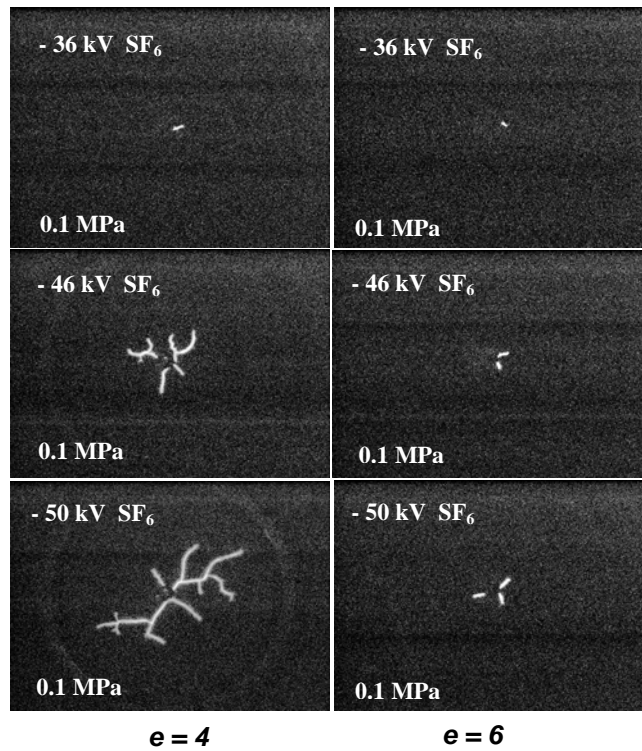


Figure 4.23 *Influence de la variation de l'épaisseur sur la longueur finale des décharges pour une interface SF₆/Epoxy + moulage en polarité négative*

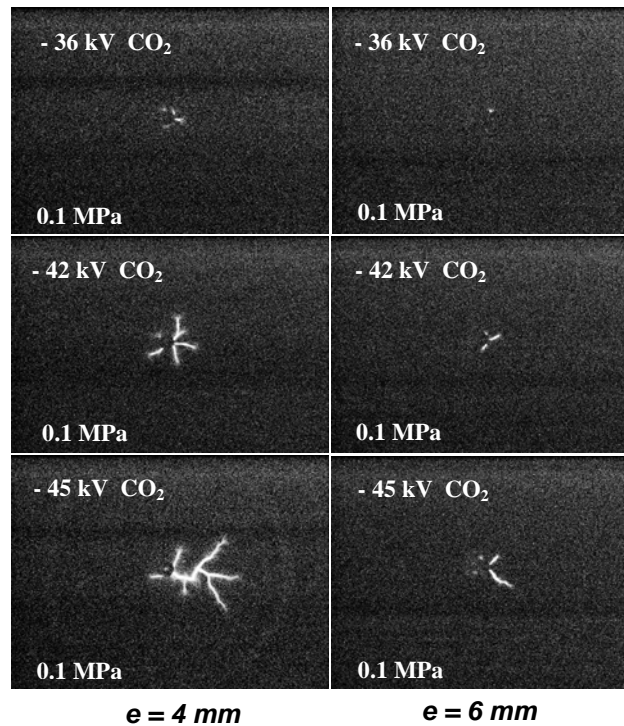


Figure 4.24 Influence de la variation de l'épaisseur sur la longueur finale des décharges pour une interface SF_6 /Epoxy + moulage en polarité négative

Les figures 4.25 à 4.27 donnent les variations $L_f = f(U)$ pour des échantillons de différentes épaisseurs issus du même matériau. Nous remarquons qu'en présence de SF_6 et de CO_2 , l'évolution est quasi linéaire excepté pour une épaisseur de 6 mm dans le SF_6 . Les pentes de ces droites sont décalées les unes par rapport aux autres suivant l'épaisseur. La tension de génération de ces décharges peut être estimée par extrapolation à $L_f = 0$; celle-ci est différente selon le type de gaz (ou mélange) ou de matériaux. En présence de N_2 , la variation de L_f est plus que linéaire au delà d'une certaine tension. Notons cependant que les tensions de génération des décharges dans notre étude ont été déterminées expérimentalement en augmentant la tension jusqu'à la détection de la première impulsion de courant et l'observation de la toute première décharge.

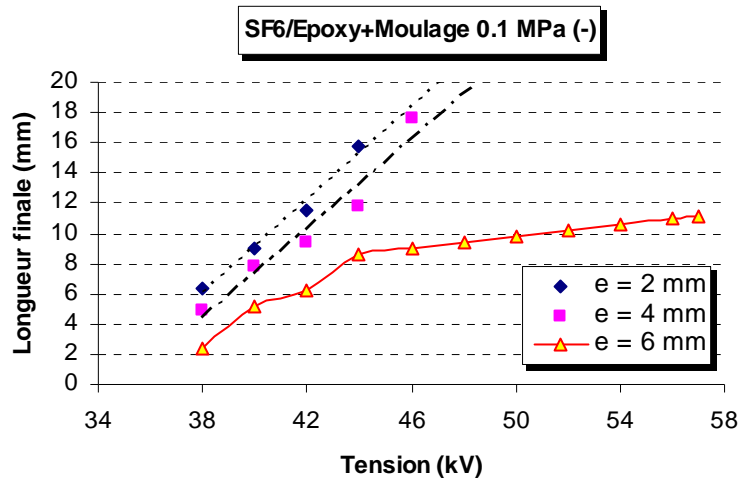


Figure 4.25 Comparaison des longueurs finales des décharges glissantes en fonction de leur épaisseur sur une interface SF₆/Epoxy + moulage pour une pression de 0.1 MPa

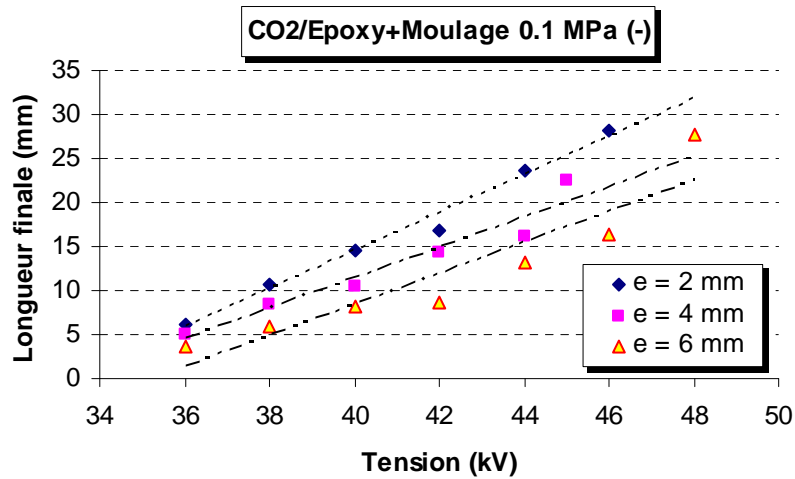


Figure 4.26 Comparaison des longueurs finales des décharges glissantes en fonction de leur épaisseur sur une interface CO₂/Epoxy + moulage pour une pression de 0.1 MPa

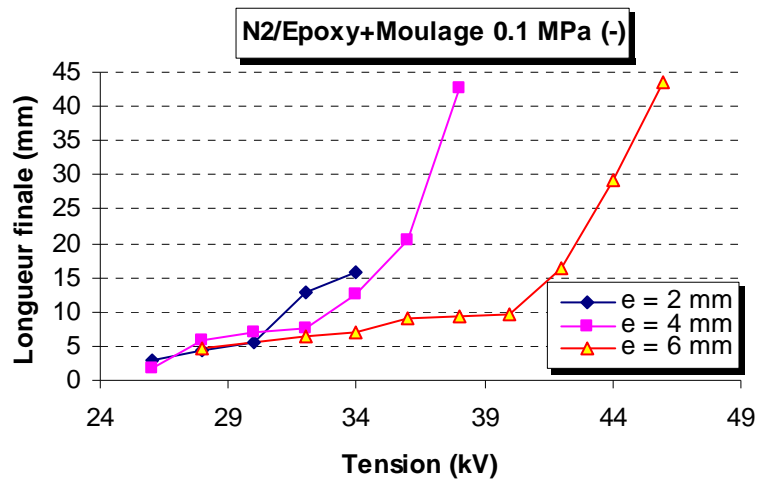


Figure 4.27 Comparaison des longueurs finales des décharges glissantes en fonction de leur épaisseur pour une interface N_2 /Epoxy + moulage à la pression de 0,1 MPa

3 Détermination du champ par éléments finis (Flux2D/3D)

Afin de mettre davantage en évidence l'influence de la géométrie et du type de matériau (permittivité diélectrique) sur les tensions de génération des décharges ainsi que sur leurs longueurs finales, nous avons procédé au calcul du champ électrique au voisinage de l'électrode pointe par des codes de calcul utilisant les éléments finis (Flux2D/3D).

La figure 4.28 donne un aperçu du maillage pour la géométrie considérée. Les caractéristiques du maillage utilisé sont les suivantes : Nœuds : 1680 ; Eléments surfaciques : 782 ; éléments linéiques : 114. Toutes les simulations ont été faites avec une tension de 15 kV.

Les résultats de simulation obtenus avec un échantillon en verre sont représentés sur les figures 4.29 à 4.31. Quelque soit le matériau utilisé, le renforcement du champ est plus intense au niveau de la pointe.

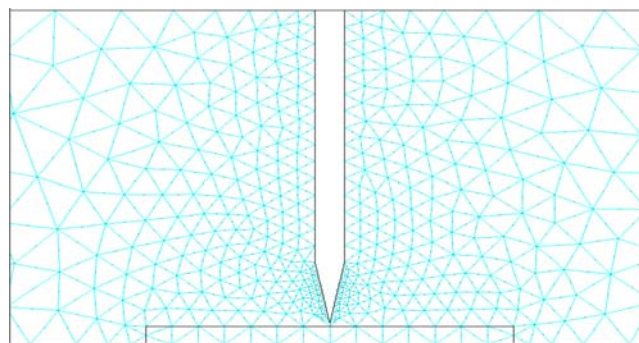


Figure 4.28 Schéma de la géométrie maillée pour un échantillon en verre de 100 mm de diamètre et 6 mm d'épaisseur

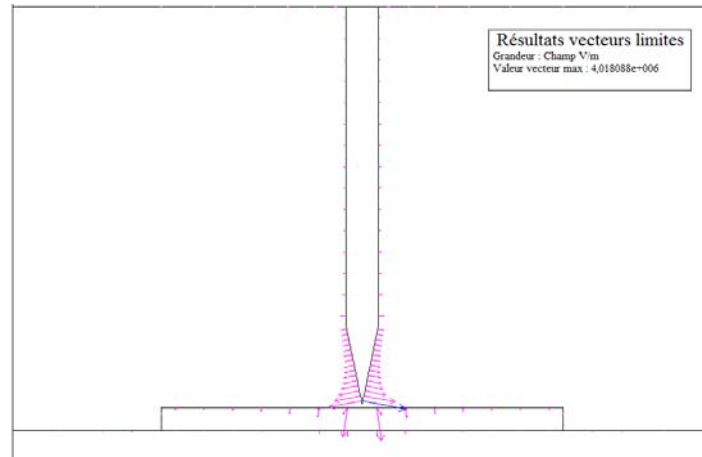


Figure 4.29 Distribution des vecteurs champ au voisinage de la pointe pour un échantillon en verre de 100 mm de diamètre et 6 mm d'épaisseur ($E_{max} = 0,04 \text{ MV/cm}$)

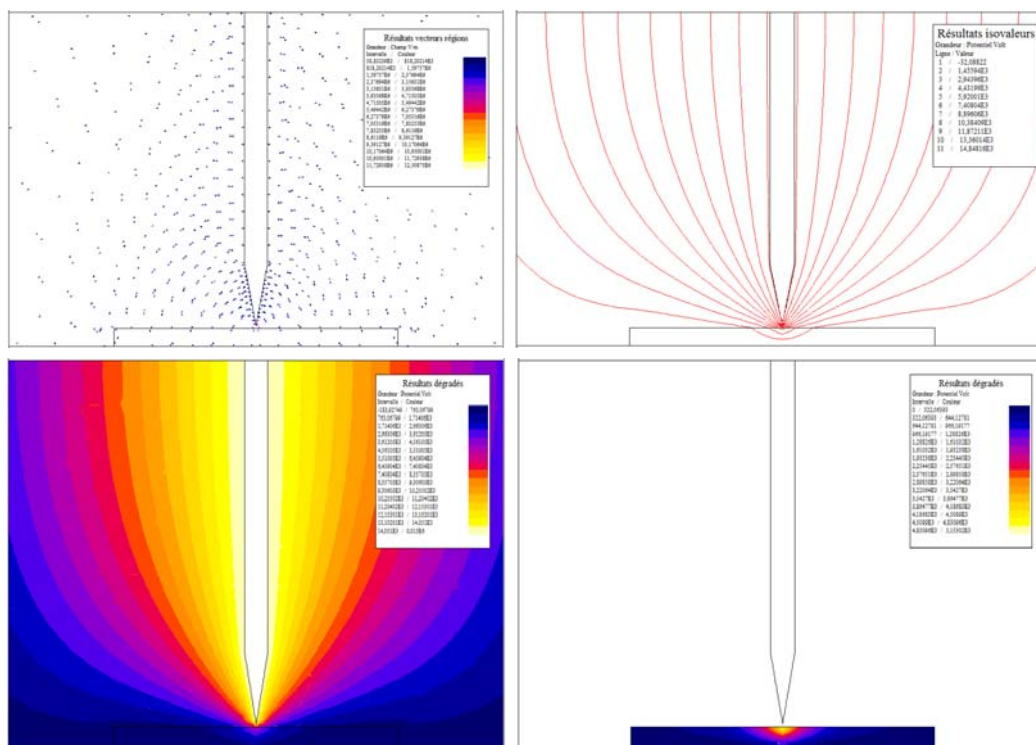


Figure 4.30 Distribution du champ et du potentiel dans les différentes régions de la géométrie pour un échantillon en verre de 100 mm de diamètre et 6 mm d'épaisseur

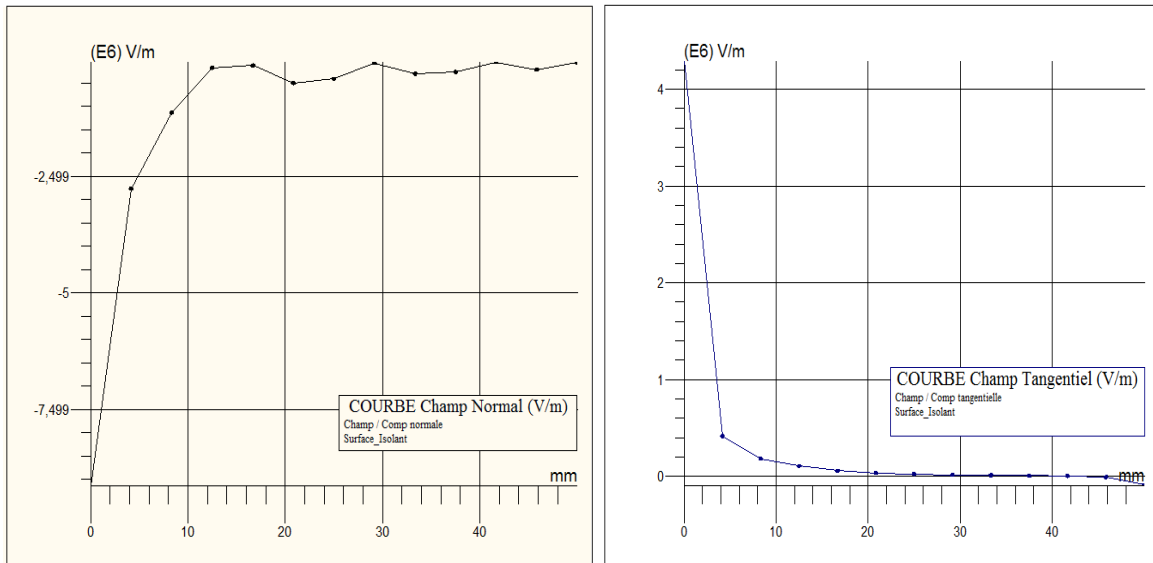


Figure 4.31 Evolution du champ à la surface d'un un échantillon en verre de 100 mm de diamètre et 6 mm d'épaisseur

Les résultats pour un échantillon en Téflon dans les mêmes conditions de maillage et de tension que l'échantillon en verre sont donnés sur les figures 4.32 à 4.34. La distribution et la localisation du champ maximal à l'interface y sont représentées.

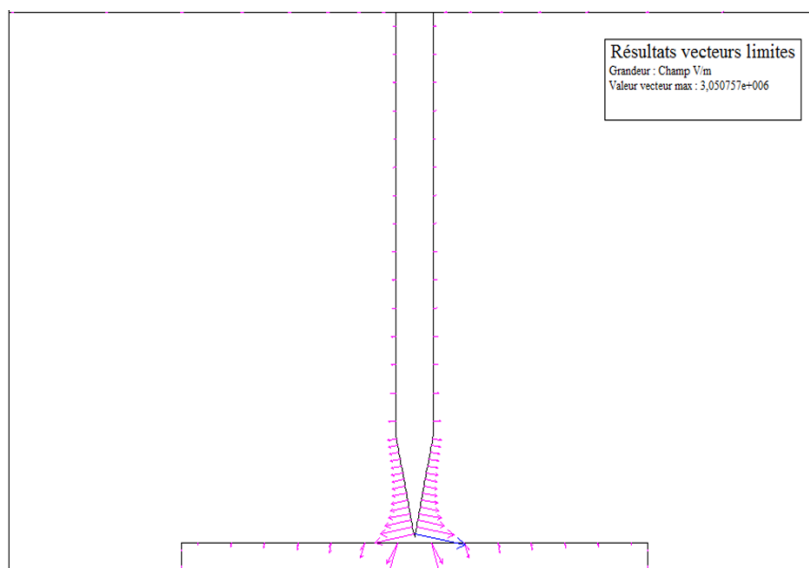


Figure 4.32 Distribution des vecteurs champ au voisinage de la pointe pour un échantillon en Téflon de 100 mm de diamètre et 6 mm d'épaisseur ($E_{max} = 0,03 \text{ MV/cm}$)

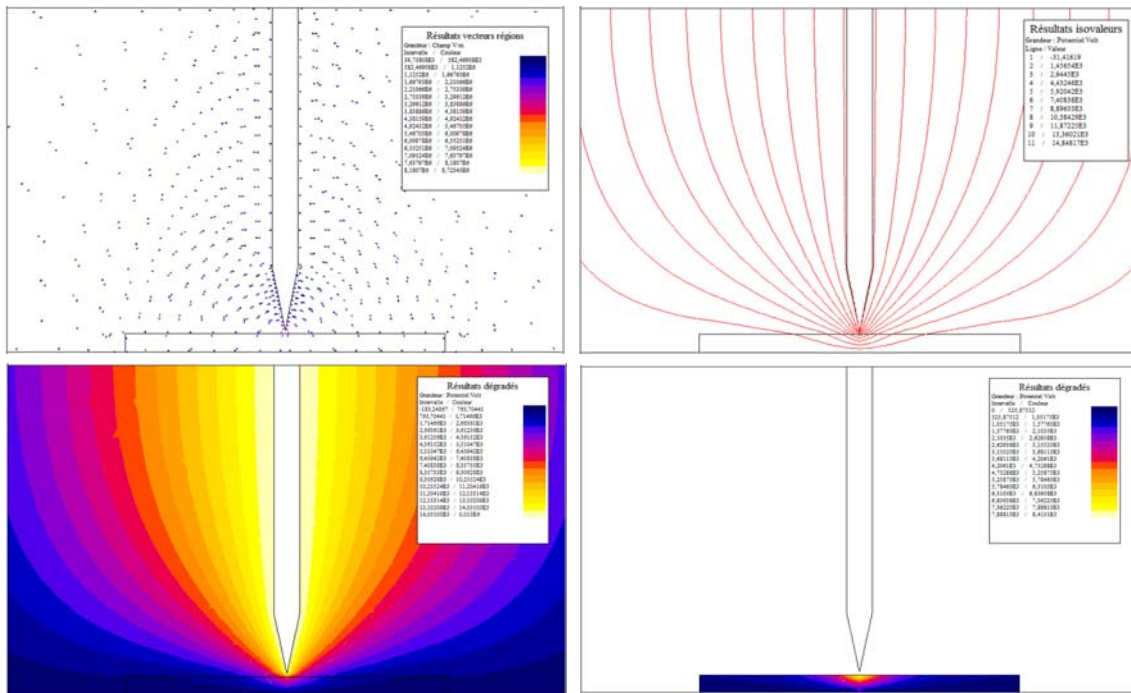


Figure 4.33 Distribution du champ et du potentiel dans les différentes régions de la géométrie pour un échantillon en Téflon de 100 mm de diamètre et 6 mm d'épaisseur

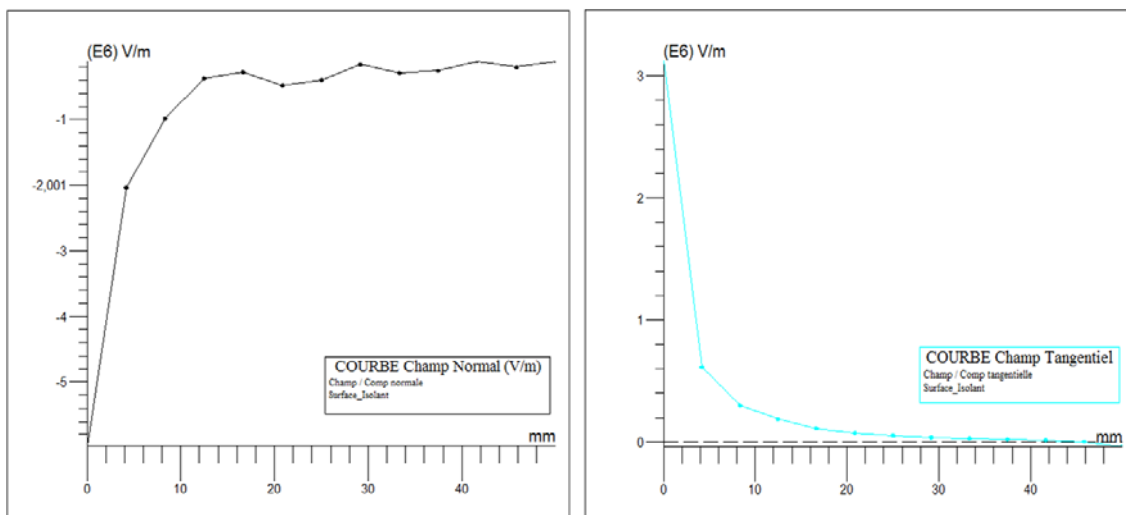


Figure 4.34 Evolution du champ à la surface d'un échantillon en Téflon de 100 mm de diamètre et 6mm d'épaisseur

Dans la disposition horizontale, de l'échantillon solide, que nous avons utilisée pour cette étude, la composante normale du champ à l'interface est légèrement supérieure à la composante tangentielle (en valeur absolue).

