

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

**THÈSE PRÉSENTÉE À
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À CHICOUTIMI
COMME EXIGENCE PARTIELLE
DU DOCTORAT EN INGÉNIERIE**

**PAR
Ibrahima NDIAYE**

**APPROCHE PHYSIQUE DU DÉVELOPPEMENT DE STREAMERS POSITIFS
SUR UNE SURFACE DE GLACE**

**DEVELOPMENT OF POSITIVE STREAMERS ALONG AN ICE SURFACE: A
PHYSICAL APPROACH**

Octobre 2007



Mise en garde/Advice

Afin de rendre accessible au plus grand nombre le résultat des travaux de recherche menés par ses étudiants gradués et dans l'esprit des règles qui régissent le dépôt et la diffusion des mémoires et thèses produits dans cette Institution, **l'Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** est fière de rendre accessible une version complète et gratuite de cette œuvre.

Motivated by a desire to make the results of its graduate students' research accessible to all, and in accordance with the rules governing the acceptance and diffusion of dissertations and theses in this Institution, the **Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** is proud to make a complete version of this work available at no cost to the reader.

L'auteur conserve néanmoins la propriété du droit d'auteur qui protège ce mémoire ou cette thèse. Ni le mémoire ou la thèse ni des extraits substantiels de ceux-ci ne peuvent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

The author retains ownership of the copyright of this dissertation or thesis. Neither the dissertation or thesis, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

RÉSUMÉ

Dans les réseaux d'énergie électriques, une décharge apparaît généralement comme une défaillance du système d'isolation. Les isolateurs qui en sont les principaux éléments en sont aussi les plus vulnérables car étant très sensibles aux facteurs environnementaux. Même s'ils sont conçus pour opérer dans les conditions climatiques les plus sévères, dans un contexte de givrage atmosphérique, l'accumulation de glace sur leur surface réduit grandement leur performance. Ils deviennent alors, le siège de décharges partielles et d'arcs de contournement à des niveaux de tension plus bas qu'en absence de glace. Leur relative vulnérabilité en présence de glace sous-tend un besoin croissant d'amélioration des connaissances sur les mécanismes physiques impliqués dans le développement d'une décharge sur une surface de glace. C'est dans ce contexte que la Chaire Industrielle CRSNG/Hydro-Québec/UQAC sur le givrage des équipements des réseaux électriques (CIGELE) a élaboré un vaste programme de recherche basé sur l'étude et l'observation des décharges visibles se propageant sur une surface de glace.

Les investigations entreprises dans ce projet se situent dans la continuité des travaux déjà amorcés à la CIGELE. Elles visaient à explorer davantage les caractéristiques des couronnes de streamers en présence de surface de glace et à interpréter les mécanismes physiques fondamentaux impliqués dans leur développement. La compréhension de ces mécanismes est l'ultime phase pour l'élaboration d'outils fiables de prédiction du contournement des isolateurs recouverts de glace. Elle facilitera en outre la conception d'isolateurs mieux adaptés au climat des régions froides, ce qui améliorera la fiabilité des réseaux de transport d'énergie dans des conditions de givrage atmosphérique.

Des techniques sophistiquées de détection et de photographie, impliquant notamment un photomultiplicateur et une caméra ultra rapide fonctionnant en mode image par image, ont été appliquées afin d'observer et d'étudier le développement des streamers. La forme des isolateurs réels étant très complexe, un modèle physique de géométrie simple (tige-plan), avec différentes valeurs d'intervalle d'air et de rayon de courbure de l'électrode HT, a été utilisé. Les investigations ont été limitées aux faibles intervalles pour lesquels, il n'y a aucune tendance de formation de leaders. Pour analyser

l'influence du niveau de pollution de la glace, différentes valeurs de conductivité d'eau de congélation ont été utilisées. L'effet de la présence d'une couche quasi-liquide sur la surface de glace a été aussi étudié en faisant varier la température. Des paramètres tels la tension et le champ d'apparition des streamers, la durée de la décharge et la vitesse de propagation des streamers ont été analysés. Les courants associés aux streamers ont été mesurés pour étudier l'effet de la présence de charges surfaciques sur le développement de la décharge. Les investigations ont été aussi parallèlement effectuées en absence de glace (cas de l'air) pour comparer les caractéristiques des streamers dans ces conditions avec celles en présence de surface de glace.

Les résultats obtenus ont montré que la présence d'une surface de glace dans l'intervalle des électrodes modifiait considérablement les caractéristiques d'amorçage et de propagation des streamers. Il a été noté que l'augmentation de la conductivité de l'eau de congélation ou de la température induisait une réduction du champ d'apparition des streamers et accentuait leur vitesse de propagation. Ces observations ont été attachées à l'existence sur la surface de glace d'une couche quasi-liquide, dont les propriétés physiques et électriques sont très favorables au développement rapide des streamers. Cependant pour une glace faiblement polluée, les caractéristiques des streamers étaient comparables à celles dans l'air. Dans ce cas la décharge pouvait d'ailleurs se propager entièrement ou partiellement dans l'air, loin de la surface de glace. D'autre part, en présence de glace, les enregistrements de la caméra ont montré que la taille des couronnes était plus faible que dans l'air. De plus, contrairement au cas de l'air, la décharge pouvait s'amorcer dans la zone centrale de l'intervalle, loin des électrodes, et se compléter avec l'apparition d'un streamer indépendant dans la région de la cathode. Les charges déposées sur la surface de glace avant le début de la propagation ont justifié l'existence de tels phénomènes. En évaluant leur influence sur la distorsion du champ tangentiel, il a été établi qu'elles contribuaient à l'augmentation de la vitesse des streamers plus largement que la permittivité de la glace. L'analyse des mécanismes physiques intervenant dans le développement des streamers a permis de montrer aussi qu'en présence de surface de glace, les ionisations dues au champ du tangentiel intense en tête du streamer sont plus abondantes que les photo-ionisations dans l'air. Cette analyse a permis largement d'expliquer les niveaux de vitesses mesurées en présence de surface de glace ainsi que les observations sur l'aspect physique des streamers.

ABSTRACT

On power networks a discharge may end up generally as a failure in the insulation system. Outdoor insulators are the most vulnerable elements of such a system since they are very sensitive to environmental factors. Even if they are designed to operate under the most stringent climatic conditions, their performance may be drastically reduced by ice accumulation on their surfaces. Indeed, under these conditions, corona discharge and partial arcs are initiated at a voltage lower than in absence of ice and can develop to complete flashover in a shorter period. The relative vulnerability of insulators under icing conditions underscores the need of furthering our basic knowledge of ice surface discharge, leading to a better understanding of the physical mechanisms that initiate ice-covered insulator flashover. For this purpose the Industrial Chair NSERC/Hydro-Québec/UQAC on Atmospheric Icing of Power Networks Equipments (CIGELE) has elaborated a wide research program based on the observation and study of visible discharges propagating along an ice surface.

The investigations undertaken in this project are in the continuum of works already started at CIGELE. They mainly aim at exploring more the characteristics of corona streamers propagating along an ice surface and interpreting the fundamental mechanisms involved in their development. The understanding of these physical processes is the ultimate phase in the elaboration of numerical tools to predict and prevent flashover on ice-covered insulators. This research may be beneficial for the design of new insulators better adapted to the cold climate regions, to improve the reliability of the power transmission lines under atmospheric icing conditions.

Sophisticated techniques of detection and photography including a photomultiplier and an ultra high-speed framing camera have been applied in order to observe the corona streamer development and to determine their characteristics. Since the shape of outdoor insulators is very complex, a simplified physical model of rod-plane configuration has been used, with various gap distances and high-voltage rod radii. The investigations were limited to short gaps, where the corona consists of streamers only, with no tendency to form a leader. In order to analyze the effects of ice purity, various

values of freezing water conductivity were used. The variation of the surrounding temperature has made it possible to study the effect of the presence of a quasi-liquid layer on the ice surface. Parameters such as voltage and electric field for streamers inception; the time to breakdown and the streamer propagation velocity were measured. Streamer currents and charge deposited in the gap were also measured to study the effect of surface charge on streamer development. In addition to ice surface discharge, corona discharges were also studied in air alone, in order to provide a baseline for comparison, henceforth referred to as the reference case.

The obtained results expectedly showed that corona streamer characteristics are considerably affected by the presence of ice surface. Investigations have revealed that an increase in freezing water conductivity for a given temperature or in temperature for a given conductivity reduces the corona inception field and enhances the streamer propagation velocity. The existence of a quasi-liquid layer on the ice surface especially at temperatures above -6°C has a severe influence on the development of the streamers. However, for slightly contaminated ice, the characteristics of the streamers were comparable with those in air. In that case, it was found that the discharge could partially or entirely propagate through the free air far from the ice surface. In addition, high speed camera recordings showed that the corona streamers in the presence of an ice surface had smaller extension and were less branched compared to those in air alone. In the presence of ice, discharge propagation could also be initiated midway on the surface, far from the HV rod electrode leading to flashover with a second streamer independently from the main one where propagation was initiated. Charge deposited on the surface prior to streamer propagation explained the existence of such phenomena. By evaluating its influence on the electric field distribution, it was established that this charge deposition contributes more to the enhancement of the streamer propagation velocity than the ice permittivity. The analysis of the physical mechanisms involved in ice surface discharge development made it possible to show that the electron emission due to surface bombardment and intensity of tangential field in the head of the streamer is more effective than the photo-ionization in air. This conclusion could largely explain the streamer propagation velocities obtained and the observed physical aspects of corona in the presence of an ice surface.

TABLE DES MATIÈRES

Page titre.....	i
Résumé	ii
Abstract.....	iv

TABLE DES MATIÈRES..... vi

Remerciements	x
Liste des abréviations	xii
Liste des figures.....	xv
Liste des tableaux	xix

CHAPITRE I: INTRODUCTION

I.1 Contexte scientifique général.....	2
I.2 Objectifs de recherche.....	5
I.3 Travaux antérieurs.....	8
I.4 Originalité du projet	11
I.5 Méthodologie expérimentale	12
I.6 Organisation des chapitres	14

CHAPITRE II: MÉCANISMES DE DÉCHARGES DANS L'AIR ET EN PRÉSENCE DE SURFACE DIÉLECTRIQUE

II.1 Introduction	18
II.2 Description qualitative d'une décharge électrique dans l'air	20
II.2.1 Avalanche électronique – décharge sombre de Townsend	21
II.2.2 Décharge streamer (couronne)	24
II.2.2.1 Amorçage du streamer – volume critique	24
II.2.2.2 Propagation des streamers positifs	27
II.2.2.3 Caractéristiques d'une décharge positive dans l'air dans un intervalle pointe-plan.....	30
II.2.2.3.1 La première couronne – l'effet de couronne	32

II.2.2.3.2 La période sombre	34
II.2.2.3.3 Le saut final	35
II.3 Théorie des décharges surfaciques	37
II.3.1 La distorsion du champ électrique.....	39
II.3.2 L'accentuation du taux net d'ionisation	41
II.3.3 L'accumulation de charges surfaciques.....	43
II.3.3.1 Les mécanismes de génération	44
II.3.3.2 Les mécanismes d'accumulation.....	48
II.3.3.3 Charges surfaciques et champ électrique	53
II.4 Propriétés physiques et électriques de la glace.....	56
II.4.1 Structure physique de la glace.....	57
II.4.2 Défauts dans la structure de la glace	59
II.4.2.1 Défauts protoniques.....	60
II.4.2.2 Défauts d'impuretés chimiques	60
II.4.2.3 Défauts par excitations électroniques.....	62
II.4.2.4 Défauts bruts.....	63
II.4.3 Propriétés physiques de la surface de glace	63
II.4.4 Propriétés électriques de la glace	66
II.4.4.1 Généralités	67
II.4.4.2 Mesures sur les paramètres électriques de la glace	72
II.4.4.3 Glace polluée	74
II.4.5 Effet des électrodes métalliques	76
II.5 Comparaison entre décharges se propageant dans l'air, en présence de surfaces synthétiques et en présence de surface de glace	79
II.6 Principe de modélisation des décharges surfaciques.....	84
II.6.1 Modèle de seuil.....	86
II.6.2 Modèle de propagation	87
II.7 Conclusion	91

CHAPITRE III: DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET MÉTHODOLOGIE

III.1 Introduction	95
III.2 Équipements de test et de mesure	96
III.2.1 Le générateur d'impulsions.....	97
III.2.1.1 Forme d'onde	97
III.2.1.2 Principe de fonctionnement.....	99

III.2.2 La caméra ultra rapide.....	101
III.2.3 Le photomultiplicateur	103
III.2.4 La chambre climatique	106
III.3 Modèle physique	107
III.4 Investigations expérimentales	110
III.4.1 Choix des paramètres expérimentaux	110
III.4.2 Procédure expérimentale.....	111
III.5 Conclusion	117

CHAPITRE IV: ÉTUDE DE L'APPARITION ET DE LA PROPAGATION DES STREAMERS EN PRÉSENCE D'UNE SURFACE DE GLACE

IV.1 Introduction	120
IV.2 Paramètres d'apparition des streamers.....	121
IV.2.1 Tension d'apparition de l'effet couronne	121
IV.2.2 Champ d'apparition de la première couronne.....	126
IV.2.3 Période sombre.....	134
IV.3 Paramètres de propagation	141
IV.3.1 Durée du développement de la décharge	141
IV.3.2 Vitesse de propagation des streamers	146
IV.4 Conclusion	158

CHAPITRE V: DESCRIPTION QUALITATIVE DES DÉCHARGES EN PRÉSENCE DE SURFACE DE GLACE ET ÉVALUATION DES FACTEURS CONTRIBUANT À LEUR DÉVELOPPEMENT

V.1 Introduction	162
V.2 Aspects physiques des décharges en présence de surface de glace	163
V.3 Mécanismes physiques de l'interaction dynamique entre la surface de glace et la décharge	167
V.4 Le saut final en présence de surface de glace.....	171
V.5 Zone de démarrage de la propagation	172
V.6 Courants associés aux streamers et charge déposée.....	176

V.7 Évaluation des facteurs contribuant à la propagation des streamers en présence de surface de glace	184
V.8 Estimation du taux net d'ionisation et du champ critique à l'interface air/surface de glace.....	188
V.8.1 Description du modèle numérique	188
V.8.2 Résultats du modèle numérique et discussions	192
V.9 Conclusion	200

CHAPITRE VI: CONCLUSIONS GÉNÉRALES ET RECOMMANDATIONS POUR LES TRAVAUX FUTURS

VI.1 Conclusions générales.....	204
VI.2 Recommandations	216

REFERENCES	221
-------------------------	-----

ANNEXE	245
---------------------	-----

APPENDICES	250
-------------------------	-----

APPENDICE 1: Éléments du système de haute tension.....	251
APPENDICE 2: Données techniques sur l'oscilloscope	253
APPENDICE 3: Données techniques sur la caméra ultra rapide	257
APPENDICE 4: Données techniques sur le photomultiplicateur	261
APPENDICE 5: Données techniques sur la chambre climatique.....	264
APPENDICE 6: Données techniques sur la bobine de Rogowski.....	265

REMERCIEMENTS

Ce projet de thèse a été réalisé dans le cadre des activités de la Chaire Industrielle CRSNG/Hydro-Québec/UQAC, sur le givrage atmosphérique des équipements des réseaux électriques (CIGELE). Je tiens alors à remercier avec la plus profonde gratitude le **Professeur Masoud Farzaneh**, titulaire de cette chaire et directeur de cette thèse, d'abord pour m'avoir accueilli au sein de son équipe, ensuite pour sa confiance envers mes efforts, sa sollicitude et la passion qu'il a réussie à me donner pour la recherche.

Je tiens aussi à témoigner toute ma reconnaissance au **Professeur Issouf Fofana**, mon co-directeur de thèse, qui n'a jamais cessé de m'encourager et qui a su mettre à mon égard toute sa disponibilité et son aide.

Je voudrais aussi remercier le **Dr Christophe Volat** pour sa précieuse aide dans les simulations numériques de champ électrique et le **Dr Stephan Brettschneider** pour son soutien et sa disponibilité lors de la mise en opération de la caméra ultra rapide.

Les membres du jury d'évaluation notamment le Professeur K. D. Srivastava, le Dr William A. Chisholm et le Dr Stephan Brettschneider, m'ont fait l'honneur d'accepter de sanctionner mes travaux, qu'ils en soient ici remerciés.

Je remercie également tous les membres de la CIGELE et particulièrement Marc André Perron, Xavier Bouchard et Pierre Camirand, nos techniciens, pour leur disponibilité, leur amitié et leur solidarité.

Mes compatriotes sénégalais n'auront pas attendu ce moment pour savoir à quel point je tiens à leur fraternité et à leur solidarité.