Quelques simulations effectuées en 3D (figure 4.35 et 4.36) avec un échantillon en PTFE de 100 mm de diamètre et 6 mm d'épaisseur donnent des résultats concordants avec ceux obtenus en 2D (0,03 MV/cm en 2D et 0,0275 MV/cm en 3D)

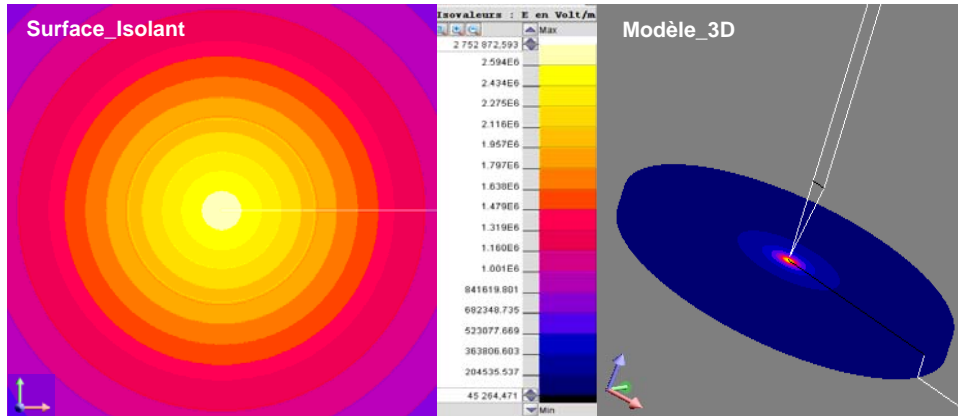


Figure 4.35 Distribution du champ en 3D au voisinage de la pointe et à la surface de l'isolant pour un échantillon en Téflon de 100 mm de diamètre et 6 mm d'épaisseur

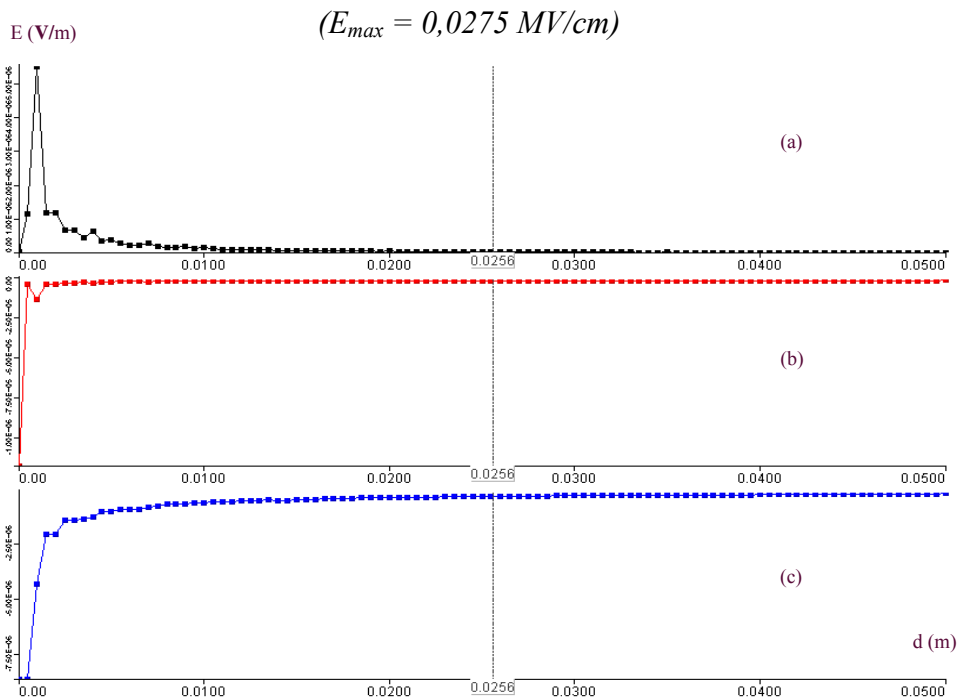


Figure 4.36 Evolution du champ en 3D à la surface d'un échantillon en Téflon de 100 mm de diamètre et 6 mm d'épaisseur

- (a) : Composante suivant l'axe (x) ou composante tangentielle, max autour de 0.06 MV/cm
- (b) : Composante suivant l'axe (y) ou composante normale (y), max autour de - 0.075 MV/cm
- (c) : Composante suivant l'axe (z) ou composante normale (z), max autour de - 0.075 MV/cm

Il ressort de ces résultats que la tension d'initiation ainsi que la longueur finale des décharges sont tributaires du type de matériau utilisé. La détermination de la distribution du champ électrique au niveau de la structure isolante montre l'influence considérable de la permittivité diélectrique sur la variation des composantes normale et tangentielle du champ.

Les résultats de simulation obtenus pour une tension appliquée ($U_{crête}$) de 15 kV montrent que la valeur maximale du champ dans le cas d'un échantillon en verre ($\epsilon_r = 5$) est de 0,04 MV/cm alors qu'avec un échantillon en Téflon ($\epsilon_r = 2,1$), elle est de 0,03 MV/cm. Le rayon de courbure de la pointe étant constant (10 μ m), le seuil U_s de génération dépend alors de l'épaisseur et de la nature du solide. En effet, les tensions de génération des décharges U_s sont plus élevées avec le PTFE (Téflon) qu'avec le verre. Ce phénomène est dû au renforcement du champ au voisinage de l'électrode pointe. Ce renforcement est d'autant plus élevé que la différence entre les constantes diélectriques du solide isolant et du gaz ($\epsilon_r = 1$) est élevée.

4 Etude comparative

Afin de réaliser une étude comparative du comportement des différents types de PTFE (Alumine de cobalt, sulfure de molybdène, oxyde de silicium et du fluorure de calcium) que nous avons utilisés, des essais complémentaires ont été effectués. Il s'agit entre autres d'étudier l'influence de la charge contenue dans le PTFE sur la longueur finale des décharges. Les matériaux utilisés ont 2 mm d'épaisseur et 100 mm de diamètre.

Il ressort de ces résultats que la charge du PTFE influe considérablement sur la propagation des décharges à sa surface (figures 4.37 et 4.38). En présence de SF₆, la longueur finale mesurée sur le PTFE-E apparait comme la plus longue ; elle est très proche de celle mesurée sur le PTFE-G. La plus courte longueur finale a été obtenue avec le PTFE-C et le PTFE-D. Ces derniers présentent également des longueurs finales et des tensions de claquage assez proches. Entre ces deux groupes de matériaux (PTFE-E - PTFE-G et PTFE-C -PTFE-D) se situe le PTFE-F. En conséquence, les PTFE-C et PTFE-D apparaissent comme ayant les meilleures caractéristiques d'isolation. Ainsi, la tension de contournement et d'apparition des décharges pour ces matériaux seront plus élevées. Notons que des tendances similaires ont été

observées pour les différents types de PTFE en présence de CO₂ et de mélange 10%SF₆-CO₂ sous une pression de 0,5 MPa.

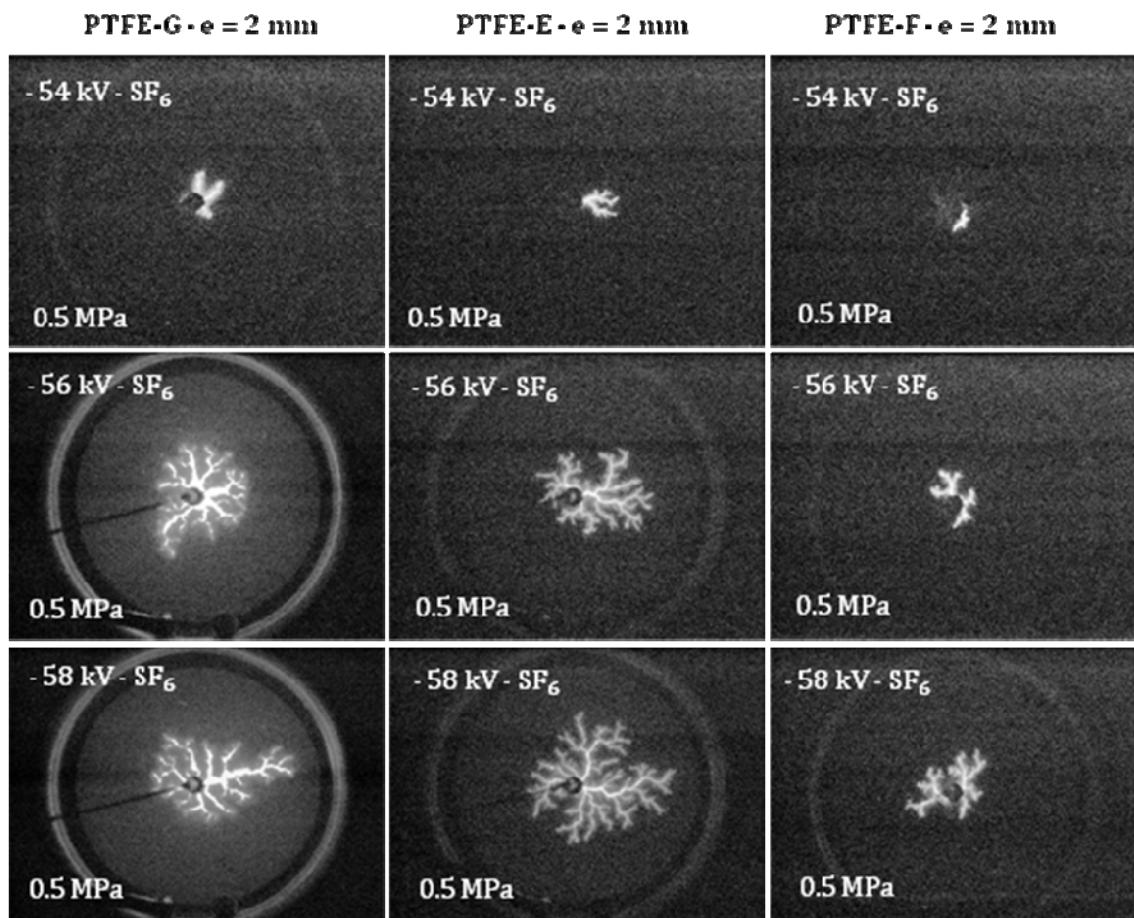


Figure 4.37 Comparaison de la longueur finale des décharges en fonction de la tension dans le SF₆ pour différents types de PTFE en polarité négative

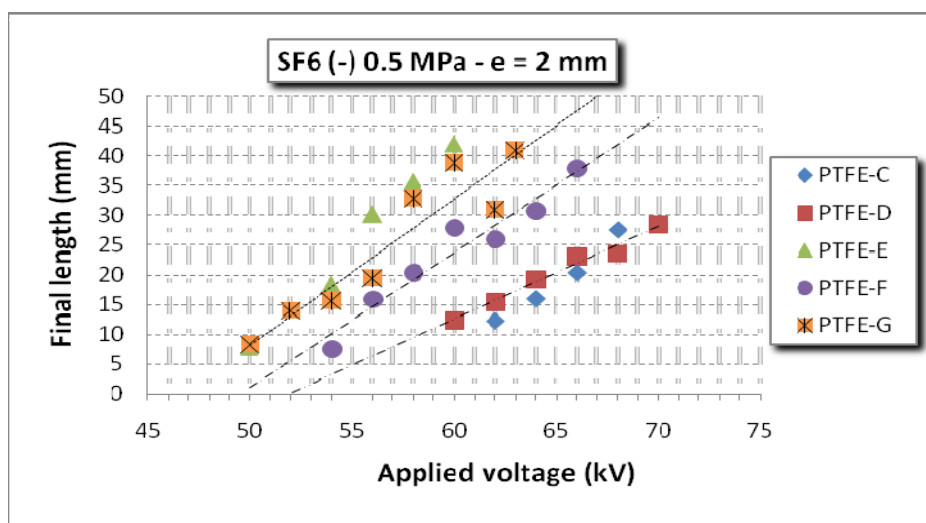


Figure 4.38 Evolution de la longueur finale des décharges en fonction de la tension dans le SF₆ pour différents types de PTFE en polarité négative

5 Analyse de la surface de l'isolateur

Au bout de plusieurs séries d'essais sur un même isolateur, sa surface peut se dégrader. En effet, les décharges peuvent laisser des traces sur leurs surfaces, créant ainsi des chemins préférentiels (voire des sillons conducteurs) pour les décharges suivantes (figure 4.39). Les longueurs finales seront alors plus importantes que sur des surfaces vierges. La multiplication des décharges sur le même isolant solide conduit au contournement de ce dernier pour des valeurs de tension relativement basses. Toutefois, la dégradation de la surface dépend fortement du nombre de décharges, de l'amplitude de la tension appliquée, du nombre de contournements subi ainsi que des propriétés intrinsèques du matériau isolant solide.

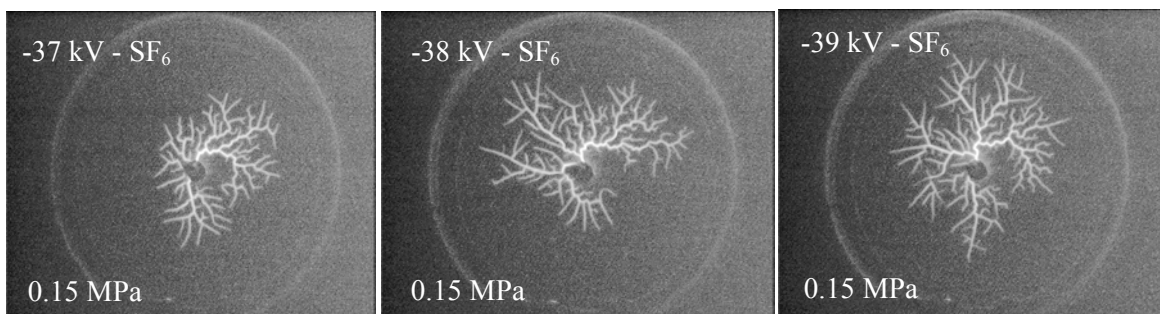


Figure 4.39 Exemples de décharges observées sur un échantillon ayant subi plusieurs séries d'essais

L'examen microscopique de la surface de l'échantillon révèle l'existence d'une multitude de canaux, plus ou moins larges, creusés à sa surface ainsi que des microfissures non détectables à l'œil nu (cf. figure 4.40). Cette dégradation, au stade de canaux et de microfissures, est irréversible et constitue un facteur qui contribue à la dispersion des résultats de mesure de la longueur finale en fonction de l'amplitude de la tension. Pour minimiser ces dispersions et afin d'obtenir des résultats aussi fiables que possible, l'échantillon solide est remplacé dès qu'un signe de dégradation est constaté.

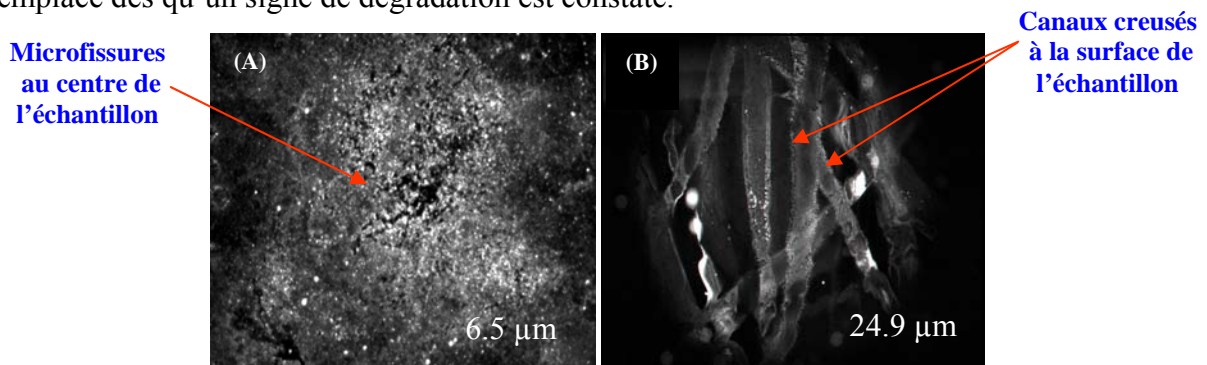


Figure 4.40 Vues microscopiques d'un échantillon en verre de 2 mm d'épaisseur après plusieurs séries d'essais

Les photographies (cf. figure 4.41) de quelques échantillons en Téflon (PTFE-A) montrent également que l'impact de la décharge peut laisser des traces irréversibles à la surface de l'échantillon.

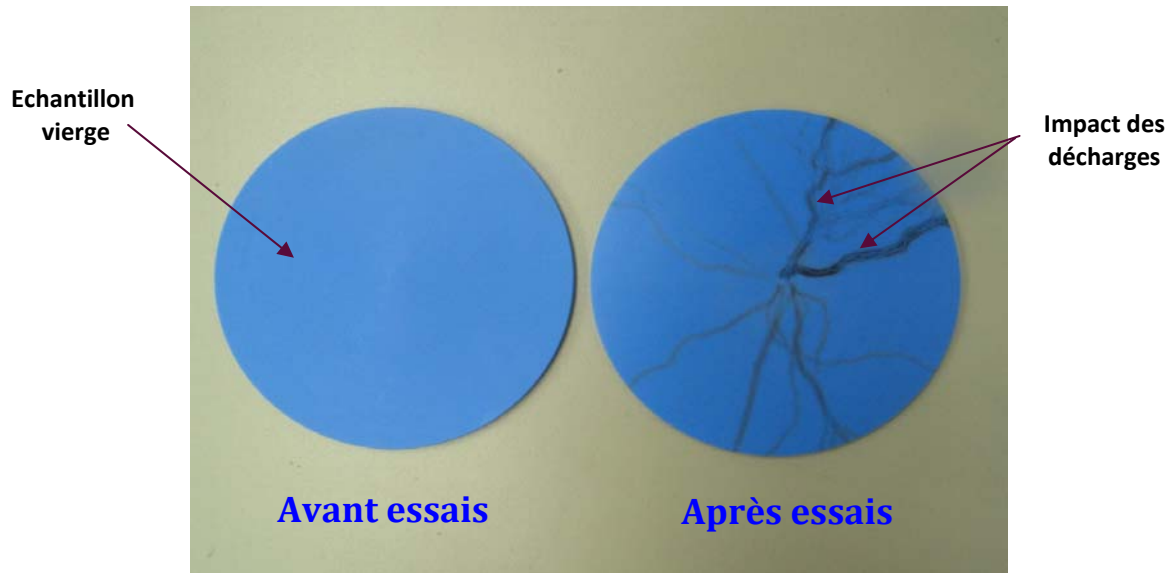


Figure 4.41 Photographie d'échantillons en Téflon (PTFE-A) de 2 mm d'épaisseur avant et après plusieurs séries d'essais

6 Conclusion

Dans ce chapitre, la morphologie et la longueur finale des décharges ont été analysées en utilisant plusieurs types de matériaux d'isolateur et plusieurs types de gaz.

Nous avons montré que la morphologie et la longueur finale des décharges glissantes dépendent de plusieurs paramètres tels que l'amplitude et la polarité de la tension, le type et la pression du gaz ou de mélange de gaz, le type du matériau isolant solide, le taux de SF₆ contenu dans le mélange. Pour un solide et un gaz donnés, L_f augmente quasi linéairement avec la tension et diminue quand la pression du gaz augmente. Les décharges ne présentent pas forcément une structure radiale comme cela a été rapporté dans la littérature. Pour une tension et une pression données, L_f est plus élevé en polarité positive qu'en polarité négative, ce qui indique que la polarité la plus contraignante est la polarité positive.

La longueur finale des décharges L_f est plus courte dans le SF₆ que dans le CO₂ ou N₂. L'augmentation du pourcentage de SF₆ dans le mélange SF₆ - CO₂ provoque une diminution significative de la longueur finale des décharges, ce qui est d'un grand intérêt pour le

dimensionnement et l'optimisation de l'appareillage électrique à isolation gazeuse. Dans le N_2 et le mélange $SF_6 - N_2$, les valeurs des longueurs finales présentent une dispersion importante d'un choc à l'autre (tension impulsionnelle). Ceci constitue un sérieux problème si on l'on veut utiliser le N_2 ou le mélange $SF_6 - N_2$ dans l'appareillage haute tension. Cependant, la tendance à l'augmentation de la longueur finale des décharges avec l'amplitude de la tension et la diminution de la longueur finale des décharges avec l'augmentation de la pression du gaz ou du pourcentage SF_6 dans le mélange sont souvent respectées.

Les PTFE-C et PTFE-D apparaissent comme ayant les meilleures caractéristiques d'isolation. En conséquence, la tension de contournement et d'apparition des décharges pour ces matériaux sont plus élevées.

Les calculs de champs par éléments finis (Flux 2D/3D) montrent que la constante diélectrique (ϵ_r) des matériaux a une influence considérable sur la tension de génération des décharges indépendamment du type de gaz. La constante (ϵ_r) des gaz étant égale à l'unité, le renforcement du champ au voisinage de la pointe est d'autant plus important que la différence entre la constante diélectrique du matériau et celle du gaz est grande.

Lorsque l'épaisseur (e) du matériau augmente, la capacité du condensateur constitué par l'isolateur inséré entre les électrodes (pointe et plan) diminue. En conséquence, L_f diminue et la tension de contournement augmente. Pour un matériau et une épaisseur donnés, la longueur finale de la décharge ainsi que l'amplitude du courant et la charge associés, augmentent avec la tension.

La longueur finale des décharges dans le cas d'un échantillon en Epoxy avec peau de moulage est plus longue que celle évoluant sur un échantillon en Téflon (PTFE-A ou PTFE-B).

Chapitre 5

Analyse fractale et courants associés aux décharges

1 Introduction

L'aspect morphologique des décharges glissantes a fait l'objet d'études diverses et variées depuis très longtemps. C'est dans les années 1970 que le terme de "géométrie fractale" a été inventé par Mandelbrot pour désigner la forme des figures aléatoires. Cette méthode de description des décharges glissantes a depuis été considérée comme l'une des meilleures. Celle-ci a permis de caractériser et de classer d'un point de vue quantitatif les branches et ramifications des décharges, qui à première vue paraissent désordonnées. Plusieurs chercheurs dont Sawada [127] ont par la suite mené des investigations sur les arborescences de type fractal. Cependant, la plupart des travaux publiés sur la morphologie des décharges portent sur la génération numérique par ordinateur d'arborescences de décharges et non sur l'analyse directe d'arborescences de décharges observées expérimentalement. Les investigations de Niemeyer *et al* [125] sont parmi les rares qui ont porté sur le comptage visuel des branches des décharges en fonction de leurs rayons.

Dans ce chapitre, nous effectuons une analyse fractale des décharges radiales issues de nos expérimentations. Nous nous intéresserons particulièrement à l'influence des propriétés des matériaux sur la morphologie de ces décharges dans le but d'établir une relation éventuelle entre la dimension fractale des décharges obtenues en présence de gaz (mélange) et les propriétés de ces matériaux. Dans nos travaux, l'analyse et le comptage des branches des décharges sont effectués à l'aide d'un programme informatique conçu à cet effet afin de réduire au minimum les erreurs et d'obtenir des résultats fiables. Dans ce chapitre, nous étudions également les courants associés aux décharges.

2 Techniques de détermination de la dimension fractale

Différentes méthodes de calcul de la dimension fractale existent [150]. Les méthodes les plus adaptées au cas des décharges radiales surfaciques sont la méthode de quadrillage et la méthode des relations de mesure fractale. Chacune de ces deux méthodes est basée sur l'analyse directe d'images binaires de décharges radiales.

2.1 Méthode de quadrillage

Les techniques d'analyse fractale basées sur le comptage visuel du nombre de branches constituant la décharge (utilisées par Niemeyer *et al*) sont très laborieuses et la marge d'erreurs dans ce cas peut être élevée. Pour cette raison, nous avons utilisé un programme

informatique, capable d'effectuer le comptage des branches à partir de photographies numériques de décharges transformées en binaire. Cette démarche a principalement été motivée par le souci de minimiser les erreurs de comptage et d'obtenir ainsi des résultats fiables avec un gain de temps optimal.

Dans la méthode de quadrillage, encore appelée Box-counting method (méthode des boîtes), la dimension fractale D de la décharge est estimée en utilisant des boîtes. Cette méthode consiste à couvrir entièrement toutes les arborescences de la décharge d'un maillage boîtes de taille l , puis de compter le nombre de carrés (ou boîtes) N contenant n'importe quelle partie de la décharge. La taille des mailles est changée à chaque étape de la procédure laquelle est répétée plusieurs fois. La relation donnant le nombre de boîtes en fonction de la taille des boîtes $N(l)$ permet de déterminer la dimension fractale D des décharges d'après les expressions suivantes :

$$N(l) \sim l^{-D} \quad (5.1)$$

d'où

$$D = -\lim_{l \rightarrow 0} \frac{\log N(l)}{\log l} \quad (5.2)$$

2.2 Méthode des relations de mesure fractale

La mesure de la dimension fractale D s'effectue en fonction de la longueur totale de toutes les branches constituant la décharge $L(R)$ contenues dans un cercle de rayon R pour différentes valeurs de R . L'expression de la dimension fractale D est [129] :

$$L(R) = \int_0^R \rho(r) r^{(d_e-1)} dr = R^D \quad (5.3)$$

L'expression de D est

$$D = \frac{d \cdot \log(L(R))}{d \cdot \log(R)} \quad (5.4)$$

avec d_e la dimension Euclidienne et $\rho(r)$ la densité radiale de branches sur un cercle de rayon r . Notons cependant que $d_e = 2$ pour les décharges surfaciques.

$\rho(r)$ est donnée par la relation :

$$\rho(r) \sim r^{-(d_s - D)} = r^{D-2} \quad (5.5)$$

$$-(d_s - D) = \frac{d \cdot \log(\rho(r))}{d \cdot \log(r)} \quad (5.6)$$

Le programme de calcul de cette méthode consiste à déterminer les coordonnées du centre de la décharge correspondant au point de départ de toutes les branches. A partir de ce centre, le programme trace des cercles virtuels concentriques autour du point de référence. Le rayon des cercles croît de l'unité jusqu'à la valeur de la longueur finale des branches couvrant ainsi toute la surface de la décharge. Les figures 5.1 et 5.2 obtenues par Kebbabi et Beroual [147] pour des interfaces solide/liquide illustrent la variation du nombre de branches par rapport au rayon de la décharge et le diagramme du niveau de gris sur le contour de l'un des cercles virtuels de rayon r_j . Les pics observés sur ce dernier correspondent au nombre de branches $n_j(r_j)$ correspondant au rayon r_j .

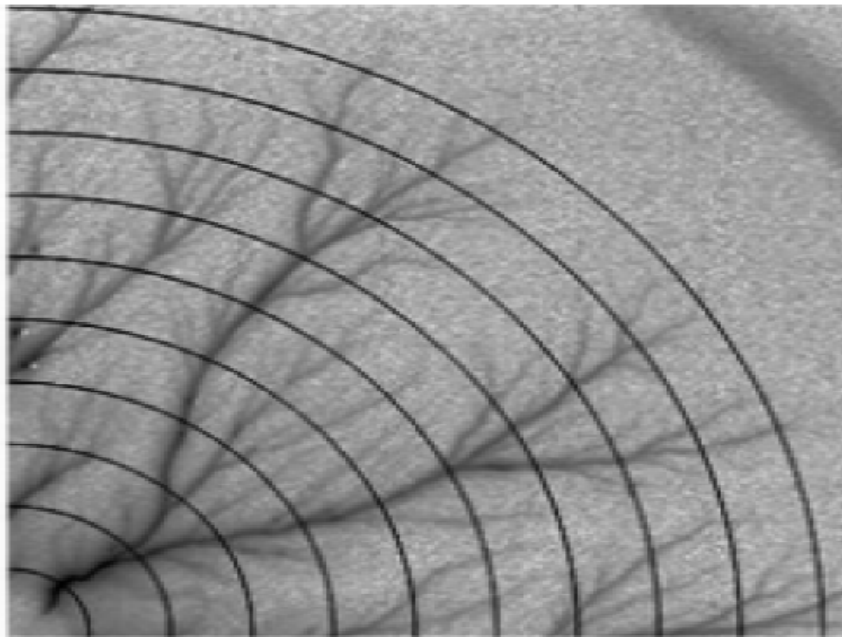


Figure 5.1 Variation du nombre de branches en fonction du rayon de propagation de la décharge [147]

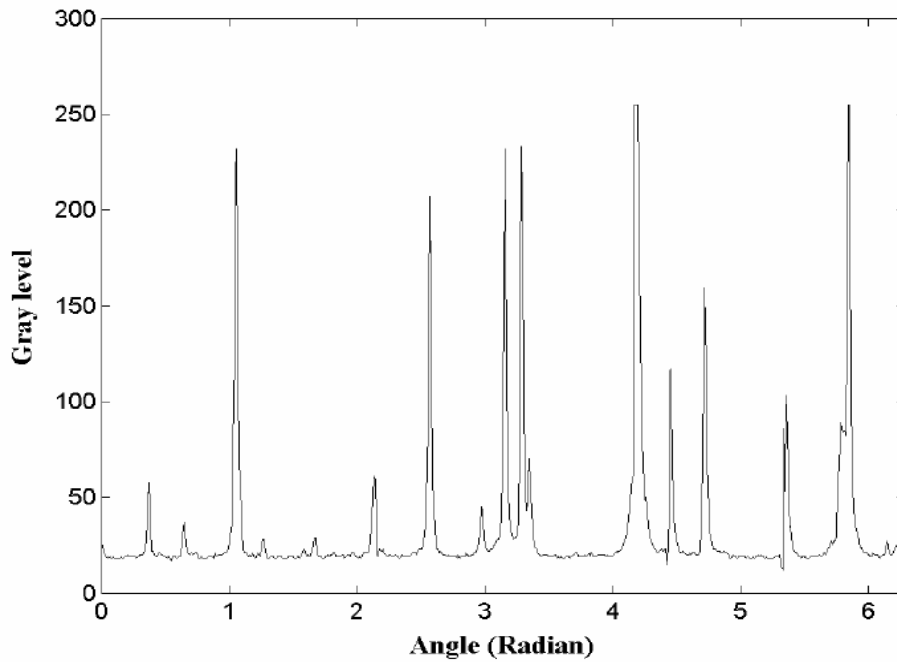


Figure 5.2 Diagramme du Niveau du gris en fonction de l'angle θ représentant l'intensité lumineuse le long d'un contour circulaire de rayon R [147]

Après avoir répété cette opération pour toutes les valeurs de r . Ils ont obtenu le nombre de branches pour les valeurs ascendantes de r . A partir de la valeur $n(r)$, la densité radiale des branches $\rho(r)$, la distance moyenne entre deux branches voisines $\lambda(r)$, et la longueur totale de toutes les branches qui constituent la décharge $L(R)$, contenues dans un cercle de rayon r sont obtenues. Le tracé de $L(R) = f(R)$ en coordonnées bi-logarithmiques leur a permis d'obtenir une estimation de la dimension fractale D qui représente la pente de la partie linéaire de la courbe.

L'avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite aucune transformation de l'image originale qui peut provoquer une perte d'information ; son inconvénient est d'obtenir, quel que soit le cas étudié, une dimension fractale D égale à la dimension Euclidienne $D \sim 2$. Cela est dû à l'invariance de la densité radiale des branches par rapport au rayon R [147]. Compte tenu de cette limite, nous avons donc choisi d'utiliser la méthode de quadrillage pour analyser l'influence de l'épaisseur du matériau et de la pression du gaz sur la dimension fractale des décharges.

3 Analyse fractale des décharges radiales par la méthode des boîtes

3.1 Conversion d'images

Pour analyser la dimension fractale D des décharges glissantes, nous avons considéré des décharges de 44 mm et 46 mm de longueur finale pour évaluer respectivement l'influence de l'épaisseur du matériau et de la pression du gaz. Les tableaux 5.1 et 5.2 donnent les valeurs de tensions moyennes nécessaires pour obtenir une décharge de 44 et 46 mm de longueur finale pour différents matériaux en fonction de l'épaisseur et de la pression du gaz.

Pour l'analyse de l'influence de l'épaisseur du matériau, la tension appliquée pour chaque épaisseur est progressivement augmentée jusqu'à l'obtention d'une décharge de longueur finale $L_f = 44$ mm tandis que pour celle de la pression du gaz, la tension appliquée pour chaque pression est progressivement augmentée jusqu'à obtenir une longueur finale de $L_f = 46$ mm. Les figures 5.3 et 5.4 donnent quelques exemples d'images permettant d'analyser le comportement fractal des décharges.

Matériau	$e = 2$ mm	$e = 4$ mm	$e = 6$ mm
PTFE ($\epsilon_r = 2,1$)	33,6 kV	35,5 kV	38 kV
Epoxy ($\epsilon_r = 3,4$)	32 kV	34	35,5 kV
Verre ($\epsilon_r = 5$)	24 kV	27 kV	31 kV

Tableau 5.1 Tension nécessaire à l'obtention d'une décharge de 44 mm de longueur finale pour des matériaux d'épaisseurs différentes en présence de SF_6 sous 0,1 MPa

Matériau	$P = 0,15$ MPa	$P = 0,3$ MPa	$P = 0,5$ MPa
PTFE ($\epsilon_r = 2,1$)	35 kV	36,8 kV	41 kV
Epoxy ($\epsilon_r = 3,4$)	33,4 kV	35.6	37 kV
Verre ($\epsilon_r = 5$)	25 kV	28 kV	30,2 kV

Tableau 5.2 Tension nécessaire à l'obtention d'une décharge de 46 mm de longueur finale pour différents matériaux de 2 mm d'épaisseur en présence de SF_6 sous différentes pressions

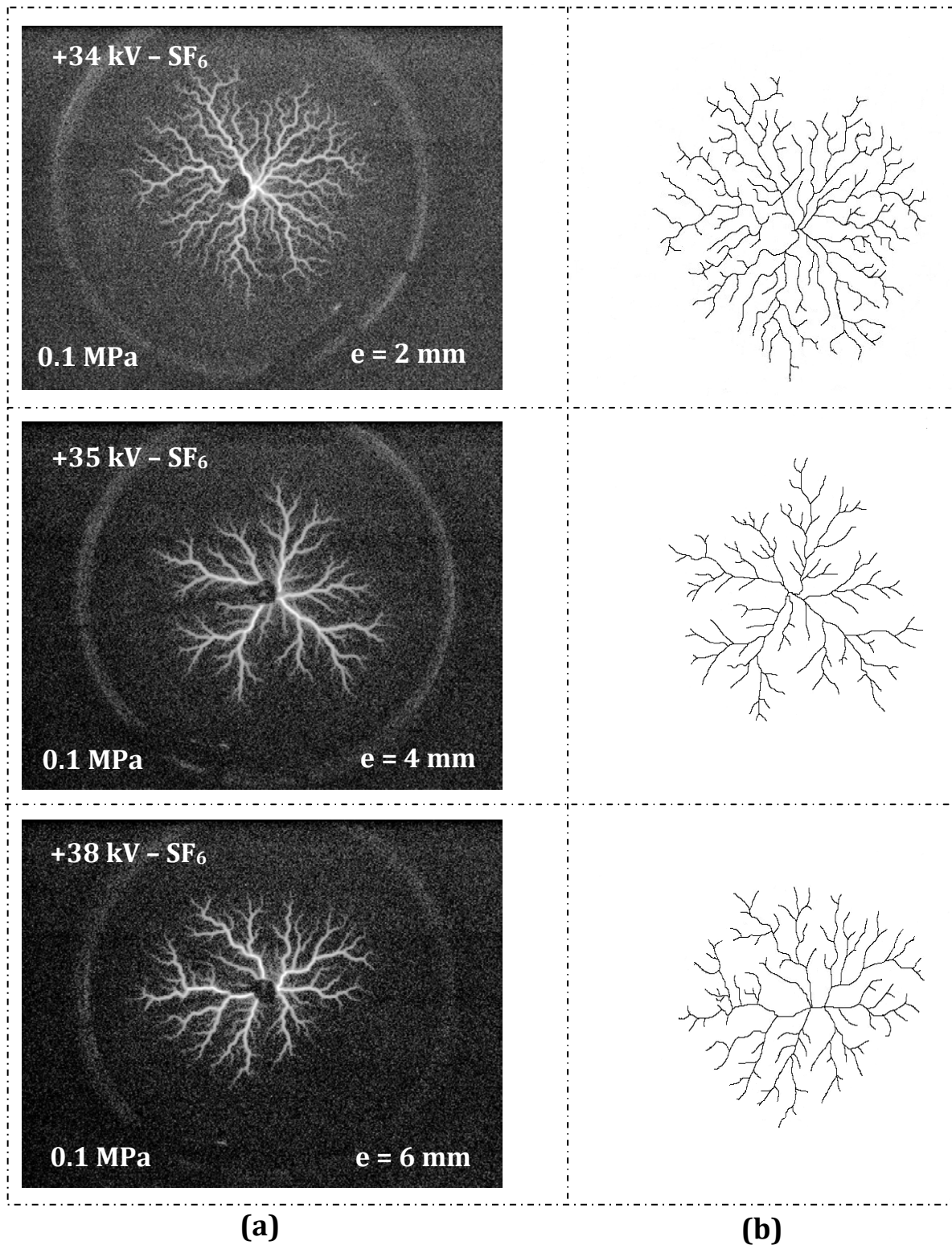


Figure 5.3 Décharges glissantes se propageant sur des échantillons de Téflon (PTFE-E) d'épaisseurs différentes sous tension impulsionnelle en polarité positive : (a) image originale et (b) image binarisée correspondante

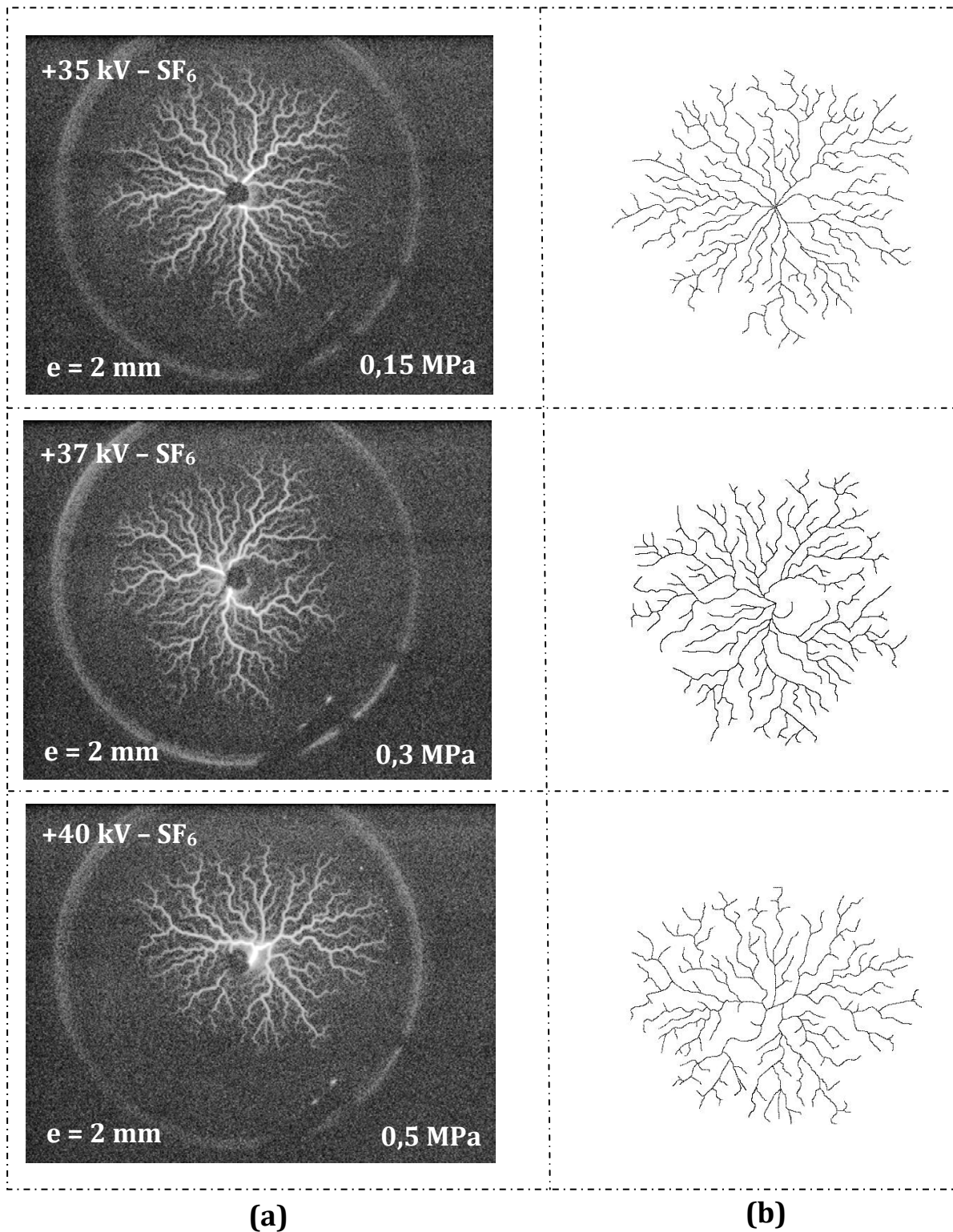


Figure 5.4 Décharges glissantes se propageant sur des échantillons de Téflon (PTFE-E) pour différentes pressions sous tension impulsionnelle en polarité positive : (a) image originale et (b) image binarisée correspondante

3.2 Code de calcul informatique

Le calcul consiste dans une première étape à transformer les images originales des décharges en binaire (noir et blanc) comme illustré par les figures 5.1a et 5.2a. Les informations contenues dans l'image de la décharge sont transformées en une matrice de 580x780 éléments. Les éléments de la matrice sont des entiers dont la valeur est comprise entre 1 (représente le noir) et 255 (représente le blanc) représentant les données relatives à la couleur de chaque pixel de l'image. Les valeurs intermédiaires entre 1 et 255 représentent les nuances de gris. Ces images sont ensuite traitées par un code de calcul conçu à cet effet sous Matlab. Une illustration de la méthode de quadrillage est donnée par la figure 5.5.