Je ne pourrais manquer de remercier profondément **M. Khadiyatoullah Fall** et sa femme **Soukeyna Sar** pour la grande chaleur familiale et la sollicitude qu'ils m'ont toujours offertes.

A mon cher père

Celui-là qui m'a tout donné de son amour,
de sa clairvoyance et de ses ambitions.

Celui-là qui de là-haut continue de m'inspirer et de guider mes pas.

Je dédie aussi ce travail

A mon adorable mère, plus que jamais irremplaçable, pour son amour,
ses conseils, ses encouragements et ses prières.

Et à mes frères, pour le respect et la confiance qu'ils m'ont toujours
témoignés.

LISTE DES ABRÉVIATIONS ET SYMBOLES

AC	Courant et tension alternatifs.
CCD	<i>Charge-Coupled Device</i> ou Détecteurs à Couplage de Charge.
CIGELE	Chaire Industrielle CRSNG/Hydro-Québec/UQAC sur le givrage atmosphérique des équipements des réseaux électriques.
CRSNG	Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada.
DC	Courant et tension continus.
d.d.p	Différence de potentiel.
HCl	Chlorure d'hydrogène.
HF	Acide fluorhydrique.
HV	Haute tension.
NaCl	Chlorure de sodium.
NH ₃	Ammoniaque.
PMT	Photomultiplicateur.
PTFE	Polytétrafluoroéthylène (le téflon).
PVC	Polychlorure de vinyle.
SF ₆	Hexafluorure de soufre.
UQAC	Université du Québec à Chicoutimi.
UV	Ultra violet.

α	Coefficient d'ionisation dans le milieu où se propage la décharge [cm^{-3}].
$\bar{\alpha}$	Coefficient net d'ionisation [cm^{-3}].
App.	Distance séparant l'électrode haute tension de la zone d'amorçage de la propagation de décharge [mm].
δ	Densité relative de l'air.
D	Distance entre les électrodes [mm].
$E(x)$	Distribution du champ électrique dans l'intervalle [kV.cm^{-1}].
ϵ'	Facteur de pertes diélectriques.
ϵ_0	Constante diélectrique du vide [$8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$].
ϵ_∞	Permittivité relative de la glace en hautes fréquences [3,2].
E_{app}	Champ appliqué à l'électrode haute tension [kV.cm^{-1}].
E_{cr}	Champ critique d'ionisation [kV.cm^{-1}].
E_F	Énergie du niveau de Fermi [eV].
E_i	Énergie d'ionisation des atomes ou molécules [eV].
E_{inc}	Champ électrique appliqué à l'électrode haute tension à l'instant d'apparition de la première couronne de streamers [kV.cm^{-1}].
$E_{\text{max p.u.}}$	Champ maximal par unité dans l'intervalle des électrodes [V/cm].
ϵ_r, ϵ	Permittivité relative.
ϵ_s	Permittivité relative de la glace en statique [97,1].
E_{stab}	Champ de stabilité du streamer [kV.cm^{-1}].
F	Facteur de forme.
γ	Deuxième coefficient de Townsend [cm^{-3}].
Ic	Structure cubique de la glace.

Ih	Structure hexagonale de la glace.
J	Vecteur de densité de courant de conduction [A.m^{-2}].
N_{cr}	Nombre critique d'électrons contenus dans une avalanche de taille critique (streamer). Valeur généralement prise à 10^8 .
P	Polarisation électrique.
ρ	Densité volumique de charge [C.m^{-3}].
R	Rayon de courbure de l'électrode haute tension [mm].
η	Coefficient d'attachement dans le milieu où se propage la décharge [cm^{-3}].
$\sigma_{20^\circ\text{C}}$	Conductivité de l'eau de congélation mesurée à 20°C [$\mu\text{S.cm}^{-1}$].
σ_∞	Conductivité de la glace pure en hautes fréquences [$\mu\text{S.cm}^{-1}$].
σ_s	Conductivité de la glace pure en statique [$\mu\text{S/cm}$].
τ_D	Temps de relaxation de Debye [s].
T	Température [$^\circ\text{C}$].
T_i, T_{inc}	Instant d'apparition de la première couronne de streamers [ns].
T_R	Temps de montée de l'onde impulsionale [μs].
$U_{50\%}$	Tension critique de contournement [kV].
U_{app}	Tension appliquée à l'intervalle [kV].
U_i, U_{inc}	Tension appliquée à l'instant d'apparition de la première couronne de streamers [kV].
V_{str}	Vitesse moyenne de propagation des streamers [km.s^{-1}].
χ	Susceptibilité.

LISTE DES FIGURES

Fig II.1: Représentation du volume critique dans une séquence de décharge positive	26
Fig II.2: Schématisation du processus de développement d'un streamer positif	28
Fig II.3: Schématisation des différentes phases du développement d'une décharge électrique dans l'air pour un intervalle pointe-plan.....	32
Fig II.4: Comparaison du champ électrique autour de l'électrode HT dans l'air et en présence de surface diélectrique.....	40
Fig II.5: Mécanisme de génération de charges dans un diélectrique placé le long de l'axe des électrodes	45
Fig II.6: Injection de charges par effet champ à partir des électrodes	46
Fig II.7: Schématisation d'une interface diélectrique/air	52
Fig II.8: Interprétation de la distribution du champ tangentiel en régime transitoire.....	55
Fig II.9: Structure cristalline de la glace Ih.....	57
Fig II.10: Apparition d'une couche quasi-liquide à la surface de la glace avec l'augmentation de la température	65
Fig II.11: L'épaisseur de la couche quasi-liquide en fonction de la température de la surface de glace	66
Fig II.12: Circuit équivalent d'un spécimen de glace avec des électrodes idéales.....	69
Fig II.13: Variation de la permittivité relative et de la conductivité de la glace pure en fonction de la fréquence. Température -10,1°C	72
Fig II.14: Niveaux d'énergie pour l'eau en contact avec deux électrodes métalliques	79
Fig II.15: Tension critique de contournement $U_{50\%}$ pour l'air et en présence de différentes surfaces diélectriques. $R = 6 \text{ mm}$; $D = 7 \text{ mm}$	83
Fig II.16: Durée de développement de la décharge dans l'air et en présence de différentes surfaces diélectriques. $R = 6 \text{ mm}$; $D = 7 \text{ mm}$	83
Fig III.1: Diagramme schématique complet du dispositif expérimental.....	97
Fig III.2: Forme d'onde d'une impulsion positive de foudre.....	98
Fig III.3: Photographie du montage réel du générateur d'impulsions	99
Fig III.4: Circuit équivalent du générateur d'impulsions de HT	100

Fig III.5: Photographie de la caméra ultra rapide Imacon 200	102
Fig III.6: Principe de fonctionnement d'un photomultiplicateur	104
Fig III.7: Longueurs d'onde observables par le couple PMT-caméra	106
Fig III.8: Disposition de la caméra et du PMT pour la détection des streamers	107
Fig III.9: Photographie du modèle de rayon de courbure 3 mm	108
Fig III.10: Coupe longitudinale du modèle physique en présence de glace ..	109
Fig III.11: Enregistrements typiques de la propagation des couronnes de streamers dans l'air et en présence de surface de glace	112
Fig III.12: Enregistrement typique de la tension et de la réponse du PMT ...	113
Fig III.13: Distribution du champ axial dans l'air et en présence de surface de glace. $U_{app} = 1$ V pour $D = 35$ mm et $R = 1,5$ mm.....	115
Fig IV.1: Tension d'apparition de la première couronne. $R = 1,5$ mm.....	121
Fig IV.2: Tension d'apparition de la première couronne. $R = 3$ mm.....	122
Fig IV.3: Tension d'apparition de la première couronne. $R = 6$ mm.....	122
Fig IV.4: Champ d'apparition des streamers à -12°C , dans l'air et en présence de surface de glace pour différents facteurs de forme	127
Fig IV.5: Champ d'apparition des streamers à -6°C , dans l'air et en présence de surface de glace pour différents facteurs de forme	127
Fig IV.6: Champ d'apparition des streamers à -2°C , dans l'air et en présence de surface de glace pour différents facteurs de forme	128
Fig IV.7: Champ d'apparition des streamers dans l'air	131
Fig IV.8: Champ d'apparition des streamers en présence de surface de glace, $\sigma_{20^\circ\text{C}} = 2,5 \mu\text{S}/\text{cm}$	131
Fig IV.9: Champ d'apparition des streamers en présence de surface de glace, $\sigma_{20^\circ\text{C}} = 30 \mu\text{S}/\text{cm}$	132
Fig IV.10: Champ d'apparition des streamers en présence de surface de glace, $\sigma_{20^\circ\text{C}} = 80 \mu\text{S}/\text{cm}$	132
Fig IV.11: Durée de la période sombre dans l'air et en présence de surfaces de glace. Modèle de rayon 1,5 mm	135
Fig IV.12: Durée de la période sombre dans l'air et en présence de surfaces de glace. Modèle de rayon 3 mm	135
Fig IV.13: Durée de la période sombre dans l'air et en présence de surfaces de glace. Modèle de rayon 6 mm	136
Fig IV.14: Durée de développement de la décharge dans l'air et en présence de surfaces de glace. Modèle de rayon 1,5 mm	142

Fig IV.15: Durée de développement de la décharge dans l'air et en présence de surfaces de glace. Modèle de rayon 3 mm	143
Fig IV.16: Durée de développement de la décharge dans l'air et en présence de surfaces de glace. Modèle de rayon 6 mm	143
Fig IV.17: Vitesse de propagation moyenne du streamer en fonction du champ électrique appliqué à l'électrode HT. $T = -12^\circ\text{C}$	147
Fig IV.18: Vitesse de propagation moyenne du streamer en fonction du champ électrique appliqué à l'électrode HT. $T = -6^\circ\text{C}$	147
Fig IV.19: Vitesse de propagation moyenne du streamer en fonction du champ électrique appliqué à l'électrode HT. $T = -2^\circ\text{C}$	148
Fig IV.20: Vitesse de propagation moyenne des streamers dans l'air en fonction du champ appliqué à l'électrode HT	151
Fig IV.21: Vitesse de propagation moyenne des streamers en fonction du champ appliqué. Cas de la glace $2,5 \mu\text{S}/\text{cm}$	152
Fig IV.22: Vitesse de propagation moyenne des streamers en fonction du champ appliqué. Cas de la glace $30 \mu\text{S}/\text{cm}$	152
Fig IV.23: Vitesse de propagation moyenne des streamers en fonction du champ appliqué. Cas de la glace $80 \mu\text{S}/\text{cm}$	153
Fig IV.24: Vue horizontale du développement d'une décharge en présence de surface de glace à -12°C . $R = 3 \text{ mm}$ et $D = 50 \text{ mm}$	157
Fig V.1: Identification des différentes parties composant un streamer	163
Fig V.2: Développement d'une décharge dans l'air et en présence de surfaces de glace. $R = 3 \text{ mm}$; $D = 50 \text{ mm}$; $T = -2^\circ\text{C}$	165
Fig V.3: Mécanismes fondamentaux contribuant aux ionisations et attachements dans la propagation d'un streamer sur une surface de glace	171
Fig V.4: Exemple d'apparition et propagation du streamer en présence de surface de glace	173
Fig V.5: Courants mesurés à l'électrode HT (anode)	178
Fig V.6: Courants mesurés à l'électrode plane (cathode)	178
Fig V.7: Diagramme descriptif du modèle numérique d'amorçage des streamers	189
Fig V.8: Comparaison entre les résultats du modèle numérique et ceux expérimentaux. $R = 1,5 \text{ mm}$ et $D = 70 \text{ mm}$	192
Fig V.9: Comparaison entre les résultats du modèle numérique et ceux expérimentaux. $R = 1,5 \text{ mm}$ et $D = 35 \text{ mm}$	193

Fig V.10: Comparaison entre les résultats du modèle numérique et ceux expérimentaux. $R = 6$ mm et $D = 70$ mm	194
Fig V.11: Coefficients d'ionisation (α) et d'attachement (η) estimés pour $T = -12^\circ\text{C}$ dans le cas de l'air et en présence d'une surface de glace faiblement polluée ($\sigma_{20^\circ\text{C}} = 2,5 \mu\text{S/cm}$).....	195
Fig V.12: Coefficients d'ionisation (α) et d'attachement (η) estimés pour $T = -12^\circ\text{C}$. Comparaison entre une surface de glace faiblement polluée ($2,5 \mu\text{S/cm}$) et une autre fortement polluée ($80 \mu\text{S/cm}$)....	196
Fig V.13: Effet de la température sur les coefficients d'ionisation (α) et d'attachement (η) dans le cas de l'air.....	197
Fig V.13: Effet de la température sur les coefficients d'ionisation (α) et d'attachement (η) en présence de surface de glace faiblement polluée ($\sigma_{20^\circ\text{C}} = 2,5 \mu\text{S/cm}$)	197
Fig V.14: Effet de la température sur les coefficients d'ionisation (α) et d'attachement (η) en présence de surface de glace faiblement polluée ($\sigma_{20^\circ\text{C}} = 80 \mu\text{S/cm}$)	198
Fig-A1: Diagramme de phase de l'eau.....	246
Fig-A2: Diagramme de phase de la glace en fonction de la pression	247
Fig a6.1: Montage expérimental de mesure du courant avec la ceinture de Rogowski	265
Fig a6.2: Réponses de la ceinture de Rogowski à une onde triangulaire.....	268
Fig a6.3: Sensibilité de la bobine ($V_{\text{out}}/I_{\text{in}}$) et déphasage en fonction de la fréquence.....	268
Fig a6.4: Justification du mode de lecture	269
Fig a6.1: Mesures expérimentales du courant associé au streamer à l'aide de la ceinture de Rogowski	271

LISTE DES TABLEAUX

Tab III.1: Valeurs standards d'une impulsion positive de foudre.....	98
Tab III.2: Paramètres diélectriques et de conduction des surfaces de glace.....	114
Tab III.3: Intensification du champ électrique et facteur de forme pour les différentes configurations d'électrodes utilisées	116
Tab V.1: Taille des couronnes de streamers dans l'air et en présence de surface de glace. Modèle de rayon de courbure 1,5 mm.....	166
Tab V.2: Taille des couronnes de streamers dans l'air et en présence de surface de glace. Modèle de rayon de courbure 6 mm.....	166
Tab V.3: Amorçage de la propagation du streamer en présence d'une surface de glace	166
Tab V.4: Charges injectée et déposée par la première couronne dans le cas de l'air et en présence de surface de glace. $R = 1,5 \text{ mm}$; $D = 35 \text{ mm}$; $U_{app} = 30 \text{ kV}$; $T = -2^\circ\text{C}$	179
Tab V.5: Rapports de vitesses en fonction de la température. Champ appliqué 140 kV/cm.....	187
Tab V.6: Champ critique d'ionisation dans l'air et en présence de surface de glace	199

CHAPITRE I

INTRODUCTION

CHAPITRE I

INTRODUCTION

I.1 Contexte scientifique général

Les isolateurs sont bien connus comme étant parmi les principaux équipements dont dépend la fiabilité des réseaux de transport d'énergie. Bien qu'ils soient conçus pour faire face aux contraintes environnementales les plus sévères, il reste que dans les régions à climat froid comme le Québec, le givrage atmosphérique durant l'hiver les rend très vulnérables [1 – 10]. En effet, sous des tensions d'opération habituelles, l'accumulation de glace sur leur surface peut causer l'apparition précoce de couronnes de streamers ou d'arcs partiels pouvant mener rapidement à un contournement [2, 4, 6, 7].

La présence de glace diminue alors la rigidité diélectrique des isolateurs affectant ainsi grandement la fiabilité des lignes de transport et la qualité de la distribution d'énergie. Pour améliorer malgré tout leur performance lorsqu'ils opèrent sous des conditions de givrage, deux actions s'avèrent nécessaires. Il s'agit soit d'optimiser la prédiction de leur contournement lorsqu'ils sont recouverts de glace soit de concevoir des isolateurs mieux adaptés au climat des régions froides. L'élaboration de chacune de ces actions requiert cependant une meilleure compréhension des mécanismes physiques fondamentaux qui sont

à la base du processus d'établissement d'une décharge électrique sur une surface de glace. C'est dans ce contexte que la Chaire Industrielle CRSNG/Hydro-Québec/UQAC sur le givrage des équipements des réseaux électriques (CIGELE) a entrepris un vaste programme de recherche basé sur l'observation et l'étude des décharges visibles en présence d'une surface de glace. Les premiers résultats obtenus dans le cadre de ce programme ont mis en évidence la nette influence d'une surface de glace sur les caractéristiques d'une décharge qui s'y propage [11 – 19]. Ils ont aussi révélé qu'une décharge se propageant sur une surface de glace impliquerait des mécanismes physiques plus complexes que celle se propageant dans l'air ou sur d'autres types de surfaces diélectriques. Cette complexité additionnelle viendrait partiellement ou principalement de la présence sur la surface de glace d'une couche quasi-liquide ou film d'eau même à des températures bien en deçà du point de congélation [20 – 23]. De plus, l'épaisseur et la conductivité de cette couche quasi-liquide sont extrêmement sensibles à la température et à la quantité d'impuretés introduites dans la glace [24 – 28]. Des évidences ont aussi montré que ses propriétés physiques et électriques étaient très différentes de celles du bloc de glace [28, 29]. La présence de cette couche quasi-liquide amènerait l'existence d'interfaces notamment glace/couche quasi-liquide, couche quasi-liquide/air et pourrait donc influencer grandement la dynamique de la propagation des streamers. Par ailleurs, d'autres paramètres incluant l'uniformité de la surface, le comportement diélectrique de la glace en fonction de la fréquence, le contact entre la glace et les électrodes métalliques et l'échange d'énergie entre la surface et la décharge influencent aussi le développement des streamers et contribuent à accentuer davantage la complexité de la décharge. Au vu de ces constatations, on peut d'ors et déjà

reconnaître, qu'une décharge en présence d'une surface de glace ne peut être aucunement assimilable à une décharge se produisant entièrement et uniquement dans l'air.

D'autre part, de nombreux travaux ont déjà révélé qu'une décharge électrique se propageant sur une surface solide est un phénomène très difficile à interpréter [30 – 40]. La contribution et la synergie des mécanismes physiques impliqués dans son développement ne sont en effet pas encore totalement comprises. D'ailleurs le manque de réelle compréhension sur le sujet expliquerait largement qu'à ce jour, il ne soit encore disponible aucun critère analytique ou empirique fiable capable de prédire l'apparition et la propagation des couronnes de streamers. Les études entreprises jusqu'ici sur le sujet ont tenté d'élaborer de tels critères en s'intéressant à des investigations expérimentales qui ont traité de divers paramètres notamment électriques, géométriques et environnementaux [30 – 40]. Elles n'ont toutefois pas réussi à élaborer une théorie claire et complète du phénomène. En présence d'une surface de glace, beaucoup de travaux ont aussi été effectués pour déterminer les paramètres les plus influents dans le processus d'établissement de la décharge [3 – 7, 10, 11, 13]. Cependant, il restait encore à analyser les résultats sur une base physique et à étudier l'interaction dynamique entre la surface de glace et la décharge. Il était aussi important que les investigations portent sur des configurations d'électrodes de plus grandes dimensions afin d'approcher le contexte réel des isolateurs. Cette étude doctorale s'inscrit dans ce cadre et tente d'étudier les mécanismes physiques fondamentaux impliqués dans l'apparition et la propagation d'une décharge électrique sur une surface de glace. Il permettra en outre de consolider les connaissances déjà acquises sur le sujet et tentera de rendre disponible de nombreuses données expérimentales qui pourront servir

ultérieurement à l'élaboration d'outils numériques fiables pour la prédiction du contournement des isolateurs recouverts de glace.

Nous présenterons dans les paragraphes suivants les objectifs assignés à ces présentes investigations et un résumé des travaux qui ont antérieurement été effectués sur le sujet. Nous aborderons ensuite brièvement la méthodologie expérimentale qui accompagnera notre étude avant de conclure ce chapitre par la présentation de la structure des différentes parties composant cette thèse.

I.2 Objectifs de recherche

Plusieurs objectifs pourraient être assignés à ce projet. Cependant compte tenu du délai imparti à des études doctorales et de la complexité d'un tel projet, nous nous sommes donné comme objectif principal l'analyse et l'interprétation des mécanismes physiques fondamentaux conduisant à l'établissement d'une décharge électrique sur une surface de glace. Néanmoins pour bien élaborer nos investigations, nous avons fixé les objectifs spécifiques explicités ci-dessous.

- Observation et interprétation des décharges visibles en présence de glace**

Pour étudier les mécanismes physiques fondamentaux impliqués dans le processus d'établissement d'une décharge en présence de glace, nous allons mener tout d'abord des investigations expérimentales pour explorer davantage les caractéristiques des streamers. Nos travaux seront menés sur des intervalles d'air de plus grandes dimensions que ceux sur lesquels ont porté les précédents travaux de la CIGELE [11 – 19]. De plus, ils seront

effectués à l'aide d'une technologie de caméra ultra rapide plus sophistiquée que celle précédemment utilisée [11, 14]. Cette nouvelle caméra est capable d'effectuer des enregistrements image par image avec des fenêtres aussi petites que 5 ns et offre des photographies en deux dimensions. Elle permet ainsi d'observer l'extension spatiale des décharges et d'étudier le développement des couronnes de streamers en déterminant leur zone d'apparition, leur longueur et leur vitesse de propagation. Les images obtenues nous permettront donc d'analyser avec plus de précision l'influence de la présence d'une surface de glace sur le développement d'une décharge qui s'y propage. Les enregistrements seront comparés à ceux obtenus en absence de glace pour mieux interpréter les observations.

- **Détermination de paramètres d'apparition et de propagation de la décharge**

Dans les études concernant les décharges électriques, les paramètres d'analyse sont habituellement subdivisés en termes de paramètres d'initiation et de paramètres de propagation [33 – 38, 40]. Dans nos investigations nous nous intéresserons à des mesures telles la tension et le champ d'apparition des premières couronnes de streamers, la zone de leur apparition, la période sombre, la vitesse de propagation des streamers et l'aspect physique des couronnes. Les paramètres expérimentaux considérés seront essentiellement, la forme d'onde de la tension appliquée, le rayon de courbure de l'électrode haute tension, la distance entre les électrodes, la conductivité de l'eau de congélation et la température. Nous établirons la relation entre ces paramètres expérimentaux et les caractéristiques du développement des streamers. Ces mesures seront effectuées dans les mêmes conditions pour l'air, qui sera considéré dans nos travaux comme étant le cas de référence.

- **Étude du courant de pré-décharge et des charges associées**

L'apparition d'une décharge électrique est bien connue comme étant un phénomène tout à fait aléatoire [41 – 53]. Alors pour une meilleure interprétation des mécanismes physiques, les investigations devraient être menées au-delà de l'observation simple de phénomènes lumineux à l'aide d'une caméra. De plus, des processus physiques, non visibles au moyen d'un dispositif optique, pourraient s'initier sur la surface de glace préalablement à l'apparition des couronnes de streamers et à leur propagation. Comme le courant de pré-décharge naît avec la génération de streamers et de couronnes, sa détermination pourrait offrir plus d'information pouvant améliorer les interprétations sur l'influence d'une surface de glace sur les caractéristiques de la décharge. Nous tenterons alors de mesurer les courants de pré-décharge qui seraient générés préalablement à la propagation des streamers. La détermination des charges associées pourrait ainsi permettre de mieux analyser l'interaction entre la décharge et la surface de glace.

- **Élaboration de lois pour l'apparition et la propagation des streamers**

En présence d'une surface diélectrique et particulièrement d'une surface de glace, il n'existe encore aucun modèle mathématique fiable capable de décrire suffisamment bien les processus d'apparition et de propagation des streamers. Ces modèles qui ont besoin pour une large part d'équations analytiques peuvent être lourds à mettre en œuvre, tant les mécanismes physiques intrinèques impliqués dans le développement de ces types de décharge sont encore peu connus. Il peut cependant être plus aisé de concevoir un modèle empirique. Dans le cas de l'air les critères d'apparition les plus connus sont ceux basés sur

la loi empirique de Peek [54 – 57] et ceux basés sur la notion de volume critique [42, 43, 51, 58 – 62]. Pour la propagation, les lois ont été généralement basées sur la notion d’avalanche équivalente [63 – 67]. Cependant dans le cas d’une décharge se propageant sur une surface de glace, ces critères risquent d’être difficilement applicables car le contexte est beaucoup plus complexe et les connaissances sur le sujet encore très limitées. L’approche qui sera certainement privilégiée sera l’élaboration de lois empiriques en fonction des résultats plus précis obtenus à l’aide de la nouvelle caméra.

I.3 Travaux antérieurs

Malgré le grand nombre d’études relatives à la performance diélectrique des isolateurs industriels soumis à des conditions de givrage atmosphérique [1 – 10], peu de travaux ont traité des mécanismes physiques fondamentaux et en conséquence peu de connaissances ont été accumulées sur le sujet. La CIGELE a été le premier centre de recherche d’envergure à amorcer des recherches sur l’aspect particulier des phénomènes physiques de décharge reliés à la présence d’une surface de glace dans un intervalle d’air [13, 14, 17 – 19]. Dans ses investigations initiales, qui ont été essentiellement de nature expérimentale, les objectifs étaient de circonscrire les paramètres les plus déterminants qui pouvaient influencer le développement de décharges visibles sur une surface de glace [11, 12]. Les paramètres étudiés étaient notamment environnementaux (la conductivité de l’eau de congélation, la température de la glace, l’uniformité de la surface de glace, le processus de réfrigération), électriques (la polarité et la forme d’onde de la tension, le champ électrique durant la période de congélation) et géométriques (la distance entre les

électrodes, le rayon de courbure de l'électrode haute tension). La forme des isolateurs réels étant très complexe, les travaux ont été d'abord initiés sur des configurations de très faibles dimensions et de géométrie simple. Ces configurations consistaient en deux électrodes métalliques tige à moitié submergées dans la glace [11]. Pour la première fois dans des investigations concernant les décharges sur une surface de glace, une caméra ultrarapide à balayage de fente avait été utilisée pour enregistrer les phénomènes lumineux [11, 12, 16]. Elle avait permis de relever des données telles la zone d'apparition des premières couronnes, la vitesse de propagation de la décharge et le temps de contournement. Ces premiers résultats avaient ainsi mis en évidence la nette influence de paramètres tels la conductivité de l'eau de congélation, la température de la glace et la configuration des électrodes, sur les caractéristiques d'une décharge se propageant sur une surface de la glace [11, 12]. Cependant, il restait encore à déterminer et surtout interpréter sur une base physique, des données aussi importantes que l'instant et le champ d'apparition des couronnes de streamers et leur vitesse de propagation. D'autre part, il était aussi essentiel d'utiliser des modèles de test de plus grandes dimensions pour rester dans une logique d'application ultérieure des résultats au contexte réel des isolateurs industriels. Ceci a été effectué à travers de nouvelles investigations qui visaient à étudier les conditions d'apparition des couronnes de streamers en présence d'une surface de glace à travers la notion de "volume critique", largement exploitée dans le cas de l'air [13, 14]. Une méthode originale a été utilisée dans ces travaux, prenant en compte les simulations de la distribution du champ électrique appliqué et les enregistrements fournis par la caméra à balayage de fente. Elle avait permis alors d'approfondir les investigations sur les conditions d'amorçage

d'une décharge sur une surface de glace. Les résultats ont aussi été déterminés à l'aide de la loi empirique de Peek et comparés avec ceux obtenus dans le cas de l'air. Ils avaient à nouveau largement montré que la présence d'une surface de glace modifiait considérablement les paramètres d'initiation et développement des couronnes de streamers. Ils ont aussi permis d'établir que si dans l'air, le volume critique, situé au voisinage de l'électrode HT, est assez pertinent pour décrire les conditions d'amorçage d'une décharge, en présence d'une surface de glace ce critère devrait être mieux défini [14]. En effet, en présence d'une surface de glace, les travaux ont montré que l'apparition des premières couronnes de streamers se produit généralement à des niveaux de champs plus faibles que ceux prédefinis par le volume critique et en dehors de sa zone supposée. L'hypothèse de la présence de charges accumulées sur la surface de glace prioritairement à l'apparition des streamers, a semblé être la plus pertinente pour expliquer ce résultat. Ces charges surfaciques engendreraient une distorsion du champ appliqué et accentueraient le champ local dans des zones autres que celle définie par le volume critique. Hormis la présence de charges surfaciques, il a été établi que l'accentuation du taux net d'ionisation à l'interface air/glace favoriserait aussi l'apparition précoce des couronnes de streamers comparativement au cas de l'air. De plus, accompagnée par une forte distorsion du champ appliqué, elle justifierait largement les vitesses de propagation plus grandes enregistrées en présence de surface de glace.

Forte de ses résultats antérieurs encourageants, la CIGELE a entrepris à travers ces présentes investigations, d'explorer davantage sur les caractéristiques des décharges se propageant sur une surface de glace. Ces travaux portent sur des intervalles de plus grandes

dimensions et s'appuient sur des dispositifs de détection plus performants notamment un photomultiplicateur et une caméra ultra rapide capable de fournir des enregistrements bidimensionnels en mode images par images. Ces nouveaux dispositifs donnent un caractère original à cette présente étude car à notre connaissance c'est bien la première fois qu'ils seront utilisés pour détecter et observer le développement de décharges visibles sur une surface de glace.

I.4 Originalité du projet

Ce projet va être principalement mené sur la base des recommandations qui ont été dégagées des investigations précédentes de la CIGELE [11, 14]. Cependant, au-delà de ce qui a été fait jusqu'ici, les investigations vont se baser sur l'analyse des mécanismes physiques fondamentaux impliqués dans le développement de la décharge. Cette approche avait déjà été amorcée dans nos précédents travaux mais ceux-ci s'étaient plutôt limités à explorer la notion de volume critique en présence de surface de glace [14]. De plus, ils avaient traité uniquement de quelques paramètres expérimentaux alors que dans ces présentes investigations, il sera tenu compte de tous les paramètres les plus déterminants [11]. Aussi, les modèles physiques utilisés seront de plus grandes dimensions. La variété des paramètres expérimentaux permettra ainsi d'interpréter le développement de la décharge dans différentes conditions.

D'autre part, nous avons mentionné que les investigations expérimentales vont se baser essentiellement sur l'utilisation d'une caméra ultra rapide capable de fournir des enregistrements en deux dimensions. Même si la technologie des caméras ultra rapides a été

déjà utilisée à la CIGELE, c'est bien la première fois que celle des caméras dites de type frame va être exploitée pour étudier le développement des décharges visibles en présence d'une surface de glace. C'est par conséquent une intéressante adaptation de technologie qui va aussi être réalisée dans ces présents travaux. L'utilisation de cette nouvelle caméra permettra de mesurer des paramètres importants jusqu'ici jamais étudiés dans le cas des décharges se développant sur une surface de glace. Ces paramètres incluent notamment l'aspect physique des streamers, leur extension spatiale et la taille des couronnes. Ils permettront d'analyser de manière plus approfondie, l'interaction dynamique entre la décharge et la surface de glace.

I.5 Méthodologie expérimentale

Nos investigations seront menées en utilisant un modèle physique de configuration tige-plan dont les dimensions notamment le rayon de courbure de l'électrode haute tension et la distance entre les électrodes seront variables. Ils constituent en soi des paramètres expérimentaux importants pour la représentativité de notre modèle de test et l'analyse de nos résultats. De plus, en les faisant varier on peut étudier l'effet de la variation du champ électrique sur les caractéristiques de la propagation des streamers. Les investigations ont été limitées aux petits intervalles pour lesquels le développement de la décharge sera uniquement limité aux streamers sans tendance de formation de leader.

Pour étudier l'influence spécifique de la pureté de la glace sur les caractéristiques de la décharge, différentes valeurs de conductivité d'eau de congélation seront utilisées. A chacune de ces valeurs de conductivité sera associée une surface de glace distincte. L'effet

de la présence éventuelle d'une couche quasi-liquide sera aussi étudié en faisant varier la température à l'intérieur d'une chambre climatique dans laquelle sera placé le modèle physique. Ce paramètre nous permet d'analyser la couche de glace en termes de glace sèche et de glace humide.

Pour approfondir ses investigations sur le développement des décharges visibles, notamment en présence de surface de glace, la CIGELE vient d'acquérir une nouvelle caméra ultra rapide, dite de type frame, c'est-à-dire capable d'effectuer des enregistrements en mode image par image et d'offrir des photographies en deux dimensions. Cette nouvelle caméra permet ainsi d'observer le développement spatial des décharges et d'interpréter avec plus de précision la propagation des streamers. Elle permettra par exemple d'obtenir des résultats sur l'allure de la décharge (son intensité, son extension spatiale, etc.), la zone d'apparition des streamers, leur longueur et leur vitesse de propagation.