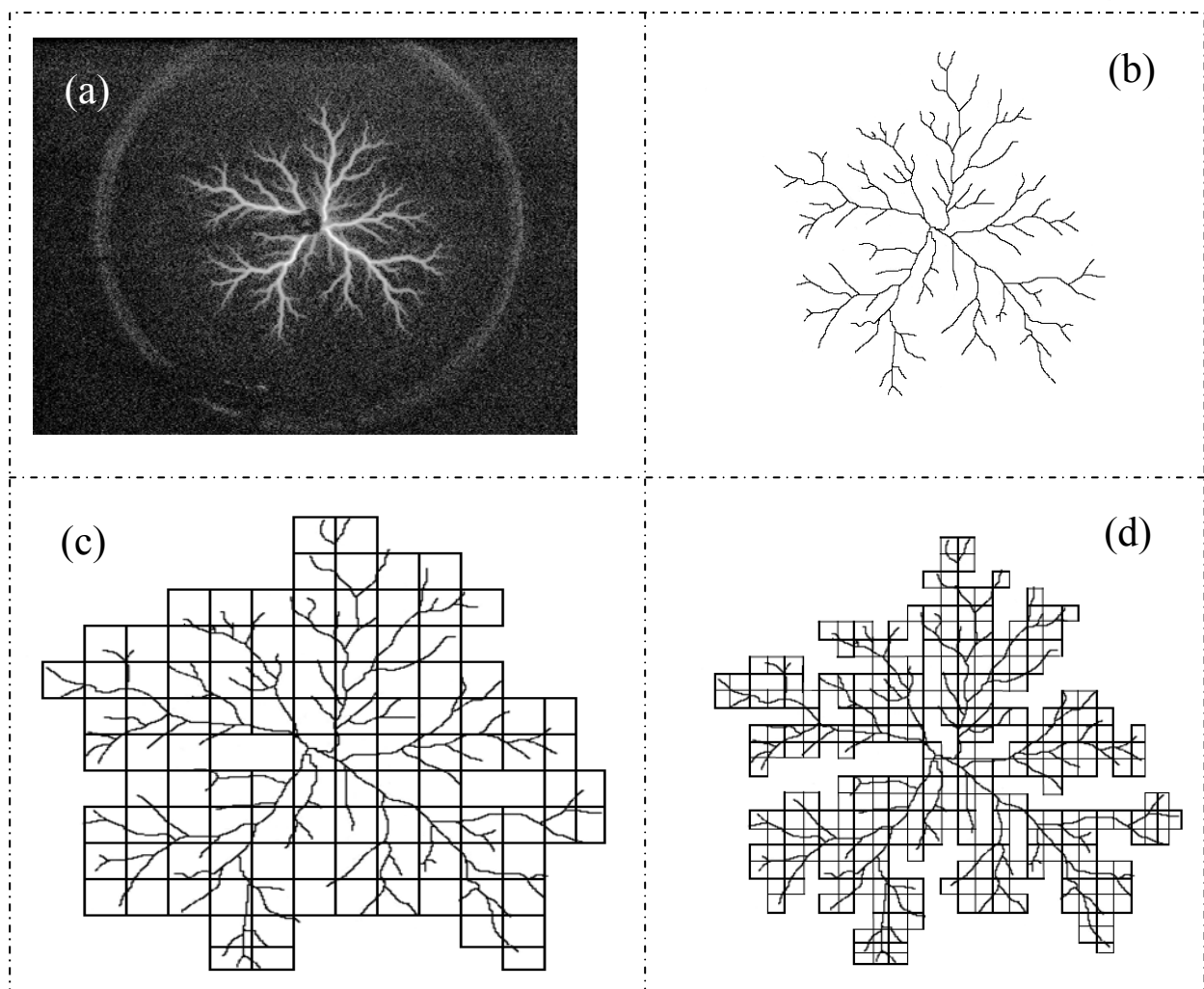


Figure 5.5 Principe de la méthode de quadrillage appliquée à une décharge se propageant sur un échantillon de PTFE-E de 2 mm d'épaisseur : (a) image originale, (b) image en binaire correspondante, (c) image couverte par un maillage carré de côté $l = 45$ pixels et (d) image couverte par un maillage de côté $l = 15$ pixels

Son principe consiste à générer un maillage carré de côté l couvrant totalement la décharge. Le nombre de carrés (ou boîtes) du maillage contenant une branche, aussi minime soit elle, de la décharge $N(l)$ est compté pour chaque valeur de l . Après cette opération, la caractéristique $N = f(l)$ est tracée dans un système logarithmique de coordonnées. La pente de la partie linéaire de chaque caractéristique tracée permet de déduire la valeur de la dimension fractale D correspondante de la charge.

3.3 Influence de l'épaisseur du matériau

Les résultats de l'analyse fractale effectuée en utilisant la méthode de quadrillage sont illustrés par les figures 5.6, 5.7 et 5.8. La dimension fractale D pour chaque cas est la pente déduite de la caractéristique représentant le nombre de boîtes en fonction de la taille des boîtes $N = f(l)$. Ces courbes permettent d'observer que, quelle soit le type de diélectrique solide utilisé (verre, Epoxy ou PTFE), plus l'épaisseur du solide est élevée, plus la dimension fractale D est faible. Par ailleurs, pour un matériau d'épaisseur donnée, la dimension fractale D augmente avec la constante diélectrique ϵ_r du solide isolant. Pour les échantillons en verre ($\epsilon_r=5$), la dimension D est plus élevée que pour la résine époxy ($\epsilon_r=3,4$) et le PTFE ($\epsilon_r=2,1$). Les dimensions fractales les plus faibles ont été obtenues avec les échantillons en PTFE.

En conséquence, nous pouvons donc évoquer l'existence d'une relation entre l'épaisseur e et la permittivité relative ϵ_r de l'isolant solide, et la dimension fractale D des décharges glissantes radiales en présence d'un gaz. D représente le degré de ramification de la décharge.

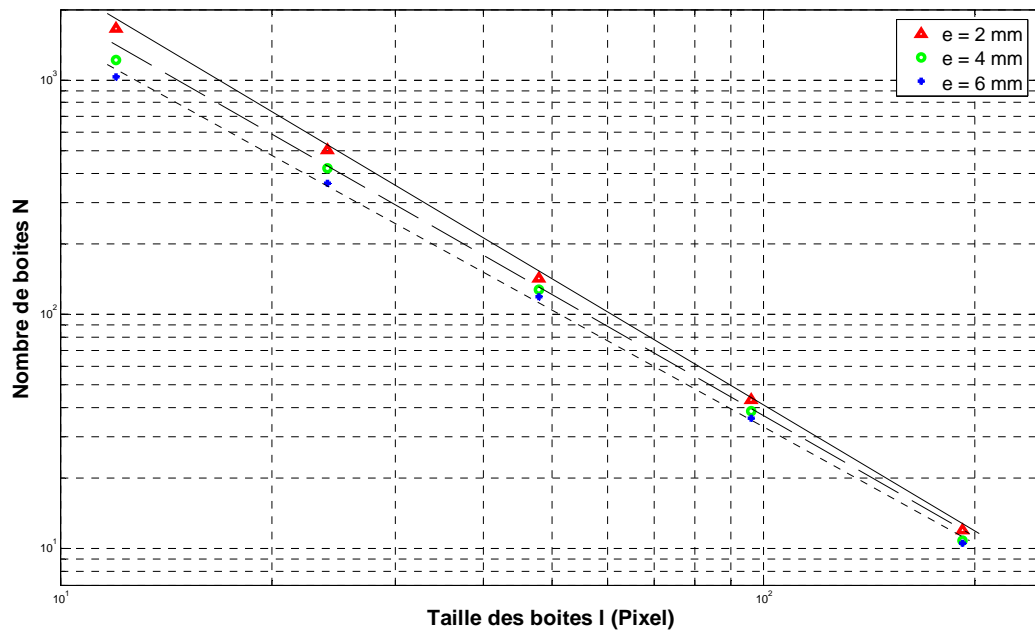


Figure 5.6 Caractéristiques représentant le nombre de boîtes N en fonction de la taille des boîtes l pour des décharges se propageant sur des échantillons en verre d'épaisseurs différentes sous 0,1 MPa ; $D \approx 1.77, 1.70, 1.65$ respectivement pour ($e = 2 \text{ mm}, +24 \text{ kV}$), ($e = 4 \text{ mm}, +27 \text{ kV}$) et ($e = 6 \text{ mm}, +31 \text{ kV}$)

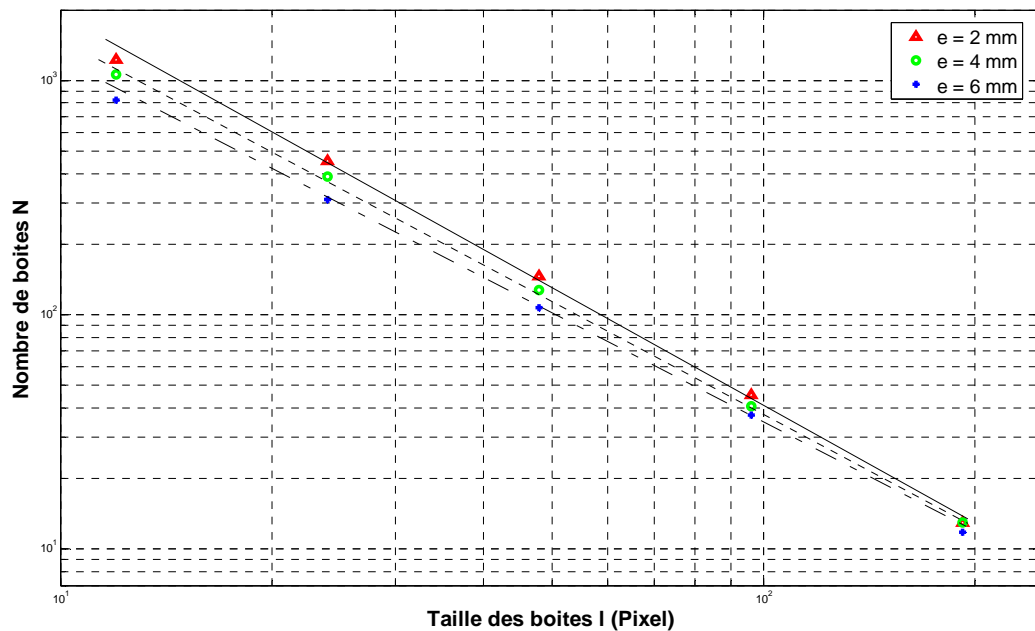


Figure 5.7 Caractéristiques représentant le nombre de boîtes N en fonction de la taille des boîtes l pour des décharges se propageant sur des échantillons en résine époxy d'épaisseurs différentes sous 0,1 MPa ; $D \approx 1.64, 1.58, 1.53$ respectivement pour ($e = 2 \text{ mm}, +31 \text{ kV}$), ($e = 4 \text{ mm}, +33,6 \text{ kV}$) et ($e = 6 \text{ mm}, +36 \text{ kV}$)

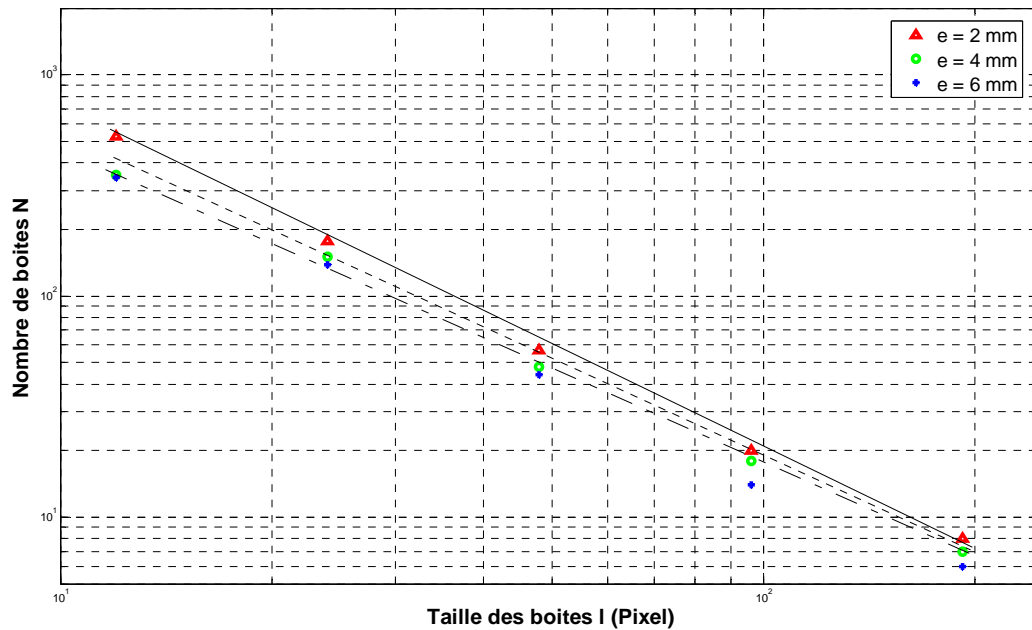


Figure 5.8 Caractéristiques représentant le nombre de boîtes N en fonction de la taille des boîtes l pour des décharges se propageant sur des échantillons en Téflon (PTFE-E) d'épaisseurs différentes sous 0.1 MPa ; $D \approx 1.51, 1.45, 1.41$ respectivement pour ($e = 2$ mm, +34 kV), ($e = 4$ mm, 35 kV) et $e = 6$ mm, +38 kV)

3.4 Influence de la pression du gaz

Nous avons montré dans le chapitre 4 que la longueur finale des décharges dépend de la pression du gaz pour une tension et un matériau d'épaisseur donnés. Plus la pression augmente, plus la longueur finale des décharges ainsi que la densité des branches diminuent [151]. Dans cette partie, nous nous intéresserons plus particulièrement à l'influence de la pression du gaz sur la dimension fractale D des décharges dans le but d'établir une relation éventuelle entre P et D . Pour cela, nous maintenons l'épaisseur e des matériaux constante et augmentons progressivement la valeur crête de la tension jusqu'à obtenir des décharges de 46 mm de longueur finale pour 0.15, 0.3 et 0.5 MPa. Les figures 5.9, 5.10 et 5.11 représentent les résultats de l'analyse fractale obtenus par la méthode de quadrillage. La dimension D est la pente déduite de la caractéristique représentant le nombre de boîtes en fonction de la taille des boîtes $N = f(l)$. Nous pouvons constater à travers ces caractéristiques que quelle que la

nature du matériau isolant solide utilisé (verre, Epoxy ou PTFE), la dimension fractale D augmente lorsque la pression diminue.

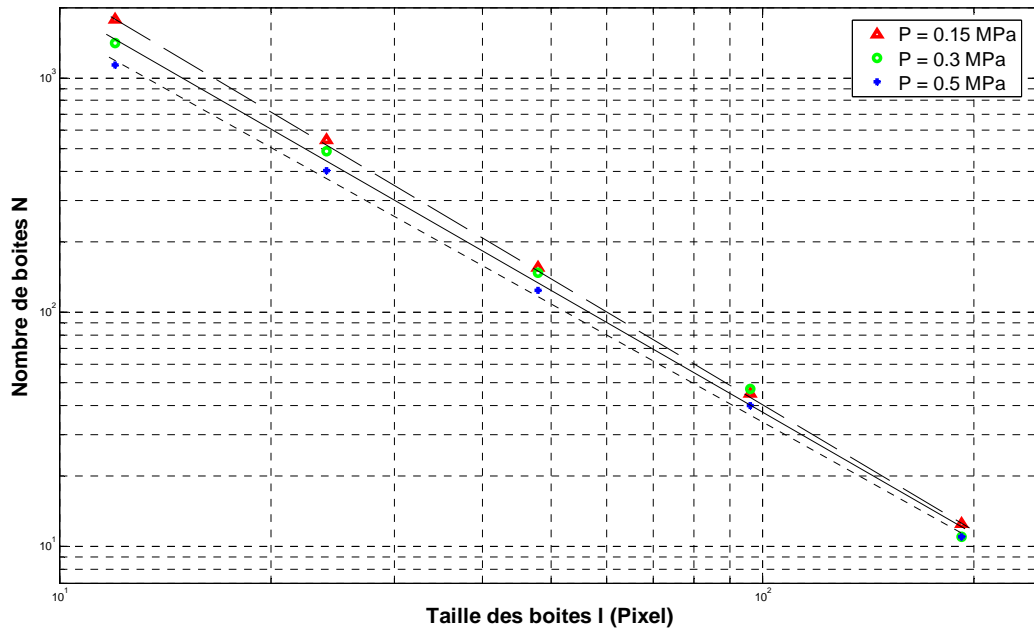


Figure 5.9 Caractéristiques représentant le nombre de boîtes N en fonction de la taille des boîtes l pour des décharges se propageant sur des échantillons en verre de 2 mm d'épaisseur; $D \approx 1.78, 1.74, 1.66$ respectivement pour ($P = 0.15$ MPa, +26 kV), ($P = 0.3$ MPa, 27.8 kV) et ($P = 0.5$ MPa, +32 kV)

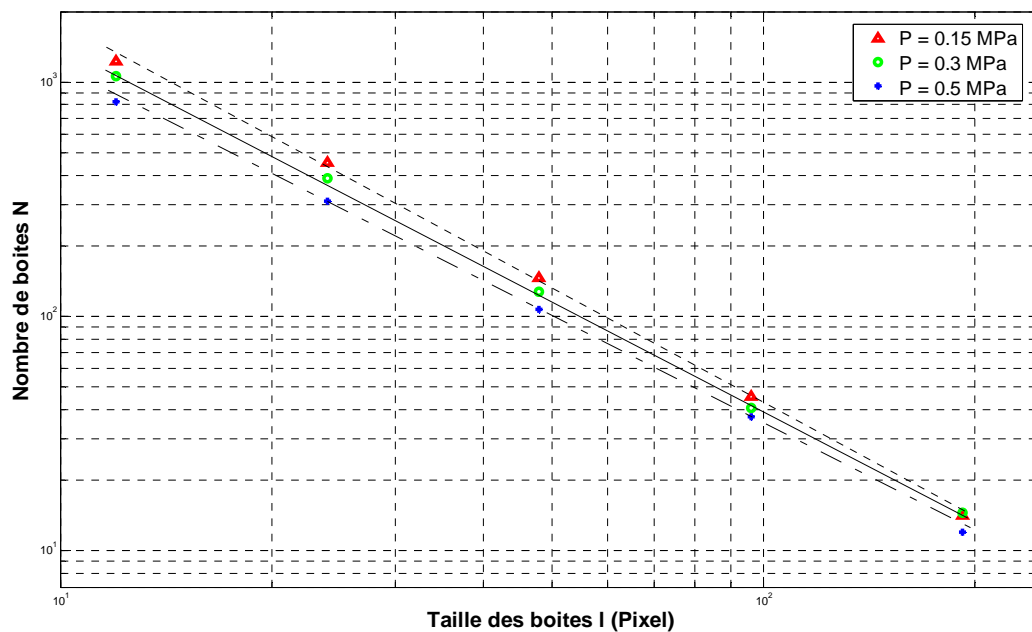


Figure 5.10 Caractéristiques représentant le nombre de boîtes N en fonction de la taille des boîtes l pour des décharges se propageant sur des échantillons en résine époxy de 2 mm d'épaisseur; $D \approx 1.62, 1.58, 1.52$ respectivement pour ($P = 0.15$ MPa, +33,6 kV), ($P = 0.3$ MPa, +35,6 kV) et ($P = 0.5$ MPa, +37 kV)

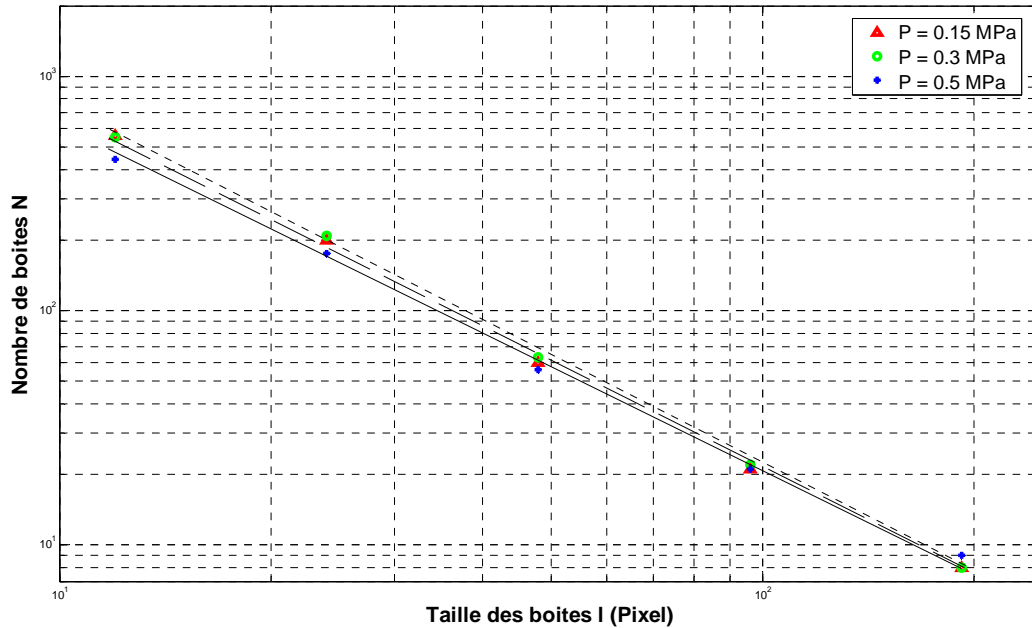


Figure 5.11 Caractéristiques représentant le nombre de boîtes N en fonction de la taille des boîtes l pour des décharges se propageant sur des échantillons en Téflon (PTFE-E) de 2 mm d'épaisseur ; $D \approx 1.53, 1.52, 1.40$ respectivement pour ($P = 0.15$ MPa, +35 kV), ($P = 0.3$ MPa, +37 kV) et ($P = 0.5$ MPa, +40 kV)

En d'autres termes, plus la pression est faible, plus la décharge est ramifiée. Par conséquent, la dimension fractale des décharges radiales en présence d'un gaz semble dépendre de la pression du gaz indépendamment de la tension appliquée et de l'épaisseur du solide. D'autre part, D augmente avec la constante diélectrique du matériau. Elle est plus élevée avec le verre qu'avec la résine Epoxy et le PTFE.

4 Courants associés aux décharges

Les mesures de courants associés ont été simultanément effectuées avec l'enregistrement de la décharge en polarité positive et négative à l'aide d'une sonde non inductive de $50 \Omega \pm 5\%$ connectée en série avec la cellule. La procédure expérimentale a été décrite dans le chapitre 2.

4.1 Courants associés aux décharges positives

En polarité positive, le courant associé à la décharge mesuré sur un échantillon de PTFE (PTFE-E) de 2 mm d'épaisseur en présence de SF₆ sous 0,03 MPa est constitué de plusieurs

pics discrets (figure 5.12) dont l'amplitude maximale dépend de la tension appliquée. Les pics observés peuvent être assimilés à une propagation par bonds de la décharge. Les impulsions ont une amplitude importante au début de l'enregistrement et une durée brève correspondant au front de montée de la tension de foudre.