Pour générer des streamers dans l'intervalle entre les électrodes, une impulsion positive de foudre standardisée sera appliquée à l'électrode tige. La tension sera mesurée à l'aide d'un diviseur capacitif et enregistrée par un oscilloscope digital ultra rapide. Pour déterminer précisément les paramètres d'initiation de la décharge, un photomultiplicateur (PMT) ultrasensible sera utilisé simultanément avec la caméra. Le PMT a souvent servi dans des investigations sur l'apparition des couronnes de streamers [34, 35, 38, 40]. Il a par conséquent déjà fait preuve de toute son utilité et son efficacité pour l'interprétation des phénomènes lumineux qu'il peut détecter. Il est complémentaire avec la caméra qui elle, est plus adaptée pour l'observation du développement de la décharge. De plus, comme la caméra ne fait pas de balayage dans l'intervalle des électrodes, on ne peut savoir pour une

fenêtre d'ouverture (aussi petite soit-elle) à quel instant précis la photographie a été prise. On peut connaître tout au plus les instants initial et final de l'enregistrement. Les principaux résultats attendus avec le PMT sont l'instant et la tension d'apparition des premières couronnes de streamers et le champ électrique correspondant. Le champ seuil d'apparition est obtenu à l'aide de simulations numériques effectuées avec un logiciel d'ingénierie de calculs de champ. Les simulations requerront cependant la détermination préalable des paramètres diélectriques et de conduction de la glace.

Des investigations sur le courant associé aux streamers seront aussi menées. Des mesures quantitatives pourront être effectuées à l'aide d'une bobine de Rogowski. Les charges associées à ces courants pourront être déduites par intégration numérique en fonction du temps. Leur détermination permettra d'analyser plus précisément l'influence de la surface de glace sur les caractéristiques d'une décharge qui s'y propage.

Enfin, pour toutes les investigations expérimentales menées en présence de glace, les mêmes seront effectuées parallèlement dans l'air, considéré ici comme cas de référence. Les résultats obtenus en présence de glace seront comparés avec ceux dans le cas de l'air.

I.6 Organisation des chapitres

Nous venons d'aborder dans ce chapitre, les grandes lignes d'une étude fondamentale du phénomène de décharge électrique sur une surface de glace. Nous avons aussi montré l'importance d'une telle étude pour l'amélioration de la gestion de l'énergie électrique dans les régions souvent soumises au givrage atmosphérique. Dans le prochain chapitre nous allons présenter l'aspect théorique des décharges se propageant dans une

interface air/surface diélectrique. Ce chapitre sera subdivisé en quatre grandes sections. La première traitera brièvement des mécanismes physiques de décharge dans l'air; l'air étant considéré comme cas de référence dans cette présente étude. La deuxième section abordera en détails la théorie des décharges en présence de surface diélectrique et mettra l'accent sur les mécanismes d'accumulation de charges surfaciques. La troisième section traitera des propriétés physiques et diélectriques de la glace. Elle abordera aussi la complexité des décharges en présence de surface de glace en les comparant avec celles se propageant sur une surface synthétique et celles se propageant dans l'air. Une quatrième section discutera brièvement de quelques principes de modélisation des décharges surfaciques.

Le troisième chapitre présentera la méthodologie et le dispositif expérimental utilisés dans ces investigations. Les équipements de test seront présentés dans une première section, alors qu'une seconde sera consacrée aux paramètres expérimentaux et au modèle physique notamment sa configuration géométrique, ses dimensions et la formation de la couche de glace. Une troisième section présentera quant à elle la procédure de détermination des résultats expérimentaux.

Dans les quatrième et cinquième chapitres, nous présenterons les différents résultats obtenus. Le quatrième chapitre sera essentiellement consacré à l'étude des paramètres d'apparition et de propagation des couronnes de streamers. Celle-ci concernera principalement l'instant d'apparition du premier effet couronne, la tension et le champ électrique correspondants, la vitesse de propagation des streamers et la tension de contournement. Le cinquième chapitre traitera lui plus spécifiquement de l'interprétation des enregistrements fournis par la caméra ultra rapide. L'aspect physique des streamers et

leur développement spatial seront étudiés. Il y sera aussi analysé les mécanismes physiques fondamentaux impliqués dans le développement des streamers en présence de surface de glace ainsi que l'interaction dynamique entre la surface et la décharge. Une section présentera l'analyse du courant et des charges associés aux streamers. Une dernière sera consacrée à l'évaluation des principaux facteurs contribuant à la propagation des streamers en présence de surface de glace.

Les conclusions générales déduites des résultats et des discussions abordés dans les chapitres précédents seront présentées dans le sixième et dernier chapitre de cette thèse. Celui-ci comportera également les axes de recherche que nous recommandons d'explorer pour la continuité et l'avancement des travaux.

CHAPITRE II

MÉCANISMES DE DÉCHARGE DANS L'AIR ET EN PRÉSENCE DE SURFACE DIÉLECTRIQUE

CHAPITRE II

MÉCANISMES DE DÉCHARGES DANS L'AIR ET EN PRÉSENCE DE SURFACE DIÉLECTRIQUE

II.1 Introduction

Dans les réseaux de transport d'énergie électrique, une décharge apparaît généralement comme une défaillance du système d'isolation. Alors durant les dernières décennies, beaucoup d'investigations ont été entreprises pour comprendre son processus d'établissement [30 – 53]. Cela a permis progressivement de surmonter les contraintes d'isolation les plus sévères et de mieux appréhender la configuration des systèmes possédant la rigidité diélectrique la plus faible. Dans leurs travaux, les chercheurs ont été cependant davantage intéressés par la décharge positive dans l'air [41 – 46, 50 – 52], pour sa représentativité et la géométrie tige – plan [45, 48, 49, 51, 55, 68], pour sa simplicité.

D'autre part, l'air a souvent été considéré dans beaucoup d'investigations comme cas de référence pour étudier et comparer les décharges dans les gaz ou en présence de surface diélectrique [11, 14, 17, 33, 35, 38, 40, 41, 47, 49, 59]. Cependant si la décharge dans les gaz est maintenant devenue un phénomène plutôt bien connu [41 – 53], aucune interprétation physique satisfaisante de la décharge en présence de surface diélectrique n'a encore été proposée. Le contexte est en réalité beaucoup plus complexe et la synergie des mécanismes physiques impliqués est encore peu comprise [30 – 34]. Parmi ces

mécanismes, on peut principalement citer la distorsion du champ électrique local due à l'effet de la permittivité du diélectrique [14, 33, 36, 40], l'accentuation des taux d'ionisation et d'attachement dans l'interface gaz/surface due à la contribution de la surface [31, 33] et l'accumulation de charges surfaciques due aux effets des électrodes et à l'inhomogénéité du diélectrique [69 – 74]. Des évidences ont montré que ces phénomènes affectaient grandement le développement des streamers [30 – 33] et participaient ainsi largement à la diminution de la rigidité diélectrique de l'intervalle inter-électrode [30, 70 – 72]. En présence de glace, on peut s'attendre, comme mentionné dans le chapitre précédent, à ce que les mécanismes d'établissement de la décharge soit encore plus complexe du fait simple de l'existence d'une couche quasi-liquide sur la surface. L'interprétation de ces mécanismes sera encore d'autant plus difficile que des paramètres tels la température, les impuretés introduites dans la glace, l'uniformité et la contamination de la surface auront une influence certaine sur le développement de la décharge [14, 17, 19].

Dans ce chapitre nous présenterons tout d'abord une description qualitative de la décharge positive dans l'air en explicitant les différentes phases de son développement. Nous détaillerons les critères d'apparition des couronnes de streamers avant d'aborder la théorie des décharges surfaciques. Après une étude détaillée des principaux mécanismes physiques et électriques impliqués dans le développement des décharges surfaciques en général, nous traiterons le cas particulier de la présence d'une surface de glace. Nous abordons ainsi les propriétés physiques et électriques de la glace avant de faire une brève comparaison entre les décharges se propageant sur une surface de glace avec celles se propageant sur des

surfaces synthétiques ou dans l'air. Enfin, avant la conclusion de ce chapitre, nous présenterons quelques uns des principes les plus connus pour la modélisation des décharges surfaciques. Nous tenterons aussi d'analyser l'éventualité de leur adaptation dans le cas des surfaces de glace.

II.2 Description qualitative d'une décharge électrique dans l'air

L'existence d'une décharge électrique dans l'air résulte du passage très rapide entre les électrodes d'un courant croissant et donc de la création de particules chargées; essentiellement des électrons; à partir des atomes ou molécules neutres initialement présents [41, 47, 51, 53, 75]. Les principaux mécanismes régissant la génération de ces porteurs de charge sont ceux d'ionisation, tendant à augmenter leur densité et ceux de recombinaison et d'attachement, tendant à les réduire [41, 47]. Par ailleurs les mécanismes d'ionisation ne peuvent s'amorcer sans la présence préalable d'au moins un électron dans le volume au voisinage de l'électrode HT [41, 43, 46, 47, 51]. Dans l'air à pression atmosphérique, on note qu'il peut y avoir en moyenne 20 paires d'ion-électron par mm^3 par seconde [41]. Ces électrons primaires appelés encore électrons germes peuvent être produits par radiation cosmique, par les sources naturelles d'ionisation, par les charges résiduelles issues des décharges précédentes ou encore par détachement des ions négatifs sous l'effet du champ électrique [41, 47, 51]. Ils sont les précurseurs d'un processus de multiplication électronique, base de toute forme de décharge, dont l'intensité dépend de la nature et de la pression du gaz, de la géométrie de l'intervalle des électrodes et de la forme d'onde appliquée [51, 75].

II.2.1 Avalanche électronique – décharge sombre de Townsend

Dans une zone d'accentuation du champ électrique local E , N_{e0} électrons primaires initialement présents dans le gaz de remplissage, vont être accélérés le long des lignes de champ dr . Si chacun acquiert une énergie suffisante pour ioniser d'autres molécules et atomes, il sera ainsi produit α nouvelles paires d'ion-électron devant subir η attachements par unité de longueur de dérive. Le coefficient α , appelé premier coefficient de Townsend, est défini comme étant le nombre moyen de paires d'ion-électron créées par un électron par élément de longueur le long d'une ligne de force du champ appliqué [51]. Le coefficient η représente le facteur d'attachement du gaz de remplissage. Afin de mieux décrire la multiplication électronique dans les zones à faible champ, où l'attachement électronique ne peut plus être négligé, on est souvent amené à utiliser le coefficient net d'ionisation $\bar{\alpha}$, $\left(\bar{\alpha} = \alpha - \eta \right)$ pour déterminer le nombre d'électrons contenus dans les avalanches créées par N_{e0} électrons primaires [61, 75].

$$N_e(r) = N_{e0} \cdot \exp \int_{r_0}^r \bar{\alpha} \cdot dr \quad (\text{II.1})$$

En exprimant α comme une fonction de la distribution du libre parcours moyen des électrons (donc de la distribution d'énergie des électrons) et de la section efficace d'ionisation des atomes, Townsend a déduit l'expression approchée suivante qui est devenue maintenant bien connue [41, 51, 76]:

$$\alpha = A \cdot p \cdot \exp \left(- \frac{B \cdot p}{E} \right) \quad (\text{II.2})$$

Où p représente la pression du gaz de remplissage et E le champ électrique appliqué. Les coefficients A et B sont liés aux propriétés du gaz de remplissage. Pour l'air par exemple A est évalué à 14.6 dans la gamme $150 < E/p < 600 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$ et B à $635 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$ [51]. Dans le seul contexte de l'amorçage d'une décharge, la recombinaison et l'attachement électronique jouent un rôle crucial. Ils peuvent d'une part retarder l'initiation de la décharge car favorisant la formation d'états intermédiaires et d'autre part l'inhiber tout simplement en neutralisant les électrons produits par ionisation. Il est certain que sous n'importe quelles conditions, une multiplication électronique ne peut s'initier que dans une région où les phénomènes d'ionisation sont plus importants que ceux de recombinaison et d'attachement. Le champ électrique pour lequel les quantités d'ionisation sont exactement compensées par celles d'attachement est appelé champ critique (E_{cr}). Pour l'air atmosphérique sa valeur est d'environ 26 kV/cm [42, 43, 46, 47, 51]. Lorsque le champ appliqué dans un intervalle d'électrodes est suffisamment intense, il peut y avoir création d'électrons secondaires quantifiés par γ . Pour les faibles intervalles, en champ homogène et dans les gaz à basse pression, ces électrons sont essentiellement produits par la cathode soumise aux bombardements d'ions positifs et d'atomes métastables issus des avalanches [41]. Ils entretiennent ainsi une succession d'avalanches et on observe alors avec l'augmentation de la tension appliquée, une croissance très rapide du courant. Ce phénomène principalement caractérisé par une forte multiplication électronique reste très peu ou pas lumineux. Il est appelé décharge sombre de Townsend car ce dernier a été le premier à suggérer qu'en champ uniforme, pour des petits intervalles d'air, la multiplication des avalanches était principalement due à la création d'électrons secondaires arrachés à la cathode [41, 51].

Ainsi d'après ce critère de Townsend, un temps minimum est nécessaire pour que puissent apparaître les mécanismes d'émissions secondaires. Celui-ci correspond au temps de transit des ions positifs vers la cathode sous l'effet du champ [51].

Il a été établi que les quantités γ , α et η dépendent essentiellement du rapport E/p , où E représente le champ électrique et p la pression [41, 51, 76]. En champ uniforme (où

$$\frac{E}{p} = \frac{V}{p \cdot D}$$
), la tension d'amorçage de la décharge peut alors être exprimée en fonction du

produit pression-distance ($p \cdot D$). Cette loi est plus connue sous le nom de loi de Paschen [51, 77]. Elle présente par ailleurs certaines contradictions pour le critère de Townsend. En effet, pour des valeurs du produit $p \cdot D$ supérieures à 200 torr.cm, il a été constaté des phénomènes peu compatibles avec le mécanisme d'avalanche de Townsend [51, 75]:

- pour des grandes valeurs de $p \cdot D$, la tension d'amorçage n'est plus dépendante de la constitution de la cathode et le temps minimum nécessaire pour l'apparition des mécanismes secondaires est inférieur à celui proposé par le critère de Townsend.
- Pour les très faibles produits $p \cdot D$, la tension d'amorçage croît par la diminution du nombre de collisions ionisantes. La faible mobilité des ions positifs crée alors une concentration de charge d'espace qui modifie le champ appliqué initialement, donc la valeur du premier coefficient de Townsend.

Le phénomène de concentration de la charge d'espace positive est à l'origine d'un nouveau mécanisme qui est décrit dans la théorie des streamers. Les streamers sont les mécanismes de base d'un type de décharge, filamentaire, lumineuse, transitoire, caractérisée par un mode de propagation plus rapide et une augmentation significative du courant [41, 47, 49,

51, 75]. Il n'y aura aucune limite à cette augmentation de courant tant que la tension appliquée maintiendra les conditions de création d'avalanches cumulatives et ce jusqu'à ce qu'un arc de grande capacité s'établisse dans l'espace entre les électrodes [51, 53].

II.2.2 Décharge streamer (couronne)

Les streamers sont donc des canaux filamentaires partiellement ionisés, dans lesquels coexistent en grand nombre des charges positives et négatives [41, 51]. Leur présence caractérise un type de décharge appelée décharge streamer ou encore décharge couronne. Leur théorie a été formulée initialement vers les années 1950 [41, 47]. Elle a permis d'expliquer l'observation d'activités lumineuses dans des types de décharge se développant en une période inférieure au temps de transit des électrons de la cathode vers l'anode, donc en un temps bien inférieur à celui qui serait nécessaire au claquage de Townsend [41, 47, 51, 75]. De plus, dans une configuration pointe – plan par exemple, le champ appliqué est seulement accentué au voisinage de la pointe. Ainsi une ionisation plus accrue loin de la pointe n'est explicable que par une forte distorsion du champ due à l'effet de fortes densités de charges d'espaces [51]. Pour nous limiter au juste cadre de nos investigations, nous n'aborderons ici que la description des streamers positifs qui ont du reste été beaucoup plus étudiés que les streamers négatifs [45, 46, 50, 51, 78].

II.2.2.1 Amorçage du streamer – notion de volume critique

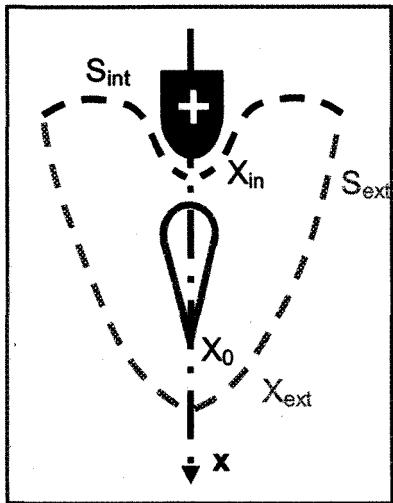
Dans le cas des décharges positives, en raison de l'immobilité relative des ions positifs par rapport aux électrons, le développement d'une avalanche conduit à une

injection d'électrons près de l'anode et à une présence de charge d'espace positive quasi statique non loin. Dans ce contexte, il se crée un champ électrique local croissant entre les électrons regroupés à la tête de l'avalanche et les ions positifs laissés derrière. À une certaine valeur de ce champ, appelé champ de stabilité, l'avalanche devient un streamer lorsqu'elle atteint une certaine taille critique [78 – 80]. Dans la littérature, il est supposé qu'une avalanche atteint cette taille critique en contenant environ 10^7 à 10^9 électrons. Cependant la valeur la plus utilisée est 10^8 [41, 42, 47, 51, 52, 57, 61 – 67, 78 – 80]. Ce critère est connu sous le nom de critère de Raether [81]. La charge d'espace positive ainsi créée entraîne une distorsion du champ électrique qui se traduit par une atténuation du champ entre elle et l'anode et une augmentation de celui-ci entre elle et la cathode [41, 47, 51]. Des électrons positionnés dans ce renforcement de champ vont pouvoir à leur tour créer des avalanches dites secondaires.

Pour amorcer un streamer, un électron germe doit être préalablement positionné dans une région où des conditions favorables de naissance et de propagation de l'avalanche primaire existent [47, 51, 79]. Cette région communément appelée volume critique est définie comme étant le volume de gaz autour de l'électrode HT dans lequel toute avalanche peut se développer suffisamment pour atteindre une taille critique. Cette définition peut être analytiquement formulée à l'aide des deux conditions suivantes:

- le champ électrique dans le volume critique doit être supérieur au champ disruptif du gaz de remplissage, E_{cr} . Alors le taux net d'ionisation, $\bar{\alpha}$, est supérieur à zéro;
- une avalanche initiée par un électron germe dans ce volume doit pouvoir se développer sur une distance suffisante (distance critique) pour générer un streamer.

Mathématiquement, les deux conditions définissant le volume critique peuvent être exprimées à l'aide deux surfaces limites S_{int} et S_{ext} [42, 51].



$$S_{int}: x = 0 \text{ et } \exp \int_{x_{int}}^{x_0} (\alpha - \eta) dx \geq 10^8 \quad (II.3)$$

x_{int} et x_0 représentent les positions respectives de la surface intérieure et de l'électron germe dans l'axe des électrodes.

$$S_{ext}: x \neq 0 \text{ et } E(x) = E_{cr} \quad (II.4)$$

Fig II.1: Représentation du volume critique dans une séquence de décharge positive.

La surface intérieure S_{int} , est telle que tout électron germe situé entre elle et l'électrode HT ne peut créer une avalanche de taille critique. La surface extérieure S_{ext} quant à elle, est définie par le champ critique (E_{cr}). Ces deux surfaces se déplacent durant le développement du streamer. La première peut se rapprocher de l'électrode HT puisque le coefficient α croît rapidement avec l'augmentation du champ électrique et de la densité d'électrons devant l'anode. La seconde fixée par E_{cr} peut s'éloigner de l'électrode HT du fait de l'avancement de la tête du streamer vers la cathode et de la distorsion du champ électrique par la forte densité de charges d'espace positives amenées par les avalanches secondaires [45, 51]. Son déplacement est alors très rapide car étant lié à la propagation du streamer [45]. Quand les

deux surfaces deviennent tangentes aux deux électrodes, le court-circuit correspondant à l'arc électrique s'établit dans l'intervalle.

II.2.2.2 Propagation des streamers positifs

La formation d'un streamer s'explique par les mécanismes de photo-ionisation se produisant à l'intérieur de l'avalanche initialement créée lorsque celle-ci atteint une taille critique. Les électrons accélérés par le champ électrique excitent par collision les molécules neutres du gaz qui en retrouvant leur état fondamental émettent des photons. La tête de l'avalanche devient ainsi le siège d'une importante émission de photons susceptibles d'ioniser à leur tour d'autres molécules du gaz [41, 47, 51]. La photo-ionisation dans le gaz est en réalité pour les décharges couronne ce qu'est le mécanisme d'émission secondaire pour les décharges sombres de Townsend. Les photoélectrons nouvellement créés vont à leur tour amorcer des avalanches qui se développeront maintenant dans un champ fortement accentué par la charge d'espace positive laissée derrière par le premier streamer. Le schéma est donc celui de plusieurs avalanches secondaires quasi simultanées, se dirigeant vers la zone de champ maximal que représente la tête de ce premier streamer. Ces avalanches secondaires peuvent aussi se transformer en streamers au cours de leur avancée vers la tête du premier streamer qui devient dans ce cas le streamer principal. A leur arrivée, les électrons accumulés durant leur dérive neutralisent la charge d'espace positive en tête du streamer principal. Ces mécanismes conduisent à la propagation du streamer positif proprement dit, c'est-à-dire le canal lumineux s'allongeant de l'anode vers la cathode. Son développement est schématisé par la figure ci-dessous.

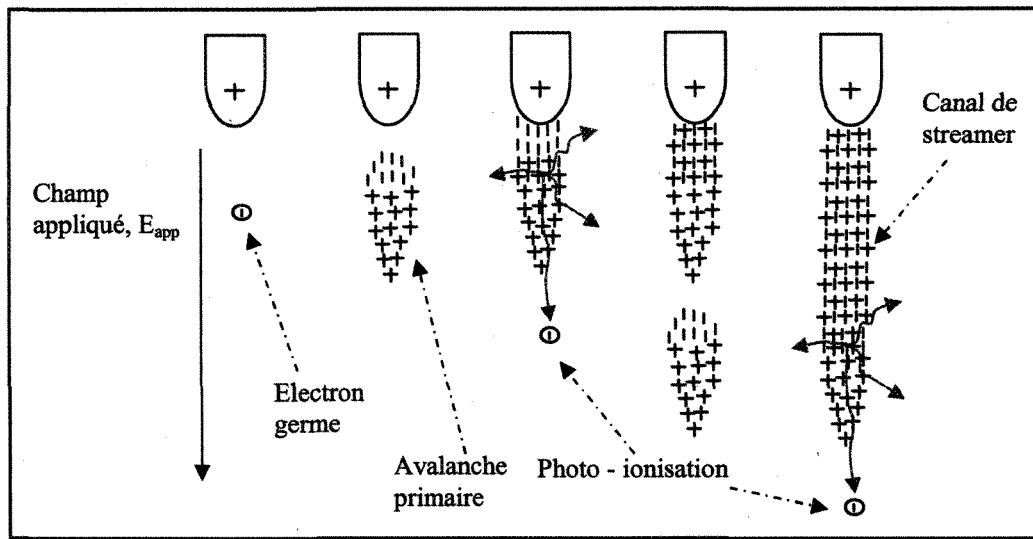


Fig II.2: Schématisation du processus de développement d'un streamer positif.

Les électrons déclencheurs des avalanches secondaires sont considérés comme provenant essentiellement de la photo-ionisation. Si avant d'arriver à l'anode, l'avalanche primaire atteint une taille critique, le champ de charge d'espace qu'elle induit derrière elle deviendra du même ordre de grandeur que le champ appliqué [48, 64, 66, 78, 79, 82]. Les avalanches secondaires, maintenant guidées par la direction du champ total, vont ainsi être attirées vers le nouveau streamer et non plus vers l'anode [48, 51, 66, 79]. Les électrons de ces avalanches vont neutraliser en totalité ou en partie la charge d'espace positive initiale et abandonner plus en avant une nouvelle charge d'espace positive. Tant que les avalanches successives créeront une charge d'espace amenant devant elle un champ suffisant, le processus précédent se répètera [48, 63]. L'auto-maintien de ce processus jusqu'à ce que la cathode soit atteinte dépend essentiellement du champ électrique appliqué [79]. Lorsqu'un champ suffisamment intense est appliqué, la croissance du nombre de paires d'électron-ion devient alors exponentielle le long du parcours du streamer. Le profil de densité des ions

positifs croît ainsi très rapidement vers la tête du streamer. Tout se passe comme si une charge d'espace positive, représentant une prolongation de l'anode, se déplaçait vers la cathode avec une vitesse dite vitesse de propagation du streamer. Celle-ci est d'environ 10^8 cm/s pour des champs appliqués de 4,5 à 6,5 kV/cm dans l'air sous des conditions normales de température et de pression [83].

La propagation des streamers est une étape fondamentale dans le processus de décharge électrique. Son mécanisme est lié au nombre d'électrons et d'ions positifs créés par les avalanches. En effet, la densité de la charge d'espace, modifiant localement la distribution du champ électrique, contrôle par ce fait même le mécanisme de photo-ionisation dans la région frontale du streamer [41, 47, 48, 51, 52, 82].

La propagation d'un streamer étant la succession d'avalanches de taille critique, elle ne pourrait donc se maintenir sans les deux mécanismes suivants:

- formation d'avalanche de taille critique;
- création d'électrons secondaires en avant de la tête du streamer.

En présence d'un champ uniforme, la propagation des streamers conduit inéluctablement à l'établissement du court-circuit entre les électrodes. En effet, dans ce contexte le streamer rencontre au cours de son développement des conditions de champ toujours plus favorables [51, 78]. En champ non-uniforme par contre, la propagation du streamer dépend de la distorsion du champ électrique. La distorsion permanente des lignes de champ permettra au streamer de pouvoir se propager dans des zones où le champ appliqué est relativement faible et largement inférieur au champ nécessaire pour établir une décharge [41, 47, 51, 78]. Cependant il y a un champ externe minimum en dessous duquel la duplication répétitive de

la charge d'espace positive ne peut plus se maintenir. Cette valeur limite appelée champ de stabilité dépend de la polarité de la tension appliquée et peut augmenter avec la densité du gaz et l'humidité absolue [78, 84]. Dans l'air atmosphérique, il atteint 5.10^5 V.m⁻¹ en polarité positive [78, 83, 85, 86]. Théoriquement, il a été établi aussi que le champ à l'intérieur du canal de streamer serait égal à ce champ de stabilité [78, 79, 87]. Si pour une quelconque raison le streamer n'arrive pas à se propager jusqu'à l'établissement du court-circuit entre les électrodes, les charges d'espace produites diffuseront et se recombineront dans le gaz de remplissage. Il n'y aura plus d'augmentation de courant et la décharge s'estompera. Puisque la décharge streamer n'existe que si le streamer arrive à se propager, elle est donc un type de décharge transitoire [79].

II.2.2.3 Caractéristiques d'une décharge positive dans l'air pour un intervalle pointe-plan

En raison de leur grande vitesse de propagation, les streamers ont pour principal mécanisme de développement dans l'air la photo-ionisation. Ce mécanisme permet aussi d'expliquer leur caractère lumineux qui fait que sur une photographie statique, ils apparaissent comme d'étroits filaments d'éclairs [51, 78]. L'aspect filamentaire résulte de l'intégration de la lumière émise par les photons au cours du temps. Du fait de la nature aléatoire du mécanisme de photo-ionisation, les photoélectrons peuvent être produits non seulement en tête du streamer dans la direction de l'accentuation du champ mais aussi dans une direction radiale par rapport à son avancement. Ceux produits simultanément dans des directions radiales peuvent créer à leur tour des avalanches pouvant se développer en

streamers. Ces streamers secondaires créés aléatoirement auront tendance à se regrouper autour de l'électrode HT où à la tête du streamer principal sous forme de couronnes [41, 47, 78]. En effet, sur une photographie rapide, le streamer présente une tortuosité ou encore plus souvent une couronne devant sa tête. Le terme couronne de streamers est une expression maintenant bien connue, utilisée pour décrire la classe générale des phénomènes lumineux produits par le regroupement des streamers autour de l'électrode de même polarité sous forme de couronnes. Une couronne se visualise sur une photographie par de fins filaments lumineux ramifiés (streamers secondaires) partant tous d'une racine unique (anode ou tête du streamer principal) [41, 51, 78]. La tête des streamers se déplaçant à une vitesse très rapide émet dans le domaine du visible et proche de l'ultraviolet [49, 78, 88]. Au cours de la mise en place de la couronne, une impulsion de courant de faible temps de montée et de décroissance exponentielle plus lente est enregistrée [48, 89]. L'apparition des couronnes de streamers est ainsi associée au passage du courant de quelques pico-ampères (10^{-12} A) à quelques dizaines de microampères (10^{-6} A), dans la phase de pré-décharge [41, 49, 53, 78].

Plusieurs phases peuvent être distinguées dans le développement d'une décharge. Leurs caractéristiques dépendent de la géométrie de l'intervalle et de l'onde appliquée. La figure ci-dessous représente les différentes phases généralement observées lorsque par exemple, un intervalle pointe-plan est soumis à une impulsion positive. On y distingue la phase d'initiation, correspondant à l'apparition de la première couronne de streamers, la phase de propagation, correspondant au développement du streamer principal et la phase du saut final correspondant à l'établissement du court-circuit entre les électrodes.

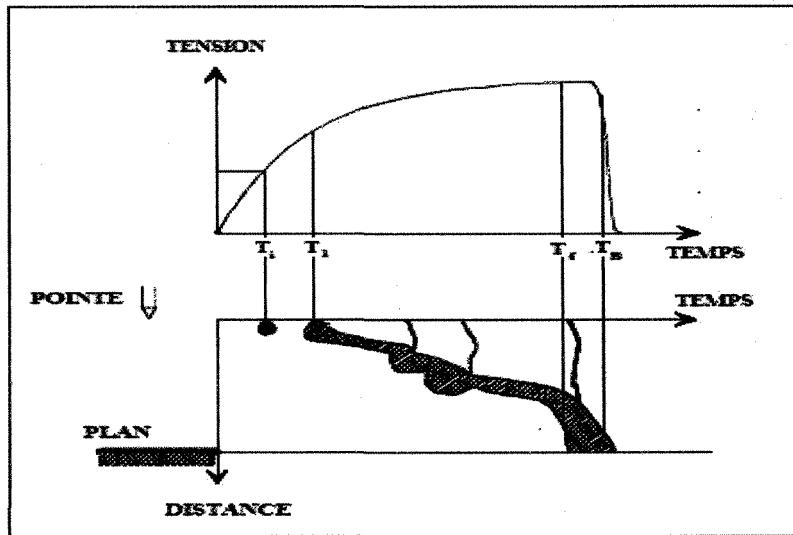


Fig II.3: Schématisation des différentes phases du développement d'une décharge électrique dans l'air pour un intervalle pointe-plan [51].

II.2.2.3.1 La première couronne – l'effet couronne

La première couronne de streamers est la première manifestation lumineuse visible qui apparaît lors de l'établissement d'une décharge dans un intervalle-pointe plan. C'est un phénomène tout à fait aléatoire qui se manifeste en un temps très bref et très variable d'environ une centaine de nanosecondes selon les contraintes appliquées [41 – 53]. Elle apparaît peu après le début du choc (instant T_1 sur la figure II.3) et est constituée de nombreux filaments qui ont tous pour racine la pointe de l'électrode HT. Ces filaments dits streamers apparaissent sur une photographie statique sous la forme d'une trace lumineuse continue. Des travaux ayant produit des photographies en balayage et d'autres réalisés avec des photomultiplicateurs ont cependant montré qu'il n'y avait réellement émission de lumière que dans la région située au voisinage de la tête des streamers [51]. C'est d'ailleurs

dans cette région que se produisent les mécanismes de photo-ionisation qui assurent leur propagation.

L'instant d'apparition de la première couronne, T_i , est un paramètre intéressant dans l'analyse des caractéristiques d'une décharge électrique. Cependant, vu son caractère très aléatoire, c'est souvent la tension appliquée à l'intervalle à cet instant qui lui est préférée pour déterminer l'amorçage de la décharge [51]. Son amplitude dépend de la géométrie de l'intervalle et est d'autant plus grande que le rayon de courbure de l'électrode HT est grand. Cependant puisque les quantités d'ionisation sont essentiellement déterminées par l'intensité du champ électrique, c'est généralement cette dernière grandeur qui s'impose [41 – 51]. On caractérise alors l'apparition de la première couronne de streamers par l'intensité du champ électrique, E_i , à la surface de l'électrode HT à l'instant T_i (instant d'apparition). D'autres grandeurs pouvant aussi permettre de caractériser la première couronne sont l'impulsion de lumière, l'extension des streamers qui la composent, la charge ou le courant qui traverse l'électrode au moment de son apparition. Ces grandeurs dépendent aussi de la tension d'apparition U_i et plus directement du champ d'apparition E_i [51]. La première couronne peut être souvent suivie d'une période sombre dépendamment de la nature et de la forme d'onde appliquée mais aussi de la configuration géométrique des électrodes [41, 47, 51, 75, 90]. Cet aspect du développement des streamers a donné son nom au terme probablement le plus usité dans la description d'un processus de décharge en champ non-uniforme: l'effet couronne. Le terme "effet couronne" traduit cependant l'ensemble des phénomènes se produisant dans un gaz, entourant un conducteur de faible rayon de courbure, soumis à un champ électrique supérieur à son champ disruptif [51, 75].