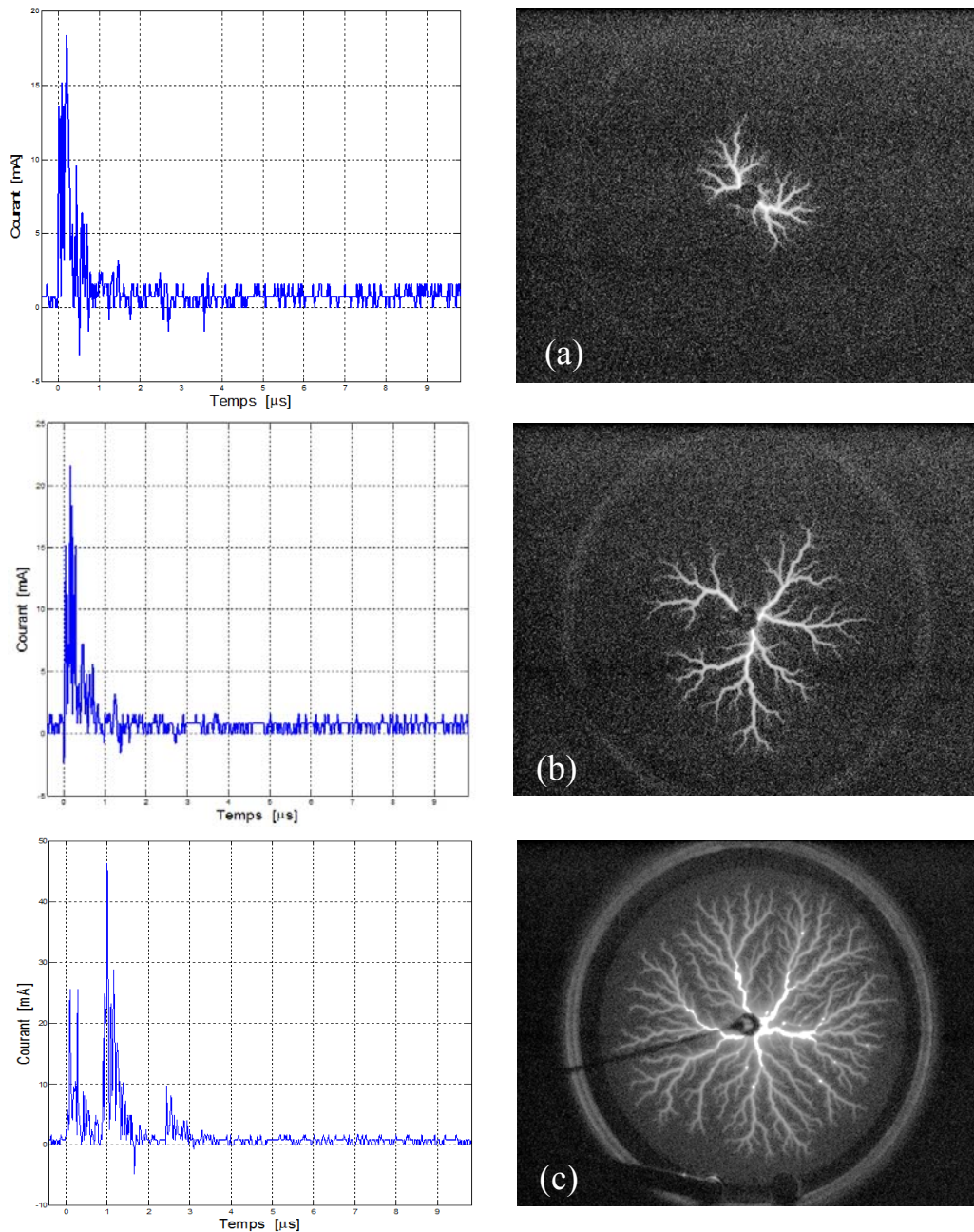


Figure 5.12 Courants associés aux décharges positives pour un échantillon de Téflon (PTFE-E) de 2 mm d'épaisseur en présence de SF_6 sous une pression de 0,03 MPa : (a) 7 kV, (b) 12 kV et (c) 17 kV

4.2 Courants associés aux décharges négatives

Les enregistrements de courants de décharges mesurés en polarité négative sont illustrés par la figure 5.13. Ils ont également été obtenus avec le même matériau et dans les mêmes conditions expérimentales que dans le cas de la polarité positive.

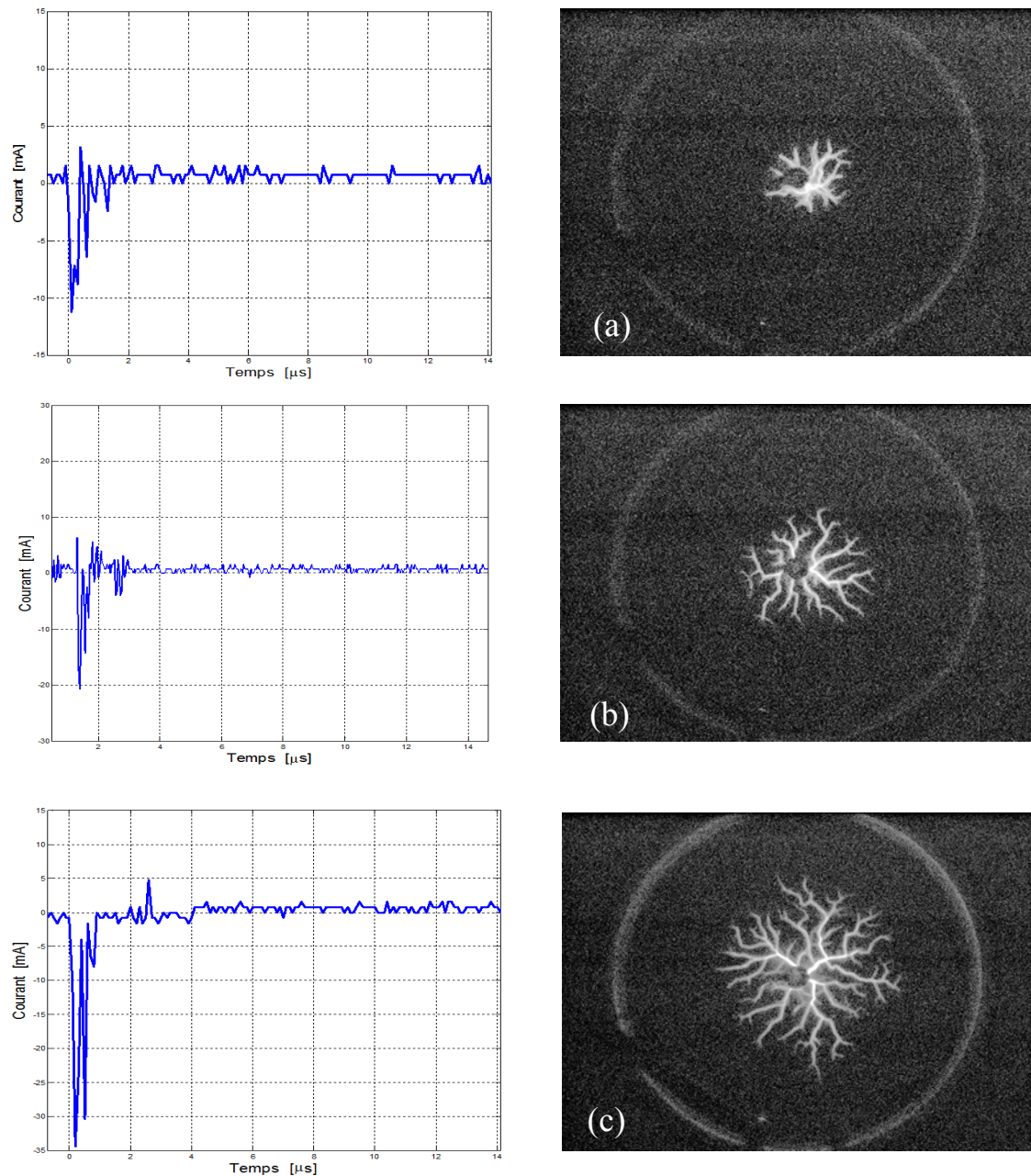


Figure 5.13 Courants associés aux décharges négatives pour un échantillon de Téflon (PTFE-E) de 2 mm d'épaisseur en présence de SF_6 sous une pression de 0,03 MPa : (a) 7 kV, (b) 12 kV et (c) 17 kV

Le courant est constitué de plusieurs impulsions discrètes (figures 5.12 et 5.13) dont l'amplitude croît avec la tension appliquée. Le courant commence à circuler juste après l'application de la tension 1,2/50 μs avant de s'atténuer et devenir nul au bout de quelques secondes. La propagation de la décharge (streamer) est stoppée dès qu'il atteint la valeur zéro [152]. La figure 5.13 nous permet également de constater que les pics constituant le courant diminuent avec le temps. Ce phénomène est aussi observé dans le cas positif. Des résultats similaires ont été obtenus par Nishi *et al* [152]. Notons, cependant, que pour les mêmes valeurs (crête) de tension, l'amplitude des courants ainsi que la longueur finale des décharges sont plus importantes en polarité positive qu'en polarité négative. Ainsi, les pics de courants associés aux décharges diminuent avec l'augmentation du temps de propagation de la décharge quelle que soit la polarité de la tension.

4.3 Vitesse moyenne des décharges

La vitesse moyenne de propagation des décharges peut être estimée à partir de la longueur finale L_f et le temps de propagation T_f des décharges ($V = L_f / T_f$). T_f est le temps final correspondant approximativement à l'arrêt de la propagation de la décharge. La figure 5.14 montre une évolution de la vitesse des décharges sur deux matériaux différents (Verre et PTFE) en présence de SF_6 . Les vitesses obtenues sont de l'ordre de 10^8 cm/s comparables à celles obtenues par d'autres chercheurs [153, 154]. Une légère augmentation de la vitesse a été également rapportée par Okubo *et al* [124]. D'autre part, une propagation plus rapide sur le verre par rapport au PTFE a été observée, ce qui indique que la vitesse dépend du type de matériau.

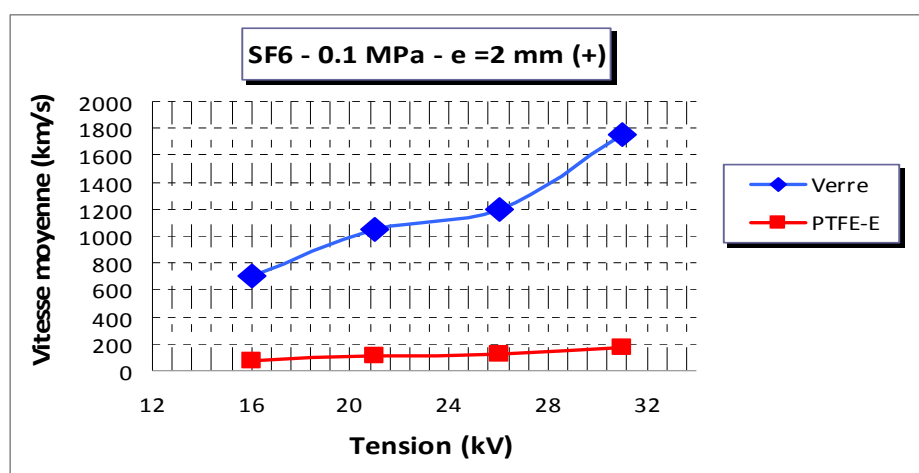


Figure 5.14 Evolution de la vitesse moyenne des décharges en fonction de la tension positive appliquée pour le verre et le PTFE de 2 mm d'épaisseur en présence de SF_6 sous une pression de 0,1 MPa

Cela pourrait s'expliquer par la différence entre la rigidité diélectrique (champ critique, permittivité relative etc.) ainsi que le potentiel d'ionisation des deux matériaux. Plus le potentiel d'ionisation du matériau est faible, plus les décharges ont tendance à se propager plus rapidement à sa surface. En effet, le potentiel d'ionisation du PTFE (9,8 eV) est supérieur à celui du verre (5 à 6 eV) [155,156].

4.4 Décharges secondaires

Sur une base (échelle) de temps relativement large, les enregistrements de courants associés aux décharges révèlent l'existence d'une décharge secondaire qui se manifeste approximativement autour de 50 à 60 μs après l'apparition de la décharge principale. Le courant correspondant à la décharge secondaire est d'amplitude moindre et de signe opposé à celui de la tension appliquée. En d'autres termes, il est positif pour une tension négative et vice versa avec une amplitude plus faible. Ce phénomène a été observé pour les deux polarités. Une illustration des décharges secondaires est donnée par les figures 5.15 et 5.16. Cela pourrait s'expliquer par l'accumulation de charges surfaciques à la surface du diélectrique solide. Notons que le temps d'apparition des décharges secondaires pourrait varier en fonction du caractère aléatoire des charges surfaciques.

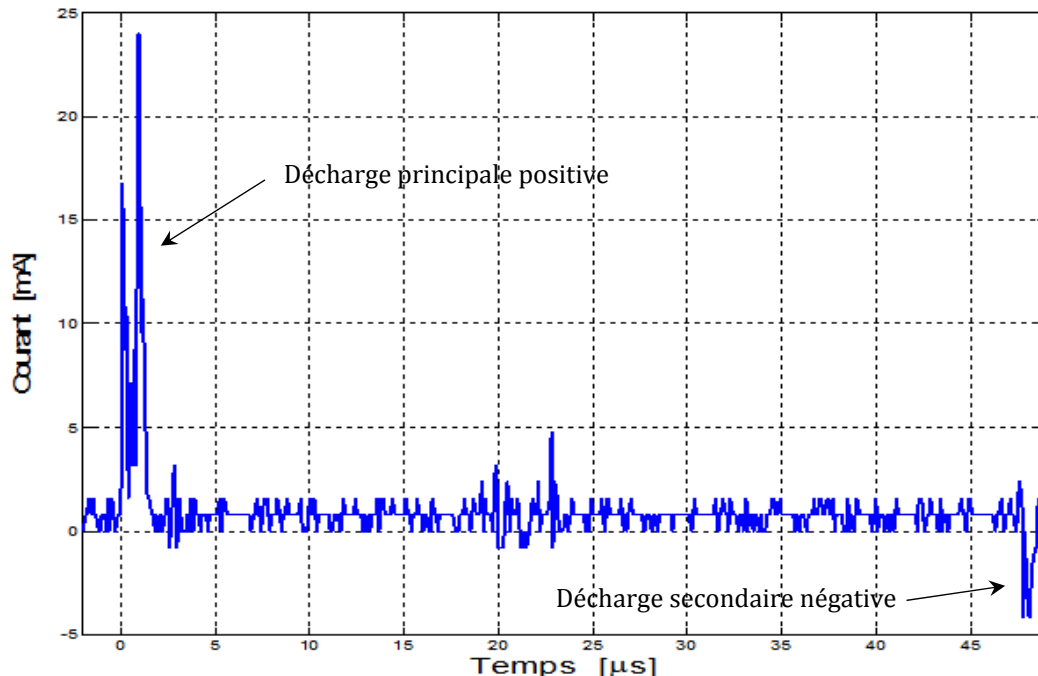


Figure 5.15 Illustration d'une décharge secondaire de signe opposé à celui de la décharge principale révélée par un enregistrement de courant effectué sur un échantillon en Téflon (PTFE-E) de 2 mm d'épaisseur en présence de SF_6 sous 0,03 MPa et une tension (crête) positive de 13 kV

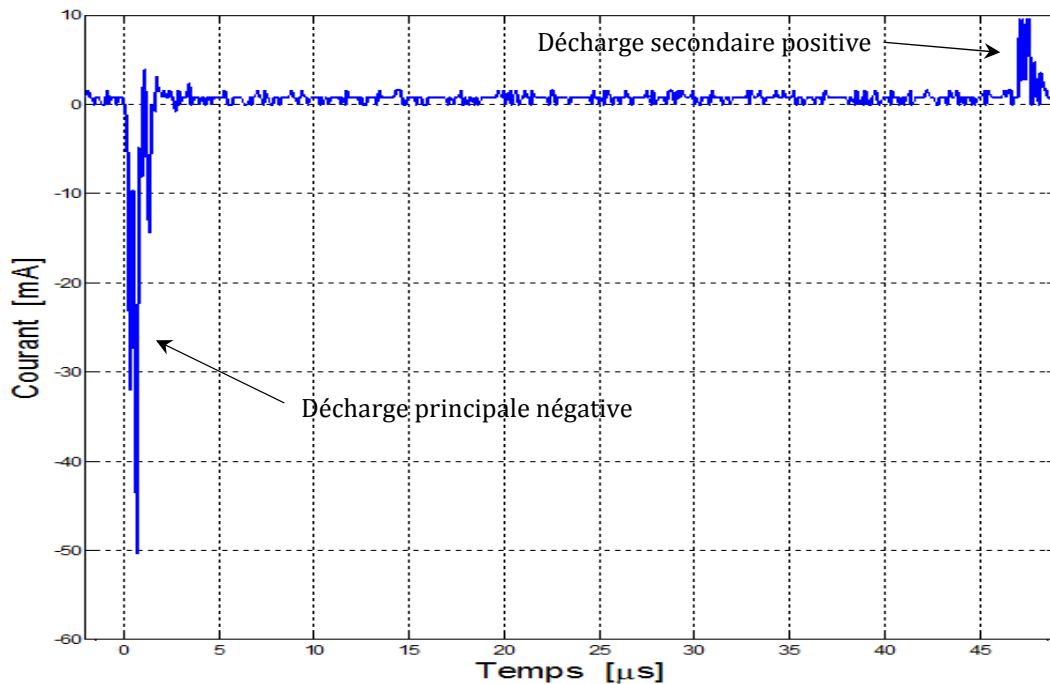


Figure 5.16 Illustration d'une décharge secondaire de signe opposé à celui de la décharge principale révélée par un enregistrement de courant effectué sur un échantillon en PTFE (PTFE-E) de 2 mm d'épaisseur en présence de SF_6 sous 0,03 MPa et une tension (crête) négative de 26 kV

Pour une tension appliquée de polarité positive, la présence d'une décharge négative peut, du premier coup, sembler absurde. Cependant, cela pourrait s'expliquer par l'effet de la charge déposée à la surface (charge surfacique) du solide sur l'évolution de la tension et par conséquent du champ électrique au voisinage de la pointe. Pour mieux étudier ce phénomène, nous avons calculé la charge corrélée à la tension et au courant en utilisant la méthode des charges équivalentes [157]. Cette méthode consiste à remplacer un système de conducteurs par des charges fictives en utilisant une configuration géométrique simple permettant de créer une distribution de potentiel et du champ équivalente à celle des électrodes réelles. A cet effet, nous allons remplacer notre configuration d'électrodes pointe - plan par un système constitué d'une sphère isolée correspondant à l'électrode pointe et un disque uniformément chargé représentant la charge surfacique déposée. La figure 5.17 est une illustration synoptique du système considéré.

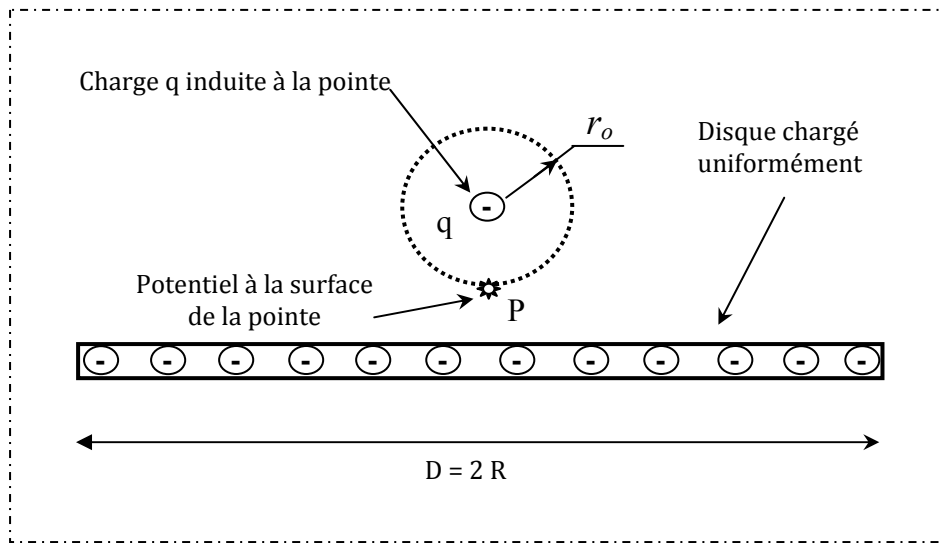


Figure 5.17 Illustration de la configuration permettant de remplacer le système d'électrodes pointe - plan

Ainsi, le potentiel à la surface de la pointe, représentant en même temps la tension appliquée U , s'exprime comme suit :

$$P = Q = V_Q + V_q \quad (5.7)$$

où V_Q et V_q sont respectivement le potentiel créé par le disque chargé uniformément et celui créé par la charge induite à la pointe. Ces potentiels sont donnés par les relations [158] :

$$V_Q = \frac{Q}{2\epsilon_0\pi R^2} [\sqrt{R^2 + d^2} - d] \quad (5.8)$$

$$V_q = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_0} \quad (5.9)$$

R est le rayon du disque chargé uniformément (représentant la longueur finale de la décharge $L_f = 33$ mm), d la distance séparant la tête de la pointe et la surface du diélectrique solide (d

est quasiment nul dans notre cas – environ 1 mm pour éviter le phénomène du point triple) et r_o le rayon de courbure de la pointe.

En remplaçant les équations (5.8) et (5.9) par leurs expressions dans l'équation (5.7), on aura :

$$q = 4\pi\epsilon_0 \left[U - \frac{Q}{2\epsilon_0\pi R^2} \left[\sqrt{R^2 + d^2} - d \right] \right] \quad (5.10)$$

En appliquant le théorème de Gauss, le champ électrique au point P, régi par la charge induite, est donné par l'expression :

$$E_P = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_0^2} \quad (5.11)$$

L'évolution temporelle de la charge corrélée avec la tension et le courant est donnée par la figure 5.18. La charge obtenue est calculée à partir de données expérimentales issues d'une décharge positive se propageant sur un échantillon en PTFE (PTFE-E) de 2 mm d'épaisseur sous une tension de 20 kV.

L'analyse de la figure 5.18 permet d'observer une phase de propagation de la décharge après l'application de la tension. Le champ électrique est suffisamment élevé pour provoquer la génération des décharges. Pendant cette période, le courant constitué de pics discrets augmente avec la tension. Quant à la charge Q, elle croît avec le temps.

Au bout de quelques microsecondes, survient l'extinction du courant correspondant à l'arrêt de la propagation de la décharge principale. A cet instant, la tension est légèrement inférieure à celle appliquée. Le courant enregistré à partir de cet instant jusqu'au temps correspondant à l'apparition de la décharge secondaire est très faible (quasiment nul). Cela engendre une évolution de la charge Q en fonction du courant. En conséquence, le champ électrique suit l'évolution temporelle de la tension.