II.2.2.3.2 La période sombre

Dans le cas où la phase dite période sombre suit l'apparition de la première couronne, aucun phénomène visible n'est observable dans la zone voisine de l'électrode HT. La période sombre est ainsi caractérisée par l'absence de toute activité photo-ionisation dans l'intervalle. Elle tient en une durée de quelques dizaines à centaines de nanosecondes dépendamment de l'intensité du champ appliqué et, dans une moindre mesure, de la nature du gaz [41, 47, 51, 75]. Pendant cette période, la charge injectée à l'électrode HT augmente de façon quasi proportionnelle avec la tension, ce qui indique qu'aucune nouvelle charge d'espace n'est créée [41, 51]. L'absence de phénomène d'ionisation ainsi constatée s'explique par le fait que la charge d'espace positive générée par la première couronne produit un effet écran autour de l'électrode HT, ce qui réduit brutalement le champ électrique à sa surface à un niveau inférieur au champ disruptif du gaz. Cependant le champ peut croître à nouveau sous l'effet combiné de l'augmentation de la tension appliquée et de la diffusion au cours du temps de la charge d'espace positive générée par la première couronne. C'est la durée nécessaire pour que le champ retrouve un niveau supérieur au champ critique qui est appelée période sombre. Elle se termine avec l'apparition de nouvelles couronnes de streamers qui peut être suivie par une autre période sombre si l'augmentation du champ n'a pas été suffisante ou par un régime dit auto-stabilisé dans le cas contraire [41]. Le régime auto-stabilisé s'accompagne d'une forte densité de nouveaux streamers autour de l'électrode HT. La distorsion du champ induite par la nouvelle charge d'espace permet ainsi au streamer d'amorcer sa propagation en direction de l'électrode opposée. Il apparaît aussi durant cette même phase un phénomène connu sous le nom de

burst regime, pour lequel le courant de décharge montre un comportement très erratique, avec de petites pulsations très irrégulières mixées avec de plus longues [41, 48, 78]. La décharge commence ainsi à s'établir et un spot lumineux recouvrant l'électrode HT commence à s'étendre à travers l'intervalle [41]. À des tensions très élevées, proches de la tension de claquage de l'intervalle, c'est plutôt un faisceau étroit de forte luminosité, composé souvent de plusieurs streamers filamentaires, qui s'étend sur l'axe des électrodes. Ce fort branchage ne précède pas toujours le claquage, il apparaît surtout dans les intervalles avec un faible rapport de rayon de courbure sur distance (R/D) [41, 48, 51, 78].

II.2.2.3.3 Le saut final

La dernière phase de la décharge est appelée saut final. Elle correspond à l'établissement du court-circuit entre les électrodes. Elle commence lorsque la couronne ou les streamers secondaires situés à la tête du streamer principal touchent la cathode (T_f sur la figure II.3). Dans le cas des chocs de manœuvre, l'arrivée de ces streamers ou des avalanches secondaires à la cathode conduit nécessairement à l'établissement d'un arc électrique entre les électrodes. Cependant dans le cas des ondes de foudre, les couronnes de streamers peuvent atteindre l'électrode plane sans provoquer nécessairement le saut final [51]. Ce fait s'explique par la grande intensité de la couronne qui est liée à la raideur du front de l'onde, de telle sorte qu'au moment où ces branches touchent la cathode, la zone des streamers représente une fraction importante de l'espace entre les électrodes, résultant en une faible conductivité de l'intervalle d'air. De plus, au même instant, la tension appliquée décroît rapidement, contribuant à réduire le courant injecté dans l'intervalle.

Dépendamment de l'amplitude de l'onde appliquée, la décharge pourra évoluer ou non vers le saut final, bien qu'à un instant donné, elle ait intéressé tout l'espace entre électrodes.

L'imminence du saut final est caractérisée par une croissance très rapide de la luminosité du streamer principal et du courant qui le traverse. Pendant ce temps, le streamer se propage vers la cathode quasiment en ligne droite avec une vitesse dont la croissance est semblable à celle du courant [51]. Cette vitesse très rapide explique que la durée totale du phénomène ($T_B - T_f$ sur la figure II.3) soit très brève et que son étude expérimentale soit délicate. Quand à l'instant T_f , les couronnes atteignent la cathode, une vive ré-illumination partant du point d'impact et rejoignant la tête du streamer peut être observée. L'explication serait qu'à l'approche de la tête, la partie non franchie de l'intervalle se trouve soumise à un potentiel très important qui est la différence entre la tension appliquée et la chute de tension le long du canal de streamer. Il y a alors, une redistribution brutale du potentiel dans la région de la cathode et création d'un front d'onde qui parcourt les streamers en augmentant rapidement leur degré d'ionisation [51]. Le phénomène est cependant plus compliqué, influencé par la présence de la cathode d'où peuvent être arrachés les électrons [51, 91]. En effet, l'arrivée des streamers secondaires à la cathode crée une zone d'activité cathodique dans laquelle sera abandonnée une colonne de charges positives. La zone cathodique va permettre l'injection d'électrons dans cette colonne, ceux-ci remontant vers l'anode sans ioniser puisque l'attachement domine dans cette colonne quelque peu conductrice [91]. Le processus d'attachement est cependant instable et l'injection d'électrons cathodiques va mener à la formation de charges d'espace d'ions négatifs dans la colonne [91 – 93]. La colonne sera alors divisée en régions de faible et de fort champ et sa conductivité

augmentera progressivement, se traduisant par le développement vers la cathode d'une zone lumineuse qui va aboutir à l'établissement de l'arc [93, 94]. Des observations ont montré que la structure du saut final dans le mode claquage par streamers (petits intervalles) est similaire à celle dans les claquages par leaders pour les grands intervalles d'air [48, 92]. Il est possible de caractériser quantitativement le saut final par sa hauteur et sa durée [51]. La durée du saut final est définie comme l'intervalle de temps s'écoulant entre l'arrivée des streamers au plan et celle du canal. Elle est à peu près constante et semble aussi être indépendante de la géométrie de l'intervalle ou de l'amplitude et de la forme de l'impulsion de tension. La hauteur du saut final est définie comme étant la hauteur de l'extrémité du canal au moment où les streamers touchent la cathode. Elle serait dépendante de la tension appliquée à l'instant de l'amorçage du saut final [51, 95].

II.3 Théorie des décharges surfaciques

Les surfaces diélectriques exposées à des champs électriques tangentiels constituent généralement la partie la plus vulnérable de l'isolation des systèmes HT. Malgré qu'une grande quantité de données expérimentales ait été rassemblée sur le sujet [11 – 19, 30 – 40, 69 – 74], aucune interprétation physique satisfaisante du développement d'une décharge dans une interface gaz/solide n'a encore été proposée. Il est cependant bien connu qu'en présence de ces interfaces, plusieurs mécanismes physiques peuvent conduire à l'établissement précoce d'une décharge dans l'intervalle entre les électrodes. Parmi ces mécanismes, on peut noter principalement la distorsion du champ électrique [14, 33, 36, 40], la modification des coefficients d'ionisation et d'attachement [31, 33], l'accumulation

de charges surfaciques [69 – 73] et l’interaction dynamique entre la surface et la décharge elle-même [30 – 34, 74]. Ces mécanismes peuvent grandement affecter le développement de la décharge et ainsi participer largement à la diminution de la rigidité diélectrique de l’espace entre les électrodes [31 – 33, 70 – 73]. Au vu de ces observations, il est évident qu’une décharge surfacique n’est pas assimilable à une décharge se produisant entièrement et uniquement dans l’air. Les processus physiques fondamentaux impliqués dans le développement des avalanches en présence d’une surface diélectrique sont en effet beaucoup plus complexes que ceux dans l’air et leur synergie plus difficile à déterminer. Dans le cas de la présence d’une surface de glace, ces mécanismes risquent d’être encore plus complexes dû à l’effet de l’existence d’une couche quasi-liquide sur la surface et au comportement physique et diélectrique de la glace. Cette complexité additionnelle est de plus renforcée par l’influence qu’ont la température, les impuretés et l’uniformité de la surface sur ces deux phénomènes.

L’étude des décharges surfaciques revêt une grande importance pour l’ingénierie de la haute tension, spécialement pour la conception et le dimensionnement des isolateurs. D’intenses investigations sur le sujet sont d’ailleurs toujours en cours et nous tenterons ici d’en exposer brièvement les plus récents développements. Nous décrirons dans cette partie les principaux phénomènes physiques et électriques qui découlent de la présence d’une surface diélectrique le long de l’axe des électrodes dans un intervalle d’air soumis à une haute tension. Nous traiterons ensuite le cas spécifique de la présence d’une surface de glace en abordant les propriétés physiques et diélectriques de la glace. Nous ferons ensuite une brève comparaison entre les différentes caractéristiques des décharges se propageant

sur une surface synthétique, celles sur une surface de glace et celles dans l'air. Nous discuterons à la fin de quelques principes de modélisation qui peuvent soutenir l'étude théorique des décharges surfaciques.

II.3.1 La distorsion du champ électrique

L'établissement d'une décharge surfacique dans une interface gaz/solide dépend de la condition essentielle de l'existence d'une composante de champ électrique tangente à la surface du diélectrique [70, 72]. Alors lorsqu'une surface diélectrique est le lieu d'une décharge, c'est parce qu'elle a d'abord favorisé une distorsion du champ électrique initialement appliqué et engendré une composante tangentielle dans le nouveau champ géométrique. La figure II.4 ci-dessous met bien en évidence ce premier effet de la présence d'une surface diélectrique entre deux électrodes. Elle schématise la distribution du champ électrique pour système d'électrodes de configuration tige – plan. Les résultats ont été obtenus à l'aide de simulations numériques. Ils montrent qu'un 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 HT [33]. La ligne de champ maximal longe la surface diélectrique en partant du point ayant le champ le plus élevé sur l'électrode HT. Comparativement à la situation dans l'air, la déformation des lignes de champ en présence d'une surface diélectrique entraîne un champ géométrique largement accentué au voisinage de l'électrode HT et abruptement affaibli lorsqu'on s'éloigne de cette zone. Cette distorsion du champ est due à la grande permittivité (comparativement à celle de l'air) du diélectrique. Elle fait qu'en présence de surface

diélectrique, le volume critique, tel que défini dans le cas de l'air, devient réduit [14, 40]. En effet, l'affaiblissement brutal du champ pour des points éloignés de l'électrode HT "positionnerait" le champ critique d'ionisation E_{cr} en une distance plus proche de l'électrode HT qu'il ne serait dans le cas de l'air.

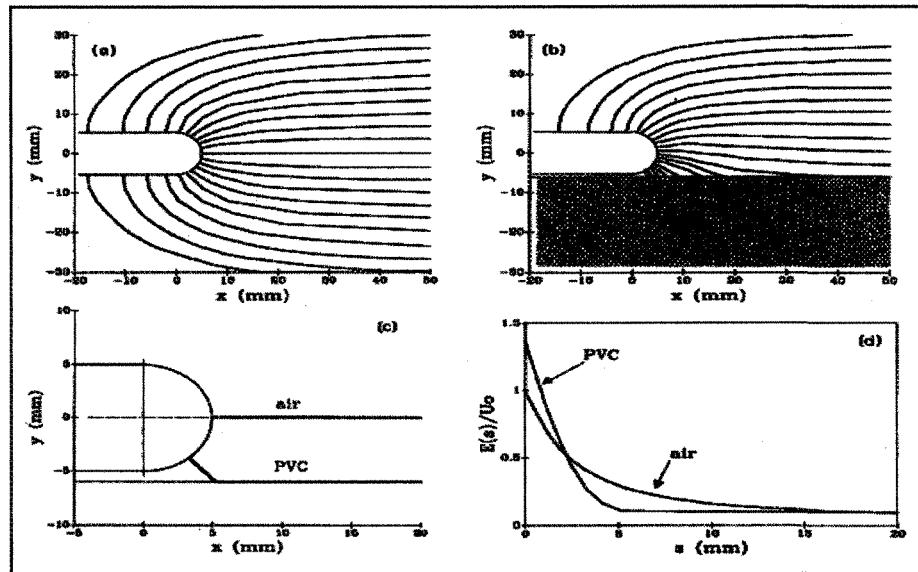


Fig II.4: Comparaison du champ électrique autour de l'électrode HT dans l'air et en présence de surface diélectrique [33].

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

La réduction du volume critique indique que pour une tension donnée, la probabilité de générer des électrons serait plus faible. En d'autres termes, la tension requise pour amorcer une couronne de streamers en présence d'une surface diélectrique serait plus grande que celle dans le cas de l'air. Ce résultat théorique est cependant en totale contradiction avec ceux fournis par les investigations expérimentales effectuées jusqu'à ce jour [14, 17, 33, 34],

36, 40]. Il est donc certain que les mécanismes menant à la formation d'une décharge surfacique ne peuvent dépendre uniquement que de la distribution du champ électrique et de son intensité. Ils tiendront aussi compte d'autres facteurs tels que les conditions de température et de pression mais surtout de la nature des deux éléments formant l'interface, notamment le gaz et la surface diélectrique [31, 33, 70]. Ces facteurs, ajoutés à la distribution du champ électrique local auront naturellement comme principal effet de modifier les quantités d'ionisation et d'attachement initiales de l'intervalle d'air.

II.3.2 L'accentuation du taux net d'ionisation

La structure d'une décharge couronne sur une surface diélectrique apparaît comme étant plus complexe que celle dans l'air [31, 33 – 35, 74]. Ce fait peut être attribué partiellement à l'accentuation du phénomène de photo-ionisation qui peut être due au bombardement de la surface par les ions, électrons et photons [31, 33]. Il en résulte alors une plus grande probabilité de générations d'avalanches de toute part et dans différentes directions. Des travaux ont montré que ce phénomène conduit à un branchage généralement plus abondant des couronnes de streamers [33]. Ainsi comparativement à la configuration sans surface diélectrique et pour une même tension appliquée, l'extension des couronnes en présence d'une surface diélectrique est toujours plus grande. D'autres travaux ont ajouté que la tension nécessaire pour que les couronnes traversent l'intervalle d'air est sensiblement plus faible [31].

Dans le cas de l'air, à des tensions proches de celle de contournement, la formation d'un canal de streamer peut être observée dans la zone voisine de l'électrode HT. Si le streamer

arrive à se propager jusqu'à l'électrode opposée, il provoque inéluctablement un arc électrique dans l'intervalle. En présence de diélectrique, le streamer peut se développer principalement dans l'air, loin de l'axe des électrodes et des charges déposées sur la surface par les avalanches [33]. Dans ce cas, sa propagation peut être stoppée avant le claquage si le champ électrique local devant la tête du streamer ne satisfait plus les conditions de génération d'avalanches de taille critique. Il a été noté à ce titre que les avalanches pouvaient toucher la cathode sans nécessairement provoquer un contournement.

La propagation d'une décharge électrique est bien connue comme étant dépendante du taux net d'ionisations qui lui-même est fonction du champ maximal devant la tête du streamer principal. En présence d'une surface diélectrique autant dans le cas des gaz, l'avancement du streamer sera aussi fortement lié aux quantités d'ionisation et d'attachement. Celles-ci seraient du reste grandement affectées par la présence du diélectrique [31, 33]. Suivant l'interprétation théorique proposée par Gallimberti et al. [33], une surface diélectrique peut modifier les coefficients d'ionisation et d'attachement de deux façons:

- elle peut émettre des électrons sous l'effet du bombardement des photons, des ions positifs et des électrons. Cet apport supplémentaire de la surface contribue à fournir davantage d'électrons germes pour générer des avalanches secondaires et à favoriser davantage d'ionisations par collusions devant la tête du streamer. Cet effet a déjà été démontré expérimentalement pour les surfaces PTFE en présence de SF₆ [31].
- Elle peut aussi attacher les électrons dans des pièges surfaciques et les ions positifs par attraction électrostatique accentuant ainsi l'attachement électronique déjà induit par le gaz formant l'interface.

La réduction de la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air en présence d'une surface diélectrique a souvent été attribuée à la distorsion du champ électrique local et à l'accentuation du taux net d'ionisations. Cependant un autre phénomène qui peut davantage contribuer à modifier les conditions du claquage est l'accumulation progressive de charges sur la surface diélectrique lorsqu'une tension est appliquée à l'intervalle. Ces charges dites surfaciques peuvent affecter significativement les propriétés de la décharge notamment ses paramètres d'initiation, sa propagation et son aspect physique [31, 70 – 74].

II.3.3 L'accumulation de charges surfaciques

Les matériaux utilisés dans l'isolation électrique ne se comportent jamais comme des isolants parfaits. Ils sont susceptibles de se charger électriquement par des mécanismes dont la nature est connue et décrite théoriquement dans certaines situations idéalisées [74]. Dans les situations concrètes rencontrées dans les applications industrielles, il est difficile voire impossible, d'avoir une approche théorique tant les systèmes sont complexes et souvent mal définis au niveau microscopique. Dans le cadre d'une application, on peut recourir au mieux à des estimations de la charge générée ou susceptible de l'être, soit à partir de techniques de mesure ou de simulation, pour des conditions expérimentales données. Un des axes émergents des travaux de recherche de ces vingt dernières années est justement l'influence des charges accumulées en volume ou en surface dans le diélectrique, sur le processus de claquage; qu'il s'agisse de claquage en volume ou de claquage en surface. Naturellement, le mode de claquage qui nous intéresse dans nos travaux est le claquage en surface, c'est-à-dire celui qui survient lorsque le champ

électrique est essentiellement tangent à l'interface gaz/diélectrique. Les principaux mécanismes menant à l'établissement d'un tel claquage viennent d'être explicités plus haut. Le fait est qu'ils peuvent être largement affectées par des charges accumulées sur la surface diélectrique [69 – 73, 96]. A priori, ces charges peuvent modifier grandement la distribution spatiale du champ électrique le long de l'axe des électrodes [31, 69 – 73, 96 – 99]. Elles peuvent aussi augmenter l'énergie interne du diélectrique en introduisant un terme d'énergie electrostatique et un terme électromécanique associé à la déformation du réseau atomique [73]. Par conséquent, elles peuvent changer les conditions de pré-claquage et créer alors des conditions de champ favorables à l'apparition des couronnes de streamers notamment au milieu de l'intervalle, loin de l'électrode HT [70]. Elles peuvent aussi influencer la dynamique de la décharge par leur apport énergétique en favorisant l'accentuation du taux effectif d'ionisation pour un claquage prématué [70 – 74].

II.3.3.1 Les mécanismes de génération de charges surfaciques

Les charges électriques (électrons, ions positifs et négatifs) accumulées sur la surface d'un diélectrique placé le long de l'axe des électrodes sont dites extrinsèques ou intrinsèques dépendamment de leur origine. Elles sont dites intrinsèques lorsqu'elles sont produites initialement à l'intérieur du diélectrique [100], générées soit par électro-dissociation d'espèces neutres [73] soit par ionisation naturelle [73, 97]. Par électro-dissociation, une espèce initialement neutre d'un point de vue électrique se dissocie en des espèces chargées sous l'action d'un champ électrique. Ce phénomène peut concerter le diélectrique lui-même, les additifs (couche semi-conductrice, impuretés) ou encore les

contaminants (poussière, vapeur d'eau, etc.). L'interaction du diélectrique avec des rayonnements ionisants (UV, X et γ) peut aussi conduire à une génération de charges par ionisation du diélectrique lui-même ou des impuretés qu'il contient. Les charges sont dites extrinsèques, par opposition aux charges intrinsèques, lorsqu'elles sont générées par injection à partir: des électrodes [73] ou du contact entre la surface libre du diélectrique et un plasma gazeux [73, 97], de décharges partielles précédentes [35, 96, 101], d'émission par effet champ à partir de la surface des électrodes [102 – 104], de micro décharges entre les groupes de particules présentes sur la surface du diélectrique [103, 104] ou encore des décharges partielles pouvant se produire dans l'interface du contact entre le diélectrique et les électrodes [39, 106]. La figure ci-dessous fait un résumé de ces différentes sources de générations de charges d'espace, les charges volumiques pouvant aussi être transportées vers la surface du diélectrique pour devenir des charges surfaciques.

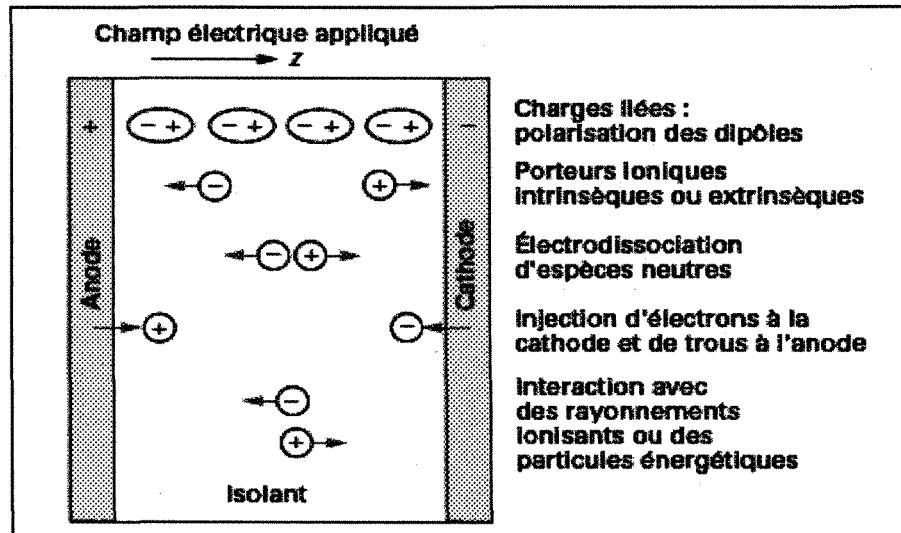


Fig II.5: Mécanismes de génération de charges dans un diélectrique placé le long de l'axe des électrodes [73].

Plusieurs travaux, effectués avec différentes conditions expérimentales, ont cependant conclu que l'émission par effet de champ à partir des électrodes était la source la plus significative de génération de charges surfaciques [70, 73, 107, 108]. La figure ci-dessous fait une schématisation du mécanisme.

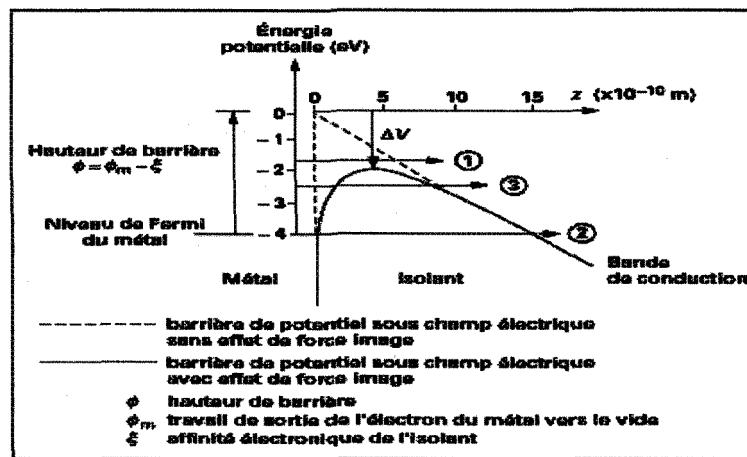


Fig II.6: Injection de charges par effet champ à partir des électrodes [73].

Au-delà des paramètres du diélectrique et du gaz, c'est donc le champ électrique appliqué qui tient le rôle principal. En l'absence de champ électrique, toute charge du métal (électrode) voit une barrière de potentiel dont la hauteur est telle que son passage vers le diélectrique est improbable. La hauteur de cette barrière dépend de l'affinité électronique du diélectrique et de la nature du contact. En présence d'un champ électrique, la hauteur de la barrière devient réduite d'un facteur ΔV dont l'expression est donnée ci-dessous [73, 97]:

$$\Delta V = \frac{e}{2} \left(\frac{eE}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.5})$$

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 dont la valeur devra être prise dans le domaine des hautes fréquences vu que les phénomènes d'injection impliquent des déplacements rapides de charges. La probabilité de franchissement de la barrière augmente donc considérablement avec l'application d'une tension.

Un électron peut franchir une barrière de potentiel par trois mécanismes différents comme schématisés sur la figure II.6 précédente avec les indices (1), (2) et (3). Pour le premier, 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, effet Fowler-Nordheim, l'électron passe à travers la barrière de potentiel par effet tunnel. Un mécanisme composite, connu sous la terminologie d'effet tunnel assisté thermiquement, consiste à 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 [73]. Le courant d'injection Schottky est très fortement dépendant de la température et n'intervient que pour des champs supérieurs 100 kV.cm^{-1} . L'effet tunnel par contre ne peut se manifester que lorsque la longueur d'onde associée à l'électron n'est pas plus petite 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^{-1} . Au-delà de ces valeurs, le courant d'injection augmente fortement; il est faible en dessous [73, 109 – 111].

Il est très difficile de mettre en évidence, avec les diélectriques généralement utilisés en haute tension, les mécanismes d'injection de charges décrits ci-haut. Les principales raisons en sont l'épaisseur des matériaux utilisés, la qualité des surfaces difficilement contrôlable à

l'échelle microscopique et leur structure atomique souvent très complexe. Il n'est donc pas surprenant que dans la plupart des cas, il ne soit pas possible de corrélér le courant mesuré aux paramètres intervenants dans les modèles théoriques d'injection de charge. Ces mêmes difficultés sont aussi notées pour ce qui s'agit des mécanismes de génération interne. Nous avons déjà mentionné plus haut que des travaux ont montré que le mécanisme de génération à partir des électrodes était le plus conséquent pour produire des charges [70, 107, 108]. Cependant sous certaines conditions relevant notamment de l'inhomogénéité du diélectrique, de l'existence d'interfaces dans l'intervalle des électrodes et de la nature du champ appliqué, les mécanismes de génération interne peuvent devenir suffisamment efficents [70, 112]. Les processus d'accumulation que nous décrivons ci-dessous tiennent alors autant compte des mécanismes de génération interne qu'externe.

II.3.3.2 Les mécanismes d'accumulation de charges surfaciques

A ce stade des connaissances, trois mécanismes ont été proposés pour l'accumulation de charges à la surface d'un diélectrique: le transport via le gaz de remplissage, la conduction surfacique et la conduction à l'intérieur du diélectrique [70]. Le premier suggère que les charges produites autour d'une électrode diffusent dans le gaz de remplissage à travers les lignes de champ pour s'accumuler vers le centre de la surface diélectrique [103, 104, 113]. Le second préconise la circulation de charges sur la surface par l'effet du courant de fuite [102, 114, 115], tandis que le dernier propose la migration vers l'extérieur de la surface, de charges produites à l'intérieur du diélectrique [73, 100]. Des travaux qui ont été menés pour évaluer ces trois mécanismes ont révélé que celui du

transport de charges via les lignes de champ était le plus soutenu [107, 108]. Cependant les deux autres peuvent être très efficaces si les propriétés leur donnant naissance (inhomogénéité du diélectrique, caractéristique du champ appliqué) deviennent accentuées. Nous présentons ci-dessous les grandes lignes d'une approche théorique qui a été proposée pour évaluer la contribution de ces deux mécanismes [70].

Il est bien connu que tout matériau soumis à une HT, laisse apparaître des pertes diélectriques. Ces pertes, plus connues sous le nom de courant de fuite ou courant de conduction, sont généralement négligeables dans les applications en HT. Cependant, aussi longtemps que ces pertes existeront, elles favoriseront une accumulation de charges surfaciques (et plus généralement de charges d'espace). Le processus d'accumulation, compte non tenu de l'intensité du champ appliqué, sera autant plus accentué que le diélectrique placé entre les électrodes, sera inhomogène [70]. Ce fait est mis en évidence par l'analyse ci-dessous.

Dans un champ quasi statique, on peut retenir trois équations de Maxwell pertinentes:

$$\nabla \times E = 0 \quad (\text{II.6})$$

$$\nabla \cdot D = \nabla \cdot \epsilon E = \rho \text{ (loi de Gauss)} \quad (\text{II.7})$$

$$\nabla \cdot J + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \text{ (loi de conservation de charges)} \quad (\text{II.8})$$

où D représente le vecteur densité de flux, E le vecteur champ électrique et J le vecteur densité de courant de conduction. ϵ et ρ représentent respectivement la permittivité du diélectrique et la densité de charge d'espace. La dernière équation de Maxwell

susmentionnée indique qu'une augmentation de la densité de charge d'espace en une zone donnée dans le diélectrique résulte de la diminution de la densité de courant à cet endroit et vice-versa. Donc c'est le courant de fuite qui conduit à l'accumulation de charges [70]. Le vecteur de densité de courant est associé au champ électrique suivant la loi d'Ohm:

$$J = \sigma \cdot E \quad (\text{loi d'Ohm}) \quad (\text{II.9})$$

avec σ étant la conductivité du diélectrique associée au champ appliquée. En considérant une permittivité et une conductivité inhomogènes et en combinant les lois d'Ohm et de Gauss, on peut établir une expression de la variation du courant de fuite:

$$\nabla \cdot \epsilon E = \rho = E \cdot \nabla \epsilon + \epsilon \cdot \nabla E = E \cdot \nabla \frac{\sigma \epsilon}{\sigma} + \epsilon \cdot \nabla \frac{\sigma E}{\sigma} = J \cdot \nabla \frac{\epsilon}{\sigma} + \frac{\epsilon}{\sigma} \cdot \nabla J \quad (\text{II.10})$$

$$\nabla J = \frac{\sigma}{\epsilon} \left(\rho - J \cdot \nabla \frac{\epsilon}{\sigma} \right) \quad (\text{II.11})$$

En remplaçant dans la loi de conservation de charges (II.8), le courant de fuite par son expression ci-haut établie, on peut déterminer une corrélation entre la densité de charges d'espace, les paramètres du diélectrique et le courant de fuite:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho}{\epsilon/\sigma} = J \left[\frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} - \frac{\nabla \sigma}{\sigma} \right] \quad (\text{II.12})$$

Cette relation traduit que pour une tension continue par exemple soudainement appliquée, le courant de fuite commence à transférer les charges d'espace continuellement. Ce transfert s'effectue vers les zones où le champ électrique a une composante dans la

direction des gradients de permittivité et de conductivité. Autrement dit les charges d'espaces vont s'accumuler dans les zones où la conductivité et la permittivité du diélectrique connaîtront des discontinuités. Leurs densités peuvent alors temporairement augmenter ou diminuer d'un endroit à un autre.

La relation traduisant le processus d'accumulation (II.12) est néanmoins difficile à solutionner mathématiquement car dépendant de la géométrie du diélectrique et des conditions aux limites du champ électrique. Cependant, on peut imaginer qu'après un certain temps, un régime de saturation dit permanent, surviendra dans le processus. Ce stade sera notable quand la variation de la densité des charges devient négligeable, c'est-à-

dire $\frac{\partial \rho}{\partial t} \approx 0$. La loi d'accumulation de charges s'écrira alors, d'après la relation (II.12):

$$\rho = \frac{\epsilon}{\sigma} \cdot J \cdot \left[\frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} - \frac{\nabla \sigma}{\sigma} \right] = \epsilon \cdot E \cdot \left[\frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} - \frac{\nabla \sigma}{\sigma} \right] \quad (\text{II.13})$$

En régime établi, on obtiendra donc $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ et $\nabla \cdot J = 0$.

En réalité, comme il n'existe aucun diélectrique parfait ($\nabla \cdot J \neq 0$), les charges d'espace vont toujours plus ou moins apparaître dans les régions où la conductivité et la permittivité connaîtront des discontinuités. Ces discontinuités sont d'ailleurs généralement plus sévères aux interfaces entre deux milieux diélectriques différents; par exemple surface diélectrique/gaz, diélectrique/électrodes métallique; que n'importe où ailleurs dans l'intervalle inter-électrode [70]. Il peut alors être établi que les charges s'accumuleront principalement aux interfaces surface/gaz et électrode/diélectrique mais aussi pourraient se

retrouver à l'intérieur du diélectrique si la structure cristalline n'est pas parfaitement homogène. Considérons justement le cas concret d'une interface solide/air comme schématisée par la figure ci-dessous. En appliquant les lois de Gauss (équation II.7) et de conservation de charges (équation II.8) à l'interface, on peut établir les relations suivantes:

$$\epsilon_g E_{n,g} - \epsilon_d E_{n,d} = \sigma_s \quad (\text{II.14})$$

$$\sigma_g E_{n,g} - \sigma_d E_{n,d} = -\frac{\partial \sigma_s}{\partial t} \quad (\text{II.15})$$

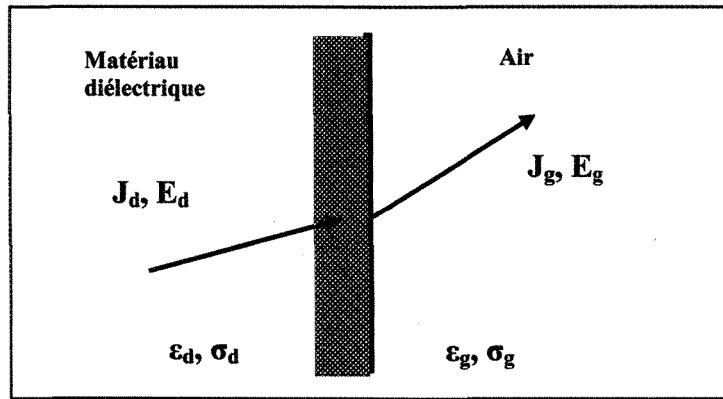


Fig II.7: Schématisation d'une interface diélectrique/air.