Entre 50 et 60 μ s, une décharge négative est générée alors que la tension appliquée est toujours positive. Cela est dû à l'influence des charges surfaciques, précédemment accumulées à la surface de l'isolant solide, sur l'évolution du champ électrique. L'amplitude des pics de courant, la durée de propagation ainsi que la charge Q de cette décharge secondaire sont faibles par rapport à celles de la décharge principale. Un agrandissement du

courant de la décharge secondaire ainsi que de la charge correspondante entre 49,75 et 53,75 μs est illustré par la figure 5.19.

D'autre part, l'amplitude de la charge secondaire accumulée dépend également de la nature des charges présentes dans le PTFE (téflon). Elle est moins importante pour des isolateurs (isolant solide) chargés avec C (PTFE-C) et D (PTFE-D) qu'avec les autres charges G, E, F (PTFE-G, PTFE-E ou encore PTFE-F). Ainsi, ces matériaux seraient plus indiqués pour des applications haute tension puisque les décharges principales et secondaires y sont moins longues.

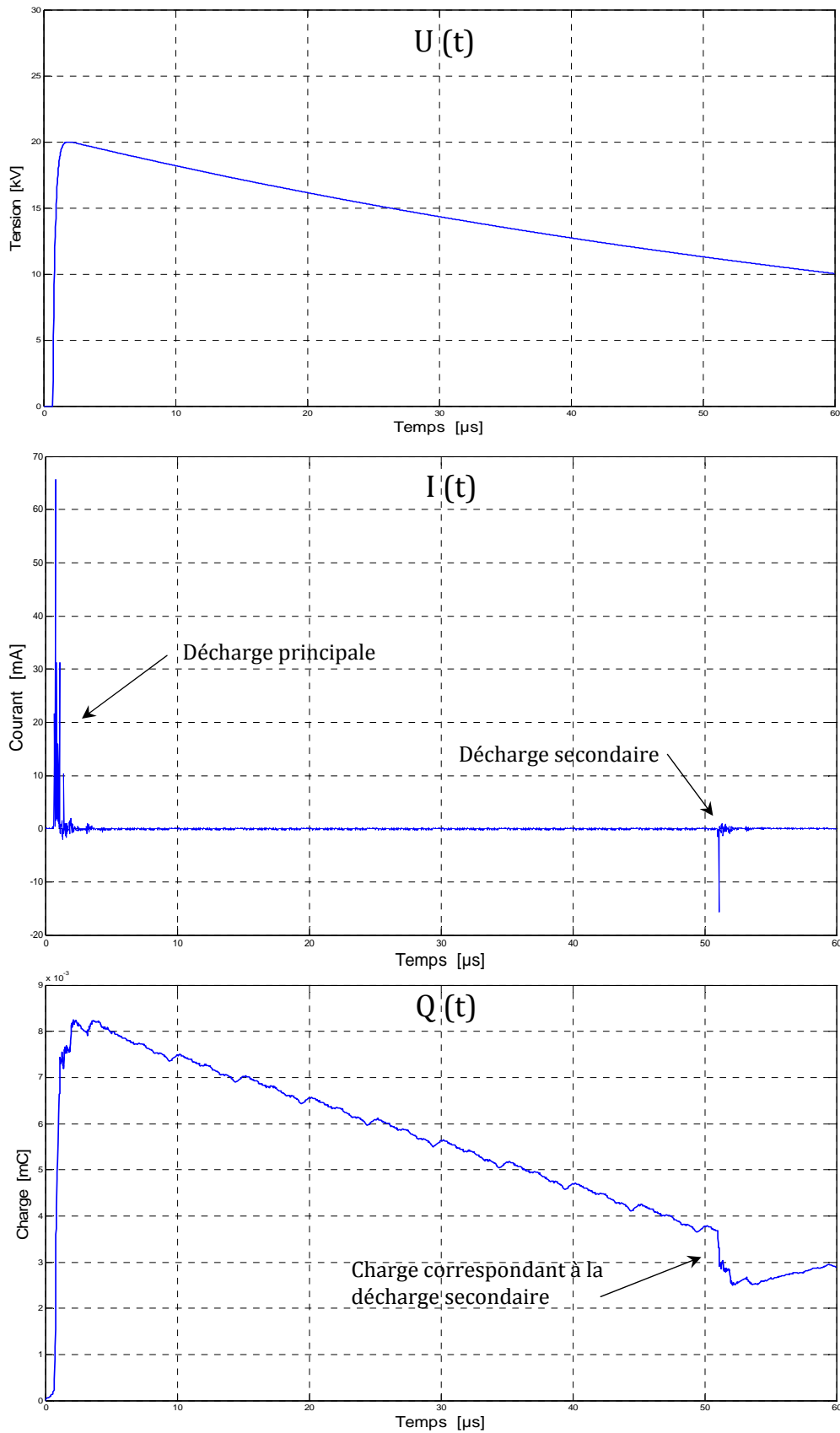


Figure 5.18 Evolution temporelle de la tension $U(t)$, du courant $i(t)$ et de la charge $Q(t)$ sur un échantillon en Téflon (PTFE-E) de 2 mm d'épaisseur sous une tension positive de 20 kV

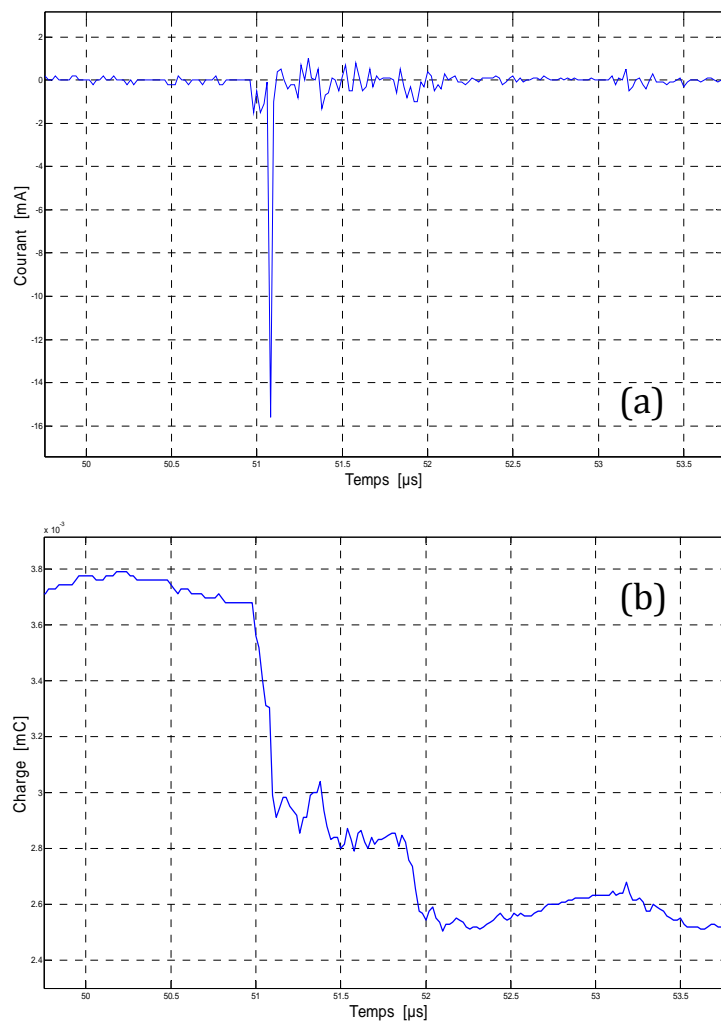


Figure 5. 19 Agrandissement du courant de la décharge secondaire (a) et de l'évolution de la charge correspondante (b)

5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons établi une relation entre les propriétés du solide diélectrique et la dimension fractale des décharges se propageant à sa surface en présence de gaz. Il s'agit notamment de la permittivité et de l'épaisseur des isolants solides. Nous avons également pu montrer que la dimension fractale des décharges pour un matériau donné est influencée par la pression des gaz utilisés. Ainsi, grâce à l'utilisation des techniques de la géométrie fractale, nous avons décrit mathématiquement le degré de ramification des décharges surfaciques issues de nos expériences. En utilisant la méthode de quadrillage (ou des boîtes), nous avons montré que la dimension fractale D des décharges diminue lorsque

l'épaisseur e du solide et la pression du gaz augmentent et/ou sa permittivité diélectrique diminue indiquant ainsi l'implication des phénomènes capacitifs sur le mode de propagation des décharges glissantes.

D'autre part, les enregistrements de courants de décharge aux interfaces gaz/solide nous ont permis de mettre en évidence l'existence d'une décharge secondaire de signe contraire à celui de la décharge principale et de la tension appliquée. Cela pourrait être dû à l'accumulation de charges surfaciques à la surface du solide diélectrique. La corrélation entre la tension, le courant et la charge déposée Q montre l'influence des charges surfaciques sur les caractéristiques des décharges glissantes en présence de gaz notamment sur leur mode de propagation.

Nous avons également montré que la charge secondaire accumulée est fonction de la nature des charges présentes dans le Téflon. En effet la longueur finale de la décharge principale ainsi que celle associée à la décharge secondaire sont moins importantes pour des isolateurs (isolant solide) en Téflon chargé avec C (PTFE-C) et D (PTFE-D) qu'avec les autres charges. Ainsi, ces matériaux seraient plus indiqués pour des applications haute tension puisque les tensions de contournement y seront plus élevées.

Conclusion générale

Conclusion générale

Ce travail nous a permis d'analyser : (1) la tenue diélectrique de gaz industriels et de mélanges (SF_6 , N_2 , CO_2 , $\text{SF}_6 - \text{N}_2$ et $\text{SF}_6 - \text{CO}_2$) dans différentes géométries d'électrodes ; (2) de caractériser les décharges électriques se propageant sur divers types de solides diélectriques (PTFE avec différentes charges, résine Epoxy, verre) en présence de ces gaz (mélanges), sous tension impulsionnelle de foudre (1,2/50 μs) dans une configuration d'électrodes pointe – plan ; et (3) de dégager les faits les plus marquants relatifs à la morphologie, la longueur finale et les courants associés à ces décharges glissantes. Le choix de ces matériaux a été motivé par leur utilisation courante dans les matériels électriques. L'une des applications concernée est celle des disjoncteurs haute et moyenne tensions (buse).

Nous avons montré que l'amplitude, la forme et la polarité de la tension, la nature et l'épaisseur du diélectrique solide, le type de gaz (mélange) ainsi que la pression et la concentration des constituants du mélange jouent un rôle important dans la génération et la propagation des décharges (tension de génération, forme et longueur finale des décharges, courant et charge associés).

Sous tension impulsionnelle, les décharges glissantes ne sont pas forcément radiales contrairement à ce qui a été rapporté dans la littérature. Lorsqu'elles sont radiales, les extensions maximales de leurs branches forment un contour circulaire autour de l'électrode pointe. La forme de ces décharges est fonction de la nature de l'isolant solide et du gaz (mélange), de l'amplitude et de la polarité de la tension ainsi que du niveau de pression du gaz. La longueur finale L_f des décharges augmente quasi linéairement avec l'amplitude de la tension appliquée et diminue lorsque la pression du gaz augmente et/ou l'épaisseur de l'isolateur augmente. Pour une tension et une pression données, les décharges surfaciques sont d'autant plus courtes et moins ramifiées que la permittivité diélectrique de l'isolateur est faible. Aussi pour une tension et un matériau donnés, L_f est plus élevé en polarité positive qu'en polarité négative, ce qui indique que la polarité la plus contraignante est la polarité positive. Le fait que lorsque l'épaisseur (e) du matériau augmente, la capacité du condensateur constitué par l'isolateur inséré entre les électrodes diminue et par conséquent L_f diminue et conduit à l'augmentation de la tension de contournement, ce qui est d'une importance capitale pour le dimensionnement des structures isolantes industrielles. Ce phénomène capacitif est confirmé par le concept de capacité différentielle.

Le calcul de champ électrique par éléments finis (Flux 2D/3D) montre que la permittivité relative (ϵ_r) des matériaux a une influence considérable sur la tension de génération des décharges indépendamment du type de gaz. Le renforcement du champ au voisinage de la pointe est d'autant plus important que la différence entre la constante diélectrique du matériau et celle du gaz est grande.

L'enregistrement des courants associés aux décharges glissantes nous ont permis de mettre en évidence l'existence d'une décharge secondaire de signe opposé à celui de la décharge principale et de la tension appliquée. Cela pourrait être dû à l'accumulation de charges surfaciques à la surface du solide diélectrique. Aussi, les matériaux pour lesquels les décharges glissantes sont plus courtes accumulent moins de charges surfaciques et les courants (charge électrique) correspondants à la décharge secondaires sont moins importants.

L'analyse fractale nous a permis d'établir une relation entre les propriétés physiques et géométriques du solide diélectrique, la nature du gaz (mélange) et sa pression, et la dimension fractale des décharges surfaciques. En utilisant la méthode des boîtes (ou de quadrillage) nous avons montré que la dimension fractale D des décharges diminue lorsque l'épaisseur e du solide et la pression du gaz augmentent et/ou la permittivité relative du solide diminue indiquant ainsi l'implication de phénomènes capacitifs dans les mécanismes de propagation des décharges surfaciques.

En perspective, nous recommandons :

- ↳ Une caractérisation expérimentale des mêmes gaz et matériaux solides sous tension alternative et continue ;
- ↳ Une caractérisation expérimentale d'autres types de matériaux en présence d'autres gaz et mélanges (écologiques) sous tension alternative, continue et impulsionnelle.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] E. Kuffel and M. Abdoullah, "*High voltage engineering*", Library of Congress Catalog Card N° 72-85501, first edition 1970.
- [2] A. Beroual, "*Note de cours Master 2 Recherche Génie électrique : Matériaux du Génie Electrique-Rigidité diélectrique des gaz*", 2005.
- [3] Y. P. Raizer, "*Gas discharge physics*", edition Springer-Verlag, 1991.
- [4] L. B. Loeb and J. M. Meek, "*The Mechanism of the Electric Spark*", Stanford University press, 1940.
- [5] P. Ségur, "*Gaz isolants*", Techniques de l'ingénieur, traité de génie électrique, D 2 530, 1990.
- [6] A. Beroual and A. Boubakeur, "*Influence of barriers on the lightning and switching impulse strength of mean air gaps in point/plane arrangements*" IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 26, N°6, p. 2230-1139, December 1991.
- [7] R.S. Sigmond and M. Goldman, "*Corona discharge physics and applications*", Electrical Breakdown in Gases, NATO ASI Series B: Physics vol. 89b p. 1-64, edited by E. E. Kunhardt and L. H. Luessen, Plenum Press, New York and London, 1983.
- [8] G. Buchet, M. Goldman et A. Goldman, "*Nature du courant permanent dans les décharges couronne pointe-plan en tension continue*", C.R. Acad. Sci. Paris Série B 263, p. 356-9, 1966.
- [9] W. Hermestein, "*Der Stromfaden-Entladung und ihr Übergang in das Glimmen*", Arch. Elektrotechnik. 14 (3), p. 209-24, 1960.
- [10] H. C. Pollok et F. S. Cooper, "*The effect of pressure on the positive point to plane discharge in N₂, O₂, CO₂, SO₂, SF₂, CCl₂, F₂, Ar, He and H₂*", Phys. Rev. 56, p. 170-5, 1939.
- [11] E. Nasser, "*Partial breakdown or Coronas*", Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronic, Wiley Interscience, New York, Ch. 11, 1971.
- [12] A. Fisher, "*Influence de l'humidité sur la tension disruptive dans l'air en courant continu et en courant alternatif*", Electra 10, p. 65-77, 1969.
- [13] R. S. Sigmond, "*Corona discharge*", Electrical breakdown of gases, John Wiley and Sons, New York, p.319-84, 1978.
- [14] K. Torsethaugen and R. S. Sigmond, "*The Trichel pulse phase of negative coronas in the Trichel pulse regime in air*", Proc. 11th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Prague, p. 195, 1973.
- [15] G. Buchet and M. Godman, "*Stability of positive continuous corona discharges in electronegative and non electronegative gaseous mixtures*", Proc. 9th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Bucarest, p. 291, 1969.
- [16] Y. Miyoski, T. Hosokawa and O. Sakai, "*Point-to-plan discharge phenomena in air in Negative polarity*", Nagoya Institute of Technology Bulletin, 1964.

- [17] C. Korasli and O. Farish, "Corona and breakdown in coaxial-electrode geometry in SF₆ and SF₆/N₂ mixtures", Gaseous Dielectrics III, P. 77-83, edited by L. G. Christophorou, Pergamon Press, New York, 1982.
- [18] H. M. Ryan, W. L. Watson, S. J. Dale, D. J. Tedford, A. Kurimoto, H. M. Banford and B. F. Hampton, "Factors affecting the insulation strenght of SF₆ filled system", CIGRE Paper 15-02, 1976.
- [19] B. Senouci, "Influence des impuretés sur la formation et le mode de la décharge dans le SF₆ comprimé en polarité positive", Thèse de Doctorat d'État, no d'ordre 623. Université de Paris VI, 1987.
- [20] G. Riquel, B. Hutzler, O. Belabed and B. Senouci, "The role of impurities on the discharge behaviour in SF₆", Proc. 5th Int. Symposium in High Voltage Engineering, Braunschweig FRG, p. 13-08, 1987.
- [21] S. Sangkasaad, "Corona inception and breakdown voltages in non-uniform fields in SF₆", Proc. Int. Symposium in High Voltage Engineering, Zurich, Suisse, p. 379-384, 1975.
- [22] M. Goldman, M. Megherbi, G. Berger and O. Belabed, "Influence of humidity on phenomena at the low field electrode in SF₆ coronas", Proc. 6th Int. Symposium on High Voltage Engineering, New Orleans, p. 49-07, USA, 1989.
- [23] R. A. Ravishankara, S. Solomon, A. A. Turnipseed, R. F. Warren, "Atmospheric lifetimes of long-lived halogenated species", Science, Vol. 259, No. 5092, p. 194-199, January, 1993.
- [24] *Encyclopédie des gaz de Air liquide*, Edition Elsevier, Air liquide Division Alpha gaz.
- [25] H. Boyd et G. Crichton, "Measurement of ionization and attachment coefficient in SF₆", Proceedings IEEE, Vol.118, N°12, pp.1872-1877, 1971.
- [26] N. H. Malick and H. Qurechi, "Reviews: Breakdown mechanisms in SF₆", IEEE Trans., Elect., Insul., Vol. EI 13, N°3, p. 135-145, 1978.
- [27] Balla et J. Graggs, "Measurement of ionisation and attachment coefficient in SF₆ for uniform field", Proceedings Physical Society, Vol. 80, p.151-160, 1962.
- [28] T. Nitta and Y. Shbuya, "Electrical breakdown of long gaps in sulphur hexafluoride", IEEE Trans. Power Apparatus and System, Vol. 90, N°3, p.1065-1071, 1971.
- [29] A. Beroual and F. Buret, "Dielectric Behaviour in high voltage circuit breaker at low temperature under lightning impulses", IEEE symp. on Electric. Insul., Pittsburgh, PA June 5-8, 1994.
- [30] M. Yousfi et K. Kanzari, "Etude de la cinétique chimique due à des décharges dans un câble à isolation gazeuse, Première partie : modélisation des décharges partielles dans le SF₆ et le mélange SF₆/N₂", Université Toulouse III/Electricité de France, Rapport Technique, 1997.
- [31] W.L. Lama et C.F. Gallo, "Systematic study of the electrical characteristics of the Trichel current pulses from negative needle to plane coronas", J. Appl. Phys., 45, p. 103-113, 1974.
- [32] A. Rein, "Breakdown Mechanisms and Breakdown Criteria in gases, Measurements of discharges parameters", A literature survey Electra, N° 32, p.43 – 60, 1974.

- [33] M. Pays, "Câbles de transport d'énergie, Technologies, caractéristiques", Techniques de l'ingénieur, Traité de génie électrique, Vol. D 4520, 1994.
- [34] A. Pederson, "The effect of surface roughness on breakdown in SF₆", IEEE Trans. on Pow. App. and Systems, Vol. 94, N°5, p.1749-1753, 1975.
- [35] N. H. Malik, A. H. Qureshi and Tsweicer, "Electrode surface roughness and SF₆ gas mixture", IEEE Gas discharge and their applications, pp.236-239, 1978.
- [36] L. G Christophourou and R. J. Van Brunt, "SF₆-N₂ mixture basic and HV insulation properties", IEEE Trans. Elect. Insul., p.952-962, 1995.
- [37] Denki - Kenkyu (Electric Co-operative Research), "Standards for handling SF₆ gas in Power Industry, SF₆ Recycling guide", Edited by Electric Technology Research Association, Vol 54, 1998.
- [38] N. Azzi, "Contribution à l'étude théorique du claquage électrique dans les mélanges de gaz électronégatifs", Thèse de doctorat, université Paul Sabatier de Toulouse, 1987.
- [39] J. Lewis et Al, "Prebreakdown and Breakdown Phenomena along PMMA surface in vacuum and nitrogen gas stressed by 60 Hz voltage", IEEE Trans. Elect. Insul., Vol.19, p. 512-518, 1984.
- [40] E. Husain and R. S. Nema, "Analysis of Paschen Curves for Air, N₂ and SF₆, using the Townsend Breakdown equation", IEEE, Trans. Electr. Insul., Vol EI-17, N°4, 1982.
- [41] M. Gisselmann and W.Pfeiffer, "Influence of solid dielectric upon breakdown voltage and pre discharge development in compressed gases", Pergamon Press, NY, p.431-436, 1984.
- [42] W. P. feiffer, H. Welke, "Simulation of Discharge Development in SF₆ and SF₆ mixtures and important data of streamer development in N₂", Electrical insulation, Conference record of the IEEE International Symposium, Baltimore, MD, USA, 1992.
- [43] L. Niemeyer, "A systematic search for insulation gases and their environmental evaluation", ABB Research centre, Baden-Switzerland, in Gaseous dielectric VIII, edited by Christophorou and Olthoff, Plenum Press, New York 1998.
- [44] The Montreal protocol on substances that deplete the ozone layer, UNEP, 2000.
- [45] H. Toyota, S. Matsuoka and K. Hidaka, "Measurement of sparkover voltage time and Lag characteristics in CF₃I - N₂ and CF₃I - mixtures Air gas by using steep front-square voltage" IEEE Trans. FM, Vol.125, N°5 p.409-414, 2005.
- [46] H. Toyota, S. Matsuoka and K. Hidaka, "Voltage-time characteristic of SF₆-N₂ and CF₃I- N₂ gas mixture in nanosecond range", Conference on Gas Discharges, p.395-398, 2004.
- [47] Y. Y. Duan, M. S. Zhu and L. Z. Han, "Experimental vapour pressure data and vapour pressure equation for trifluoroiodomethane (CF₃I)", Fluid phase equilibria, Vol.121, p.227-234, 1996.
- [48] Data book, "Japanese research on Thermo physical properties of fluids", JSME, 1983.
- [49] New Energy and industrial technology organization (NEDO) report, "Development of synthetic technology for energy saving chlorofluorocarbon substitute material (Development of synthetic technology for trifluoroiodomethane)", 2004.

- [50] New Energy and industrial technology organization (NEDO) report, "*Feasibility of study on application of SF₆ alternative gas (CF₃I) to the market of electric equipment for power transmission, transformation and substation system (FY2004)*", 2005.
- [51] M. Taki, D. Maekawa, H. Odaka, H. Mizoguchi and S. Yanabu, "*Interruption Capability of CF₃I Gas as Substitution Candidate for SF₆ Gas*", IEEE Trans", Dieltr. Electr. Insul., Vol.14, N°2 ; April 2006.
- [52] B. Wu, D. Xiao, S. Qin and D. Huang, "*Research on lighting impulse breakdown characteristic of c-C₄F₈ and N₂ gas mixture in rod-plane gaps*", XVI International Conference on Gas Discharge and their Applications, China, September 11-15, 2006.
- [53] L. Zhang, D. Xiao, D. Zhang, "*Applying c-C₄F₈ - CO₂ substituting SF₆ as an insulation medium at low E/N (<400Td)*", XVI International Conference on Gas Discharge and their Applications, China, September 11-15, 2006.
- [54] L. G. Christophorou, "*Nucl. Instrum. Meth*", Phys. Res. A 268, p.424 – 33, 1988.
- [55] L. G. Christophorou, J. K. Olthoff, D. S. Green, "*Gases for electrical insulation and arc interruption: Possible present and future alternatives to pure SF₆*" NIST Technical note 1425, November 1997.
- [56] S. Okabe, S. Yuasa, H. Suzuki, Dielectrics properties of gas mixtures with carbon fluoride gases and N₂-CO₂", Tokyo Electric Power Company, Gaseous Dielectrics IX, 2001 .
- [57] J. Berg and E. Kuffel, "*Breakdown Voltage of characteristics of SF₆-CF₄ mixture in uniform and non uniform field gaps*", Proceeding of IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Montreal 1996.
- [58] E. Kuffel and K. Toufani, "*Breakdown Strength of SF₆-CF₄ mixtures in highly non uniform fields*", University of Manitoba Canada, GD VIII, Press New York, 1998.
- [59] E. Onal, O. Kalenderli, K. Mardikyan, "*Breakdown characteristics of CO₂ and N₂ containing 0.125% of SF₆ in non uniform fields*", XIII International Conference on Gas Discharges and their Applications, Glasgow, 3-8 September 2000.
- [60] A. Beroual, "*Note de cours Master 2 Recherche Génie électrique : Matériaux du Génie Electrique-Les diélectriques solides*", 2005.
- [61] J. Juchniewicz and J. Lisiecki, "Systèmes d'isolation haute tension" Université technologique de Wroclaw, WPW, Wroclaw, 1980, 1980.
- [62] J. J. O'Dwyer, "*The theory of electrical conduction and breakdown in solid dielectrics*", Clarendon Press, Oxford, England, 1973.
- [63] L. A. Dissado and J. C Fothergill, "*Electrical degradation and breakdown in polymers*", Peter Peregrinus IEE Publishers, 1992.
- [64] J.C. Maxwell, "*A Treatise on Electricity and Magnetism*", Third ed., Vol 1, Chap 9, Art 310-314, Clarendon Press, Oxford, p 435, 1891.
- [65] K.W. Wagner, *Arch Electrotech.* 2:371, 1914
- [66] H. Fröhlich, *Proc. Phys. Soc.*, A. 1937
- [67] A. von Hippel, "*Electronic Conduction In Insulating Crystals Under Very High Field Strength*", Phys. Rev., Vol. 54, p. 1096-1102, 1938.

- [68] C. Zener, "A Theory of the Electrical Breakdown of Solid Dielectrics", Proc. R. Soc., 145: 523-529, Lond., A July 2, 1934.
- [69] Stratton, *Progr. Dielectrics*, 3, 233, 1961.
- [70] Franco Forlani and Nocola, Minnaja, "Electrical Breakdown in Thin Dielectric Films", J. Vac. Sci. Technol., Vol. 6, Issue 4, p. 518-526, July 1969.
- [71] R. H. Fowler and L. Nordheim, *Proc. R. Soc. London*, Ser. A 119, 173, 1928.
- [72] R. Coelho et B. Aladenize, "Les diélectriques", Hermès, Paris, 1993.
- [73] K. H. Stark and C. G. Garton, *Nature*, London, 176, 1225, 1955.
- [74] R. Cooper, "The dielectric strength of solid dielectrics", Brit. J. Appl. Phys., Vol. 17, 1966.
- [75] I. N'Diaye, "Approche physique du développement de streamers positifs sur une surface de glace", Thèse de doctorat, Université du Québec à Chicoutimi, octobre 2007.
- [76] M. Farzaneh, I. Fofana, I. Ndiaye and K. D. Srivastava, "Experimental studies of ice surface discharge inception and development". *Int. J. Power Energy Syst*, Vol. 26, No. 1, p. 34-41, 2006.
- [77] T. S. Sudarsham and R. Dougal, "Mechanisms of surface flashover along solid dielectrics in compressed gases", Review, *IEEE Trans. of Electr. Insul.*, No. 21, p. 727-746, 1986.
- [78] N. L. Allen and B. H. Tan, "Initiation of positive corona on insulator surface". Proc. of the 12th Int. Symp. on High Voltage Engineering, Bangalore, India, Vol. 3, p. 5-8, 2001.
- [79] A. S. Pilla and R. Hackam, "Modification of electric field at the solid insulator vacuum interface arising from surface charges on the solid insulator", *J. Appl. Phys.*, Vol. 54, p. 1302-1313, 1972.
- [80] N. L. Allen and D. C. Faircloth, "Corona propagation and charge deposition on a PTFE surface", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. 10, No. 2, pp. 295-304, 2003.
- [81] N. L. Allen and P. N. Mikropulos, "Streamer propagation along insulating surfaces in air", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. 6, No. 3, p. 357-362, 1999.
- [82] C. Laurent, "Diélectriques solides et charges d'espace", *Techniques de l'Ingénieur*, Traité d'électricité D2305, Vol. D2II, p. 1-13, 1999.
- [83] H. F. A. Verhaart and A. J. L. Verhage, "Insulator flashover in SF₆ gas", *Kema Scientific and Technologic Reports*, Vol. 6, No. 9, p. 179-228, 1988.
- [84] I. Gallimbertti, I. Marchesi and L. Niemeyer, "Streamer corona at an insulating surface", Proc. of 7th Int. Symp. on High Voltage Engineering, Dresden, Germany, p. 1-4, 1991.
- [85] I. Ndiaye, "Étude de l'apparition et de la propagation de décharges couronnées à la surface de la glace", *Maitrise*, Université du Québec à Chicoutimi, Mars 2003.
- [86] M. Akyuz, L. Gao, V. Cooray, T. G. Gustavsson, S. M. Gubanski and A. Larsson, "Positive streamer discharge along insulating surface", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. 8, No. 6, p. 902-910, 2001.

-
- [87] N. L. Allen and A. A. R. Hashem, "*The role of negative ions in the propagation of discharges across insulating surfaces*", J. Phys. D. Appl. Phys., Vol. 35, p. 2551-2557, 2002.
- [88] T. Jing, "*Surface charge accumulation: an inevitable phenomenon in DC GIS*", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 2, No. 5, p. 771-778, 1995.
- [89] C. X. Wang, A. Wilson and M. W. Watte, "*Surface charge flashover sustained by electrostatic surface charge on epoxy resin insulator in SF₆*", IEE Proc., A Sci. meas. techno. Vol. 140, No. 5, p. 346-350, 1993.
- [90] O. Farish and I. Al Bawy, "*Effect of surface charge on impulse flashover of insulators in SF₆*", IEEE Trans. Elec. Insul, Vol. 26, pp. 443-452, 1991.
- [91] C. W. Mangelsdorf and C. M. Cooke, "*Bulk charging of epoxy insulation under DC stress*", Proc. of IEEE Int. Symp. Electr. Insul., Boston, USA, p. 146-149, 1980.
- [92] S. M. Korobeynicov, A. V. Melekhova, G. G. Furin, V. P. Charalambakos and D. P. Agoris, "*Mechanism of surface charge creation due to image forces*", J. Phys. D. Appl. Phys., Vol. 35, pp. 1193-1196, 2002.
- [93] K. D. Srivastava and J. Zhou, "*Surface charging and flashover of spacers in SF₆ under impulse voltages*", IEEE Trans. Electr. Insul, Vol. 26, No. 3, p. 428- 442, 1991.
- [94] K. Nakanishi, A. Yoshioka, Y. Shibuya and T. Nitta, "*Charge accumulation on spacer surface at DC stress in compressed SF₆ gas*", Gaseous Dielectrics III, Edition Pergamon, New York, USA, p. 365-373, 1982.
- [95] S. Sato, W. S. Zaengl and A. Knecht, "*A numerical analysis of accumulated surface charge on DC epoxy resin spacer*", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 22, p. 333- 340, 1987.
- [96] H. Fujinami, T. Takuma, M. Yashima, T. Kawamoto, "*Mechanism and effect of DC charge accumulation on SF₆ gas insulated spacers*", IEEE Trans. Electr. Insul, Vol. 22, p. 333-340, 1987.
- [97] I. Al Bawy and O. Farish, "*Insulator flashover in SF₆ under impulse voltage conditions*", IEE Proc. A, Vol. 138, p. 89-97, 1991.
- [98] M. Yashima, H. Fujinami and T. Takuma, "*Measurement of accumulated charge on dielectric surface with an electrostatic probe*", Gaseous Dielectrics V, Edition Pergamon, New York, USA, p. 242-248, 1986.
- [99] T. Jing, P. H. F. Morshuis and F. H. Kreuger, "*Mechanisms of surface charge accumulation in SF₆*", Archiv Elektrotech., Vol. 77, pp. 151-155, 1994.
- [100] T. Jing, P. H. F. Morshuis and F. H. Kreuger, "*Surface charge accumulation and decay on a spacer stressed with DC voltages at atmospheric conditions*", Archiv Elektrotech., Vol. 74, p. 315-319, 1991.
- [101] H. A. Haus and J. R. Melcher, "*Electromagnetic field and energy*", Prentice-hall. Inc., New York, USA, 1989.
- [102] A. Knecht, "*Development of surface charge accumulation on epoxy resin spacers stressed with direct applied voltage*", Gaseous Dielectrics III, Edition Pergamon, New York, USA, p. 356-364, 1982.
- [103] M. I. Dyakonov and V. Y. Kachorovskii, Sov. Phys. JETP, Vol. 67, p. 1049, 1988.

-
- [104] K. Nakanishi, A. Yoshioka, Y. Arahata and Y. Shibuya, "Surface charge on epoxy spacers at DC stress in compressed SF₆ gas", IEEE Trans. PAS., Vol. 102, p. 3919-926, 1983.
- [105] J. Lykema, "Surface Conduction", J. Phys., Condensed Matter, Vol. 13, p. 5027- 5034, 2001.
- [106] X. Jun and I. D. Chalmers, "The influence of surface charge upon flashover of particle-contaminated insulators in SF₆ under impulse-voltage conditions", J. Phys. D. Appl. Phys., Vol. 30, p. 1055-1063, 1997.
- [107] T. Jing and P. H. F. Morshuis, "Evaluation of Field-steering Techniques in GIS with Respect to Surface Charge Accumulation", Proc. of 4th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics, Sestri Levante, Italy, p. 102-106, 1992.
- [108] R.S. Sigmond and M. Goldman, "Corona discharge physics and applications", Electrical breakdown and discharges in gases, Part B, NATO ASI series B89-B, 1989.
- [109] E. Francke, S. Robert and J. Amouroux, "Hydrodynamic and electrical characterization of a corona discharge plasma reactor", Journal of High Temperature Material Processes, Vol. 4, N°1, p.139-150, 1999.
- [110] M. Dhainaut, E. Odic, M. Goldman, A. Goldman and C. Karimi, "Dependence of the oxidation properties of a dielectric barrier discharge in air on the plasma and gas temperature", 8th International symposium on high pressure low temperature plasma chemistry, July 2002.
- [111] G.E. Georghiou, R Morrow and A.C. Metaxas, "The theory of short-gap breakdown of needle point-plane gaps in air using finite-difference and finite-element methods", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 32, p. 1370-1385, 1999.
- [112] M. Abdel Salam, H. Singer and A. Ahmed "Effect of the dielectric barrier on discharges in non uniform electric fields", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 34, p. 1219-1234, 2001.
- [113] R. A. Fouracre, F. A. Twema, S. J. MacGregor and M. J. Given, "The influence of charge on surface flashover", 11th Int. Symp. on High Voltage Engineering., No. 467, Vol. 3, p. 329-332, 1999.
- [114] M. Farzaneh and I. Fofana, "Experimental study and analysis of corona discharge parameters on an ice surface", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 37, p. 721-729, 2004.
- [115] G. C. Lichtenberg, Novi Comm. Soc. Reg. Sci. Gott. 1777.
- [116] P. O. Pedersen, "Danske Vidensk Selkab," vol. Part I (1919), Part II (1922), Part III, (1929).
- [117] F. H. Merrill and A. v. Hippel, "The atom-physical interpretation of Lichtenberg figures and their application to the study of gas-discharge phenomena," J. of Phys. D: Appl. Phys., Vol. 10, p. 873, 1939.
- [118] Y. Kashiwagi and H. Itoh, "Synchronization of positive surface streamers triggered by vacuum ultraviolet in atmosphere," J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 39, pp. 113-118, 2006.

-
- [119] A. T. Morris, "Heat developed" and powder", *Lichtenberg figures and the ionization of dielectric surfaces produced by electrical impulses* ", British Journal of Applied Physics, vol. 2, p. 98-109, 1951.
- [120] "*Lichtenberg figures*", 1777.
- [121] G. M. Sommerman, C. J. Bute and E. L. C. Larson, "*impulse ionization in liquid dielectrics*," AIEE Trans., Vol. 73, p. 147-59, 1954.
- [122] P. Atten and A. Saker, "*Streamer Propagation over a Liquid/Solid Interface*", IEEE Trans. on Electr. Insul., Vol. 28, p. 230-242, 1993.
- [123] A. Beroual and R. Tobazeon, "*Prebreakdown phenomena in liquid and solid cyclohexane with point-plane electrodes subjected to voltage steps*," J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 22, p. 1568-1569, 1989.
- [124] H. Okubo, M. Ikeda, M. Honda, and S. Yanabu, Presented at International Conference on High Voltage Engineering, Athenes, 1983.
- [125] L. Niemeyer, L. Pietronero, and H. J. Wiesmann, "*Fractal dimension of dielectric breakdown*", Phys. Rev. Lett., Vol. 33, p. 1033-6, 1984.
- [126] B. B. Mandelbrot, "*Fractals, Form, Chance and Dimension*", San Francisco, Freeman, 1977.
- [127] Y. Sawada, S. Ohta, M. Yamazaki, and H. Honjo, "*Self-similarity and a phase transition-like behavior of a random growing structure governed by a non equilibrium parameter*", Phys. Rev. A, Vol. 26 p. 3557, 1982.
- [128] H. J. Wiesmann and H. R. A. Zeller, "*fractal model of dielectric breakdown and prebreakdown in solid dielectrics*", J. Appl. Phys., Vol. 60, p. 1770-3, 1986.
- [129] L. Niemeyer, L. Pietronero, and H. J. Wiesmann, "*Scaling properties of growing zone and capacity of Laplacian fractal*", Amsterdam, Elsevier, 1986.
- [130] T. A. Witten and L. M. Sander, "*Diffusion-limited aggregation, a kinetic critical phenomenon*," Phys. Rev. Lett., vol. 47, p. 1400, 1981.
- [131] J. L. Vicente, A. C. Razzitte, and E. E. Mola, "*Fractal characteristics of dielectric breakdown*" presented at IEEE Annual Report Proceeding (CEIDP) Arlington, TX, USA.
- [132] J. H. Masson, "*Discharges*", IEEE, Trans. Electr. Insul., Vol. EI13, N°4, 1978.
- [133] D. Kind and H. Kräner, "*Voltage Insulation Technology*", Text book for electric engineers, 1985.
- [134] Encyclopédie des gaz de Air liquide, fiche de données de sécurité, 2005.
- [135] B. Hamon, "*Mélange de gaz*", Techniques de l'ingénieur, Traité de Génie Electrique, Vol. A 5830, 1990.
- [136] P. Jestin, "*Analyse du vieillissement de la résine époxyde soumise à un plasma froid de type décharge couronne*", Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 1987.
- [137] F. Lagarde, "*Décomposition de l'hexafluorure de soufre (SF₆) sous l'effet de décharges couronne. Influence du matériau d'électrode*", Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1992.

-
- [138] E. POLI, "A comparison between positive and negative impulse corona", Gas discharge conference, London, p.132-135, 1982.
- [139] N. L. Allen, T. E. Allibone and D. Dring, "The influence of back ground ionisation on negative impulse corona and sparkover", 5th Gas Discharge Conference, p.92-95, Liverpool, 1979.
- [140] Electra CIGRE, Conférence Internationale des grands réseaux Electriques à haute tension, N° 74, January 1981.
- [141] L. G. Christophourou and R. J Van Brunt, "SF₆/N₂ mixtures. Basic and HV insulation properties", IEEE, Trans. Electr. Insul., Vol. 2, N°5, p.952 - 962, 1995.
- [142] J. Liu and G. R. Govinda, "The electron swarm parameters in nitrogen, oxygen and air", IEEE, Trans. Electr. Insul., Vol. 28, N°1, p.154 - 155, 1993.
- [143] J. D. Novak and M. F. Fréchette, "Transport coefficient of SF₆ and SF₆/N₂ mixtures from revised data", J. Appl. Phys., p.107 - 118, 1984.
- [144] B. T. Diarra, "Etude de la tenue diélectrique dans les câbles haute tension à isolation gazeuse", Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1996.
- [145] EPRI report 7816 prepared by High Voltage Power Corp, "Design and test of three conductors gas insulate cable", June 1975.
- [146] D. Shibutani H. Naoki and H. Okubo, "Impulse Creepage Discharge Propagation Mechanisms in N₂/SF₆ Gas Mixtures" Trans. of the Institute of Elect. Eng. of Japan, Vol. 121-B, N° 4, p. 455 - 460, 2001.
- [147] L. Kebbabi and A. Beroual, "Influence of solid insulating thickness on the morphology of creeping discharges propagating over solid/liquid interfaces - Fractal analysis", J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 39, p. 177-183, 2006.
- [148] L. Niemeyer and F. Pinnekamp, "Leader discharges in SF₆", J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 16, p. 1031-1045, 1983.
- [149] I. Fofana and M. Farzaneh, "A simplified model for simulation of corona discharge development on an ice surface", IEEE CEIDP, Boulder, Colorado (USA), p. 667-670, October 17-20th, 2004.
- [150] K. Kudo, "Fractal analysis of electrical trees", IEEE Trans. Electr. Insul., vol. 5, p. 713-727, 1998.
- [151] M. L. Coulibaly, A. Beroual, O. Aitken and A. Girodet, "Experimental characterization of creeping discharges over solid/gas and solid/gaseous mixture interfaces under lightning impulse voltage" XII International Conference on Gas Discharges and their Applications, Cardiff, Wales - UK, 7th - 12th September, 2008.
- [152] T. Nishi, R. Hanaoka, S. Takata and T. Miyamoto, "Characteristics of Creeping Discharge along Aerial Insulated Wire under Impulse Voltages with Various Wave Front Durations", Electrical Engineering in Japan, Vol. 158, No. 3, 2007.
- [153] T. Nishi, R. Hanaoka, R. Ishibashi, "Impulse creeping discharge phenomena on aerial insulated wire under dry and wet conditions", Trans IEE Japan, 116- B:482-488, 1996.

- [154] T. Nishi, R. Hanaoka, S. Takata and T. Miyamoto "*The Influence of Wave Front Duration of Impulse Voltage on Creeping Discharges along Aerial Insulated Wire*", Electrical Engineering in Japan, Vol. 147, No. 2, 2004.
- [155] B. Kang, L. W. Tan and S. R. P. Silva, "*Fluoropolymer Indium-Tin-Oxide Buffer Layers for Improved Power Conversion in Organic Photovoltaics*" Applied physics letters 93, 133302, 2008.
- [156] S. K. Balitskas, P. I. Bal'kyavichyus, I. P. Lukoshyus, É K Maldutis, S. V. Sakalauskas and S. I. Yatsinavichyus, "*Changes in the bulk damage threshold of optical glasses as a result of repeated irradiation with laser pulses*", Soviet Journal of Quantum Electronics, 18 557-558, 1988.
- [157] N. H. Malik, "*A Review of the Charge Simulation Method and its Application*", IEEE Trans. Electr. Insul., vol. 24, p. 3-20, 1989.
- [158] E. Durand, "*Les distributions*", vol. 1. Paris, 1964.



Annexe



Annexe

A 1 - Propriétés de l'azote (N₂)

- ✓ Dimension moléculaire : 3 à 4 Angströms
- ✓ Masse molaire
 - Poids moléculaire : 28,0134 g/mol
- ✓ Phase solide
 - Point de fusion : - 210 °C
 - Chaleur latente de fusion (1,013 bar, au point triple) : 25,73 kJ/kg
- ✓ Phase liquide
 - Masse volumique de la phase liquide (1,013 bar au point d'ébullition) : 808,607 kg/m³
 - Equivalent gaz/liquide (1,013 bar et 15 °C) : 691 vol/vol
 - Point d'ébullition (1,013 bar) : -195,9 °C
 - Chaleur latente de vaporisation (1,013 bar au point d'ébullition) : 198,38 kJ/kg
- ✓ Point critique
 - Température critique : -147 °C
 - Pression critique : 33,999 bar
 - Masse volumique critique : 314,03 kg/m³
- ✓ Point triple
 - Température au point triple : -210,1 °C
 - Pression au point triple : 0,1253 bar
- ✓ Phase gazeuse
 - Masse volumique du gaz (1,013 bar au point d'ébullition) : 4,614 kg/m³
 - Masse volumique de la phase gazeuse (1,013 bar et 15 °C) : 1,185 kg/m³
 - Facteur de compressibilité (Z) (1,013 bar et 15 °C) : 0,9997
 - Masse volumique (air = 1) (1,013 bar et 21 °C) : 0,967 par rapport à l'air
 - Volume spécifique (1,013 bar et 21 °C) : 0,862 m³/kg
 - Chaleur spécifique à pression constante (Cp) (1,013 bar et 25 °C) : 0,029 kJ/(mole.K)
 - Chaleur spécifique à volume constant (Cv) (1,013 bar et 25 °C) : 0,02 kJ/(mole.K)
 - Rapport des chaleurs spécifiques (Cp/Cv) (1,013 bar et 25 °C) : 1,403846
 - Viscosité (1,013 bar et 0 °C) : 0,0001657 Poise
 - Conductivité thermique (1,013 bar et 0 °C) : 24 mW/(m.K)
- ✓ Autres données
 - Solubilité dans l'eau (1,013 bar et 0 °C) : 0,0234 vol/vol
 - Concentration dans l'air : 78,08 % vol

A 2 - Propriétés du dioxyde de carbone (CO₂)

- ✓ Masse molaire
 - Poids moléculaire : 44,01 g/mol

- ✓ Phase solide
 - Chaleur latente de fusion (1,013 bar, au point triple) : 196,104 kJ/kg
 - Masse volumique du solide : 1562 kg/m³
- ✓ Phase liquide
 - Masse volumique de la phase liquide (à -20 °C et 19,7 bar) : 1032 kg/m³
 - Equivalent gaz/liquide (1,013 bar et 15 °C (par kg de solide)) : 845 vol/vol
 - Point d'ébullition (Sublimation) : -78,5 °C
 - Chaleur latente de vaporisation (1,013 bar au point d'ébullition) : 571,08 kJ/kg
 - Pression de vapeur (à 20 °C) : 58,5 bar
- ✓ Point critique
 - Température critique : 31 °C
 - Pression critique : 73,825 bar
 - Masse volumique critique : 464 kg/m³
- ✓ Point triple
 - Température au point triple : -56,6 °C
 - Pression au point triple : 5,185 bar
- ✓ Phase gazeuse
 - Masse volumique du gaz (1,013 bar au point de sublimation) : 2,814 kg/m³
 - Masse volumique de la phase gazeuse (1,013 bar et 15 °C) : 1,87 kg/m³
 - Facteur de compressibilité (Z) (1,013 bar et 15 °C) : 0,9942
 - Masse volumique (air = 1) (1,013 bar et 21 °C) : 1,521 par rapport à l'air
 - Volume spécifique (1,013 bar et 21 °C) : 0,547 m³/kg
 - Chaleur spécifique à pression constante (Cp) (1,013 bar et 25 °C) : 0,037 kJ/(mole.K)
 - Chaleur spécifique à volume constant (Cv) (1,013 bar et 25 °C) : 0,028 kJ/(mole.K)
 - Rapport des chaleurs spécifiques (Cp/Cv) (1,013 bar et 25 °C) : 1,293759
 - Viscosité (1,013 bar et 0 °C) : 0,0001372 Poise
 - Conductivité thermique (1,013 bar et 0 °C) : 14,65 mW/(m.K)
- Autres données
 - Solubilité dans l'eau (1,013 bar et 0 °C) : 1,7163 vol/vol
 - Concentration dans l'air : 0,03 % vol

A 3 - Propriétés de l'hexafluorure de soufre (SF₆)

- ✓ Dimension moléculaire : 4,77 Angströms
- ✓ Masse molaire
 - Poids moléculaire : 146.05 g/mol
- ✓ Phase solide
 - Chaleur latente de fusion (1,013 bar, au point triple) : 39,75 kJ/kg
- ✓ Phase liquide
 - Masse volumique de la phase liquide (au point triple) : 1880 kg/m³
 - Point d'ébullition (Sublimation) : - 63,9 °C
 - Chaleur latente de vaporisation (1,013 bar au point d'ébullition) : 162,2 kJ/kg
 - Pression de vapeur (à 21 °C) : 21,5 bar
- ✓ Point critique
 - Température critique : 45,5 °C
 - Pression critique : 37,59 bar

- ✓ Point triple
 - Température au point triple : $-49,4\text{ °C}$
 - Pression au point triple : $2,26\text{ bar}$
- ✓ Phase gazeuse
 - Masse volumique de la phase gazeuse ($1,013\text{ bar}$ et 15 °C) : $6,27\text{ kg/m}^3$
 - Facteur de compressibilité (Z) ($1,013\text{ bar}$ et 15 °C) : $0,9884$
 - Masse volumique (air = 1) ($1,013\text{ bar}$ et 21 °C) : $5,114$ par rapport à l'air
 - Volume spécifique ($1,013\text{ bar}$ et 21 °C) : $0,156\text{ m}^3/\text{kg}$
 - Chaleur spécifique à pression constante (C_p) ($1,013\text{ bar}$ et 21 °C) : $0,097\text{ kJ}/(\text{mole.K})$
 - Viscosité ($1,013\text{ bar}$ et 0 °C) : $0,000142\text{ Poise}$
 - Conductivité thermique ($1,013\text{ bar}$ et 0 °C) : $12,058\text{ mW}/(\text{m.K})$
- ✓ Autres données
 - Solubilité dans l'eau (20 °C et 1 bar) : $0,007\text{ vol/vol}$

A 4 – diagramme de phase de l'hexafluorure de soufre (SF_6)

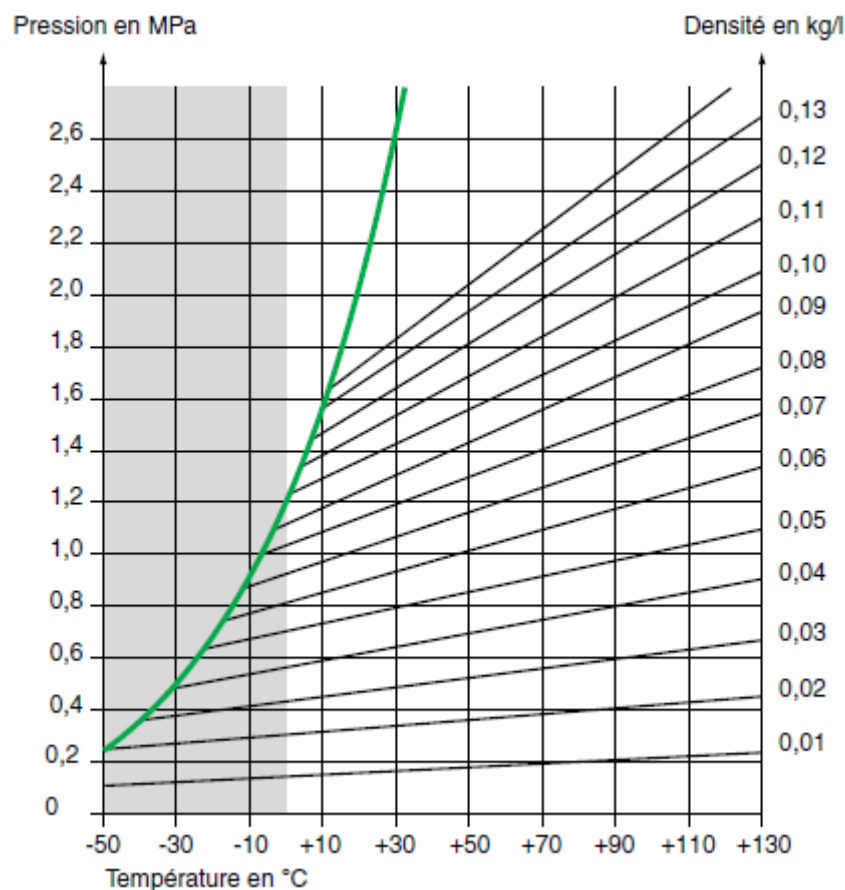


Fig. A1 : Courbes de pression de vapeur et lignes isodenses du SF_6

[Propriétés et utilisations du SF_6 dans les appareils MT et HT, Schneider Electric, CT n° 188, février 2003]

L'évolution de la pression (en MPa) en fonction de la température (°C) est linéaire et relativement faible dans la gamme des températures de service (- 25 à + 50 °C).

A 5 – Conductivité thermique de l'hexafluorure de soufre (SF₆) et de l'azote (N₂)

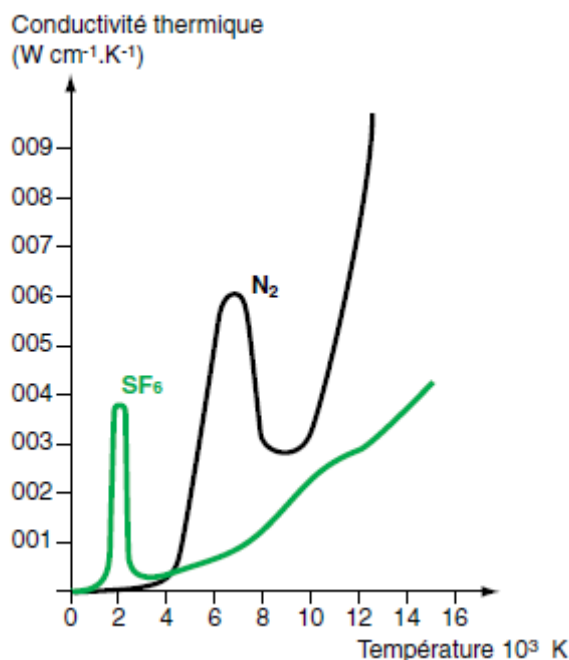


Fig. A2 : Conductivité thermique du SF₆ et du N₂ en fonction de la température

[Propriétés et utilisations du SF₆ dans les appareils MT et HT, Schneider Electric, CT n° 188, février 2003]

Aux températures élevées, la courbe de conductivité thermique du SF₆ souligne l'une des qualités remarquables de ce gaz concernant l'extinction de l'arc par refroidissement thermique. Le pic de conductivité thermique correspond à la température de dissociation de la molécule de SF₆ (2100 à 2500 K) qui s'accompagne, lors de la reformation de la molécule à la périphérie de l'arc, d'une absorption importante de chaleur favorisant les échanges rapides de chaleur du milieu chaud vers le milieu froid.

A 6 – Onde normalisée de choc de foudre 1,2/50 µs

La figure A3 ci-dessous présente un choc de foudre plein (qui n'est pas interrompu par une décharge disruptive) selon la CEI 60 -1- 1989.

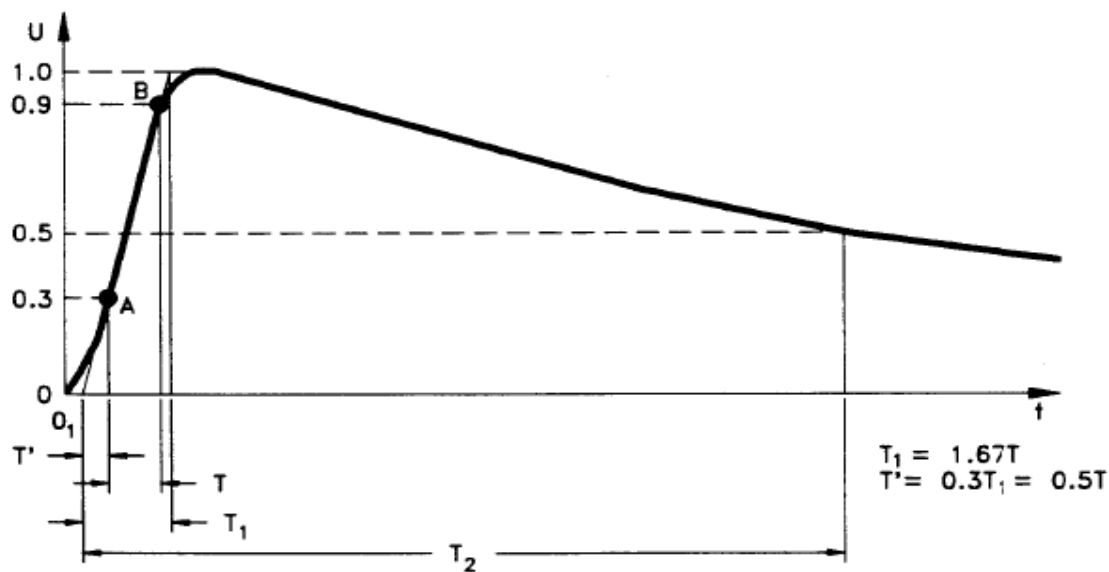


Fig. A3 Choc de foudre plein [CEI-60-1-1989]

- **Temps de montée jusqu'à la valeur crête T_1 (1,2 μ s)**

La durée de montée d'un choc de foudre jusqu'à la valeur maximale (front) est un paramètre conventionnel défini comme 1,67 fois l'intervalle de temps T compris entre les instants où la tension atteint 30 et 90 % de la valeur crête (points A et B de la figure A3).

- **Temps de descente jusqu'à la mi-valeur T_2 (50 μ s)**

Le temps jusqu'à la mi-valeur T_2 est défini comme l'intervalle de temps compris entre l'origine conventionnelle O_1 (Fig. A3) et l'instant où la tension tombe à la moitié de la valeur crête.

Les tolérances à appliquer à un choc de foudre selon la CEI-60-1 sont :

- Valeur crête : $\pm 3\%$
- Durée du front (T_1) : $\pm 30\%$
- Durée à la mi-valeur (T_2) : $\pm 20\%$

A 7 - Onde normalisée de manœuvre 250/2500 μ s

Selon la CEI-60-1, une onde de manœuvre normalisée (Fig. A4) est une onde dont le temps de montée jusqu'à la valeur crête (T_p) est de 250 μ s, et le temps jusqu'à la mi-valeur (T_2) de 2500 μ s.

Les tolérances pour une telle tension selon la CEI-60-1 sont :

- Valeur crête : $\pm 3\%$
- Durée du front (T_p) : $\pm 30\%$
- Durée à la mi-valeur (T_2) : $\pm 60\%$

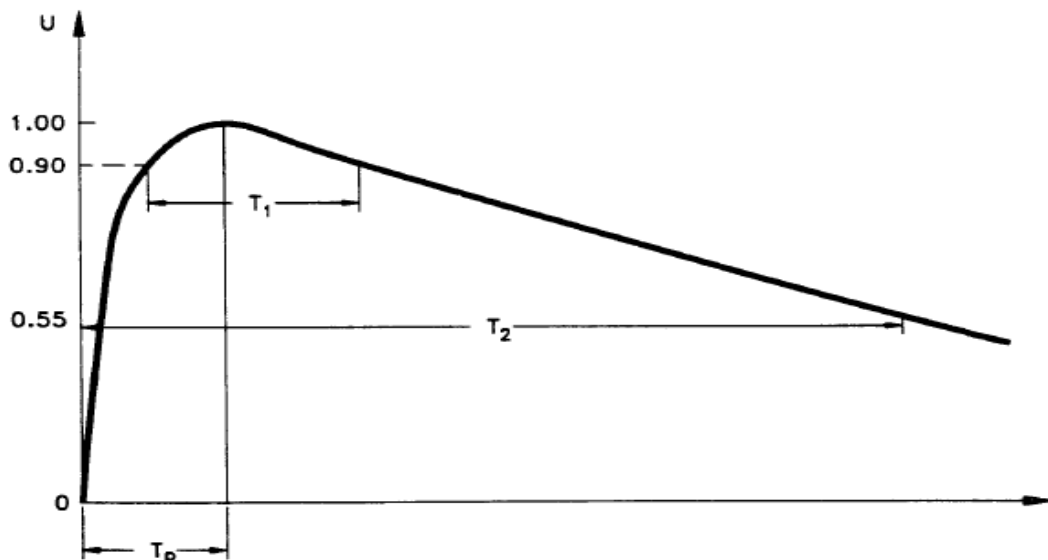


Fig. A4 Choc de manœuvre plein [CEI-60-1-1989]

Dans certains cas, lorsque les objets en test sont par exemple de faible impédance, il peut être difficile d'ajuster la forme de l'onde pour rester dans les gammes de tolérances recommandées. Dans de telles situations, d'autres tolérances ou formes d'onde peuvent être spécifiées par le comité d'étude concerné [CEI-60-1-1989].

Notons que ces deux types d'onde sont délivrés par un générateur de choc (type Marx par exemple) dont le principe est de charger des capacités en série puis de les décharger en parallèle.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur A. BEROUAL

et les rapports de

Monsieur C. BROSSEAU
Professeur - Laboratoire d'Electronique et Systèmes de Télécommunications
Université de Bretagne Occidentale - Faculté des Sciences et Techniques - 6, av. Victor Le Gorgeu
29238 BREST cedex 3

et de

Monsieur I. FOFANA
Professeur - ISOLIME - Université du Québec à Chicoutimi - 555, bd de l'Université - Chicoutimi (Québec)
- G7H 2B1 - Canada

Monsieur COULIBALY Mamadou Lamine

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

Ecole doctorale ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE

Fait à Ecully, le 25 juin 2009

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



Titre : Caractérisation des décharges électriques se propageant aux interfaces gaz/solide – Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale**Résumé :**

Ce travail porte sur l'étude de la morphologie et de la longueur finale L_f des décharges se propageant sur divers types de diélectriques solides (PTFE avec différentes charges, résine Epoxy et verre) en présence des gaz SF₆, N₂ et CO₂ ainsi que des mélanges SF₆ - N₂ et SF₆ - CO₂, sous tension de foudre (1,2/50 μs), en géométrie pointe - plan. Les matériaux considérés ont été choisis pour leur grande utilisation dans les applications haute et moyenne tensions (disjoncteurs en particulier). Les caractéristiques de la décharge sont analysées en fonction de l'amplitude et de la polarité de la tension, de la nature et de l'épaisseur de l'isolant solide, du type et de la pression du gaz (ou mélange) ainsi que de la concentration des gaz constituant le mélange. Il ressort des résultats obtenus que l'aspect morphologique des décharges varie selon les constituants de l'interface gaz/solide, l'amplitude et la polarité de la tension ainsi que la pression du gaz. En présence d'un gaz ou mélange donné, L_f augmente quasi-linéairement avec la tension et décroît lorsque la pression, l'épaisseur du solide diélectrique et/ou le taux de SF₆ dans le mélange augmentent. Aussi, pour une tension et une pression données, L_f est plus élevé en polarité positive alors que la tension d'apparition des décharges est plus élevée en polarité négative. Les résultats obtenus avec l'azote et le mélange SF₆ - N₂ sont très aléatoires. Le calcul du champ par éléments finis (Flux 2D/3D) montre que le renforcement du champ au voisinage de la pointe est d'autant plus important que la différence entre la constante diélectrique du matériau solide et celle du gaz est grande. Les enregistrements de courants associés aux décharges ont révélé l'existence d'une décharge secondaire de signe opposé à la tension appliquée. Ce phénomène est dû à l'accumulation de charges sur la surface de l'isolant solide ; certains matériaux accumulent moins de charges surfaciques et la longueur finale des décharges qui s'y développent est plus courte. Une relation entre le type de gaz (mélange) et sa pression, la nature du diélectrique solide et son épaisseur, et la dimension fractale D des décharges a été établie. D diminue lorsque l'épaisseur e du solide et/ou la pression du gaz augmente et/ou la permittivité diélectrique du solide diminue.

Mots clés : Décharges glissantes ; Interface solide/gaz ; Streamers ; Contournement ; Dimension fractale.

Title: Characterization of creeping discharges propagating over gas/solid interfaces – Relation between materials properties and fractal dimension**Abstract :**

This work deals with the study of morphology and final length L_f of creeping discharges propagating over different kinds of solid dielectrics (PTFE with various fillers, Epoxy resin and glass) in presence of SF₆, N₂ and CO₂ gases as well as SF₆ - N₂ and SF₆ - CO₂ mixtures, under lightning impulse voltage (1.2/50 μs) using a point - plane electrode arrangement. The materials we considered were selected for their wide use in high voltage apparatus such as GIS and circuit breakers. The characteristics of creeping discharges are analyzed in function of the amplitude and polarity of voltage, the kind and thickness of solid insulator, the type of gas (or mixtures) and pressure as well as the concentration of constituents of mixtures. It's shown that the morphological of creeping discharges depends on the components of solid/gas interface, the amplitude and polarity of voltage as well as the gas pressure. In presence of a given gas (mixture), L_f increases quasi-linearly with the voltage and decreases when the pressure and/or the thickness of insulator and/or the rate of SF₆ in a given mixture increase. And for given voltage and pressure, L_f is higher when the point electrode is positive whereas the initiation threshold voltage of discharges is higher with a negative point. The results obtained with nitrogen and SF₆ - N₂ gas mixture are very scattered. The computation of electric field using the finite elements method (Flux 2D/3D codes) shows that the electric field is enhanced in the vicinity of the point; it's more important as the difference between the dielectric constants of gas and solid material is high. The recordings of currents associated to discharges revealed the existence of a secondary discharge of opposed sign to the applied voltage. This phenomenon is due to the accumulation of charges at the surface of solid insulator; some materials accumulate less surface charges and the final length of the discharges which develop over them is shorter. A relation between the type of gas (mixture) and its pressure, the kind of dielectric solid and its thickness, and the fractal dimension D of discharges was established. D decreases when the thickness e of solid and/or the pressure of gas increase and/or the dielectric constant of insulator decreases.

Keywords: Creeping discharges; Solid/gas interface; Streamers; Flash over; Fractal dimension

Laboratoire Ampère (CNRS UMR5005)

<http://www.ampere-lab.fr>

Direction de Recherche :

Prof. A. BEROUAL

Abderrahmane.Beroual@ec-lyon.fr

Ecole Centrale de Lyon

36 avenue Guy de Collongue
69134 Ecully CEDEX (France)