L'indice n fait référence à la composante normale du champ à la surface (le gradient du champ tangentiel est nul à l'interface). Les indices g, d réfèrent respectivement au milieu gazeux (air) et à celui diélectrique. En combinant les relations (II.14) et (II.15), on peut ainsi établir la loi d'accumulation pour le côté extérieur de la surface du diélectrique:

$$\frac{\partial \sigma_s}{\partial t} + \frac{\sigma_s}{\epsilon_d / \sigma_d} = \frac{\epsilon_g}{\epsilon_d / \sigma_d} E_{n,g} - \sigma_g E_{n,g} \quad (\text{II.16})$$

La quantité σ_s représente la densité surfacique de charge. Cette relation traduit une forte dépendance de la composante normale du champ avec la densité surfacique de charge. Elle traduit aussi que pour une surface diélectrique sans charge initiale, si la composante normale du champ est nulle à l'interface, il n'y aura pas d'augmentation de la densité de charges, donc pas d'accumulation de charges. Dans le cas contraire, l'accumulation de charges atteindra un régime stabilisé. L'expression de la densité de charges sera alors:

$$\sigma_s = E_{n,g} \left[\epsilon_g - \epsilon_d \frac{\sigma_g}{\sigma_d} \right] \quad (\text{II.17})$$

En définitive, la condition nécessaire pour accumuler des charges à l'interface gaz/surface est liée à la composante normale du champ total (appliqué et induit par les charges) et aux paramètres diélectriques du gaz et du solide. Cette condition s'exprimerait ainsi [70]:

$$E_{n,g} \neq 0 \quad \text{et} \quad \frac{\epsilon_g}{\sigma_g} \neq \frac{\epsilon_d}{\sigma_d} \quad (\text{II.18})$$

Ajoutons qu'une composante normale positive résulte en une accumulation de charges négatives et que naturellement le contraire s'applique.

II.3.3.3 Charges surfaciques et champ électrique

Une fois générés, transportés et accumulés sur la surface diélectrique, les groupes distincts de porteurs de charge deviennent ce qu'on appelle charges d'espace, positives ou négatives selon le type. Lorsqu'elles sont accumulées sur la surface du

diélectrique elles sont appelées charges surfaciques. L'effet majeur de leur accumulation, lorsque le processus atteint un régime de saturation, est la modification de la distribution initiale du champ électrique car elles-mêmes créent un champ local qui se superpose au champ appliqué [69, 70, 71, 97]. La composante du champ la plus affectée est la composante normale [70]. Les charges accumulées la réduisent du côté du gaz tout en l'accentuant du côté du diélectrique. Cependant celle-ci ne pourra jamais être inversée même si elle peut être grandement réduite. Inverser la composante normale signifierait que les pertes diélectriques deviennent nulles [107]. L'accumulation de charges surfaciques a aussi tendance à changer la composante tangentielle du champ. L'accumulation de charges négatives vers l'anode et de charges positives vers la cathode accentue le champ tangentiel total dans les régions des électrodes et le diminue dans la zone centrale de l'intervalle [70, 73]. 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 tout le long de la surface du diélectrique [102]. Puisque le champ varie avec le temps, avant l'atteinte de cette condition de stabilité, durant tout le régime transitoire, le champ tangentiel serait faible dans les zones des électrodes et plus grand que le champ moyen dans la zone centrale de la surface du diélectrique [70]. Cette situation est aussi obtenue lorsque, pour une raison ou une autre, la variation du champ tangentiel vers le régime de saturation est stoppée, avant que la condition extrême de stabilité ne soit atteinte.

L'interprétation de la variation du champ tangentiel montre donc que tant qu'il n'y a pas intensification du champ au niveau des électrodes; le champ électrique total est accentué

sur la surface du diélectrique à mi-chemin des électrodes [70, 73, 116]. La figure ci-dessous présente l'allure du champ transitoire le long de la surface du diélectrique. Cette schématisation suppose que le champ appliquée est croissant et n'a pas encore atteint un niveau suffisant pour provoquer la saturation dans le processus d'accumulation de charges.

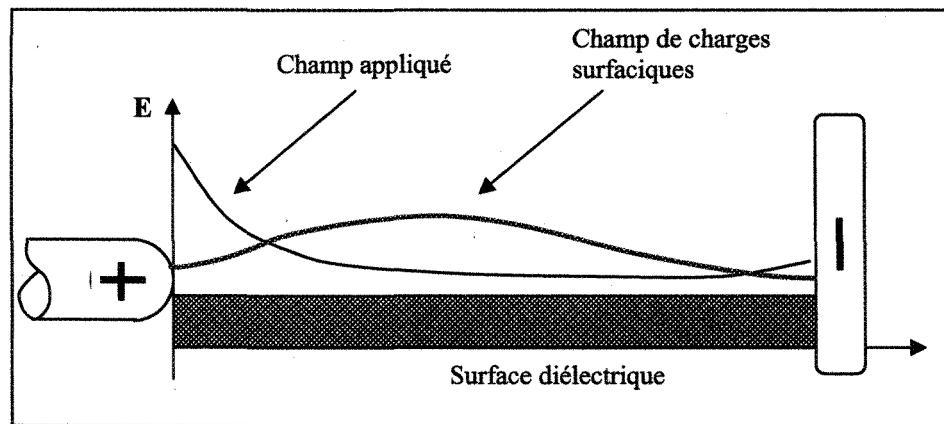


Fig II.8: Interprétation de la distribution du champ tangentiel en régime transitoire

Les relations II.17 et II.18 qui permettent de quantifier les charges surfaciques ne sont valables qu'en régime de saturation. La description du processus d'accumulation requiert la solution analytique des équations II.14, II.15 et II.16; ce qui peut être manifestement très complexe. Cependant leur évaluation permet d'établir que la constante de temps du processus peut être de l'ordre de plusieurs heures dans la pratique [104, 117]. Cette constante de temps dépend de la permittivité ϵ et de la conductivité σ autant du diélectrique solide que du gaz [70]. Les paramètres diélectriques du solide peuvent être trouvés aisément dans la littérature ou déterminés expérimentalement. La permittivité du gaz (par exemple l'air) est souvent stable (proche de celle du vide). Par contre sa densité peut varier grandement en fonction des conditions de température et de pression. En régime alternatif,

dû à la variation permanente du champ appliqué, l'accumulation de charges est moins sévère qu'en régime continu parce que la constante de temps est beaucoup plus grande [70]. Dans nos présentes investigations, le diélectrique utilisé est bien sûr la glace et le gaz de l'interface surfacique, l'air à pression atmosphérique. L'étude que nous venons d'effectuer sur les mécanismes de génération et d'accumulation de charges peut bien s'appliquer et permettre alors une analyse approfondie de l'influence de la glace sur le processus d'établissement d'une décharge à l'interface air/surface de glace. Pour cela il est judicieux de rappeler au préalable les spécificités physiques et diélectriques quelque extraordinaire de la glace [20, 28, 118].

II.4 Propriétés physiques et électriques de la glace

Pour aborder plus loin, sous un aspect purement physique, la nature d'une décharge électrique se propageant sur une de glace, il est important de rappeler les spécificités, souvent fascinantes, du diélectrique en question: la glace. Cette analyse montrera que plutôt que d'être un isolant parfait ou un bon conducteur du point de vue de l'électrotechnique, la glace est plutôt un matériau étrange. Elle est en effet capable de se comporter comme un conducteur dit "protonique", c'est-à-dire pouvant conduire un courant électrique continu par déplacements d'ions positifs et non d'électrons [20, 28, 118]. Nous aborderons donc dans cette partie l'étude de la structure physique de la glace, mais surtout de ses propriétés diélectriques et de conduction. Cette étude permettra d'interpréter plus rigoureusement la propagation d'une décharge électrique sur une surface de glace, et plus particulièrement l'interaction dynamique inévitable entre la surface et la décharge elle-même.

II.4.1 Structure physique de la glace

La glace est d'abord et avant tout de l'eau à l'état solide. Sa phase stable, formée à des pressions ordinaires basses et connue sous le nom de *glace I*, comporte deux variantes dans sa structure, une hexagonale (Ih) et une autre cubique (Ic) [20, 28, 118]. La glace avec laquelle nous sommes familiers est, elle, de structure hexagonale (Ih). Elle est obtenue soit en congelant de l'eau à pression atmosphérique soit par condensation directe de la vapeur d'eau à des températures supérieures à -100°C. Elle n'est cependant qu'une des treize (au moins) phases cristallines qui ont été observées sous différentes conditions de pression et de température [119]. La variante cubique est seulement obtenue quand la glace est formée à des températures inférieures à -100°C [118]. On notera donc que le type de glace dont il est question dans cette présente étude est celle de structure hexagonale (Ih). A l'échelle atomique, la glace devrait être un matériau facile à comprendre car les molécules d'eau (H_2O) qui forment sa structure cristalline sont disposées en maille régulière et sont parmi les plus simples du point de vue de la chimie [20, 28, 118].

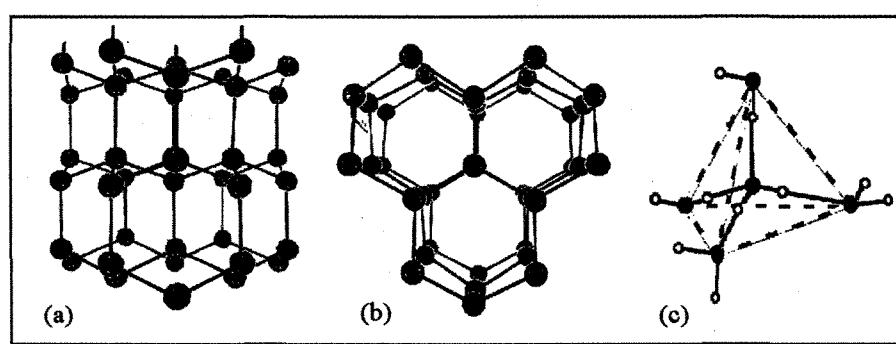


Fig II.9: Structure cristalline de la glace Ih [20, 28, 118].

(a): atomes d'oxygène dans la maille,

(b): vue perpendiculaire de la maille,

(c): agencement tétraédrique des molécules d'eau.

Les molécules d'eau (H_2O) sont constituées d'un atome d'oxygène (O) ayant une liaison covalente avec deux atomes d'hydrogène (H). Dans la structure de glace, les positions des atomes d'hydrogène sont très importantes. Elles ont été examinées par Bernal et Fowler qui en ont émis deux règles bien connues portant maintenant leur nom [120]. Ils ont considéré que pour toute structure satisfaisante de glace, les règles suivantes devraient être vérifiées:

- il y a deux atomes d'hydrogène à côté de chaque oxygène
- il y a un atome d'hydrogène présent dans chaque liaison oxygène – oxygène.

Si la première règle n'est pas respectée, cela conduira à l'ionisation des molécules d'eau. Si par contre c'est la seconde qui ne l'était pas, les molécules d'eau ne placerait pas dans leur attraction la charge négative de l'une avec la charge positive de l'autre. Elles garderaient plutôt ensemble leurs deux charges négatives ou positives [118]. En effet, dans toutes les structures que peut adopter la glace, les molécules d'eau sont reliées entre elles par les concentrations de charge positives de l'une, attirée par les concentrations de charges négatives de l'autre. Une fraction majeure de l'énergie de liaison de la glace est fournie par cette attraction purement électrostatique entre ces concentrations de charge [118]. De plus amples informations sur la structure physique de la glace peuvent être trouvées à l'annexe.

Par ailleurs, la glace devrait encore être d'autant plus facile à comprendre que ses molécules H_2O , disposées en maille régulière hexagonale, sont des entités relativement stables. En effet, lorsque l'eau liquide se transforme en glace, ces molécules de base (H_2O), retiennent leurs caractéristiques principales quoiqu'elles puissent être distordues et polarisées par les interactions avec leurs voisines [28]. Ces caractéristiques sont les suivantes. L'énergie nécessaire pour arracher un premier atome d'hydrogène à la molécule

d'eau (H – O – H) est de 5,11 eV tandis que le deuxième se libère de la liaison avec seulement 4,40 eV [121]. La première excitation électronique de la molécule H₂O survient sous illumination par rayon ultraviolet à 7,5 eV (165 nm). Cette absorption de rayon UV peut conduire à la photodissociation de la molécule [28, 122, 123]. D'autre part, dans leur géométrie, il est d'une importance cruciale pour les propriétés de l'eau et de la glace que la molécule soit pliée plutôt que d'avoir tous ses atomes alignés. Cette forme pliée lui donne un moment de dipôle et permet de déterminer comment les molécules peuvent être ajustées ensemble [28]. Cependant malgré les nombreuses évidences de stabilité de la molécule de glace (ou d'eau), la structure, elle, peut comporter plusieurs défauts qui sont pour la plupart responsables des propriétés diélectriques et de conduction de la glace [20, 28, 118].

II.4.2 Défauts dans la structure de la glace

Un défaut dans un cristal est une zone atomique ou moléculaire qui diffère de celles de la maille régulière originale [28]. Il est localisé à un endroit bien qu'il puisse influencer les zones environnantes en raison de contraintes électrique ou élastique. Les défauts peuvent être présents dans le cristal pur en équilibre thermique (défauts intrinsèques), durant la réfrigération en concentrations non équilibrées ou introduits par des impuretés (défauts extrinsèques). Parmi les défauts intrinsèques, il y a principalement ceux dits protoniques dont les caractéristiques influencent fortement les propriétés diélectriques de la glace. Ils déterminent en effet, les concentrations et les mécanismes de déplacement des porteurs de charge initialement présents dans la glace [20, 28, 118]. Un résumé de l'ensemble des défauts intrinsèques est présenté en annexe. De plus larges défauts peuvent

être considérés si la structure est gravement abrupte dans une zone volumique pour laquelle les dimensions sont comparables avec les distances intermoléculaires (défaut brut).

II.4.2.1 Défauts protoniques

Plusieurs sortes de défauts peuvent survenir dans la glace. Parmi eux, il y a surtout ceux qui apparaissent lorsque les règles de Bernal – Fowler ne sont pas respectées [28, 118]. Si c'est celle établissant qu'il y a deux hydrogènes à côté de chaque oxygène qui est violée, il survient un défaut dit ionique. Lorsqu'il y a un seul atome d'hydrogène autour de l'atome d'oxygène, on obtient un ion OH^- , et quand il y en a trois, un ion H_3O^+ . Si par contre c'est la règle établissant qu'il n'y a qu'un seul hydrogène dans chaque liaison oxygène – oxygène qui est violée, on obtient un défaut Bjerrum [124]. Dans ce cas, soit il n'y a aucun atome d'hydrogène présent dans la liaison soit il en existe deux. Ces types de défaut portent le nom de celui qui a été le premier à établir que pour qu'il y ait polarisation ou conduction électrique dans la glace, il faut qu'en des endroits de la maille, les règles de structure de la glace, notamment celles de Bernal–Fowler, soient violées [20, 28, 118]. Les défauts proposés par Bjerrum forment avec ceux dits ioniques les défauts protoniques [28].

II.4.2.2 Défauts d'impuretés chimiques

Comme mentionné plus haut, certains atomes d'impureté peuvent occasionner des défauts dans la structure de la glace. Bien que beaucoup de substances chimiques soient hautement solubles dans l'eau, très peu parmi elles arrivent à se dissoudre dans la glace [20, 28, 118]. En effet, lorsque des solutions aqueuses sont réfrigérées, le

soluté est largement rejeté dans le liquide [2, 28]. Ces impuretés peuvent être subséquemment incorporées dans la glace comme des inclusions de solution concentrée (comme la glace d'eau de mer), ou attrapées dans les pièges du cristal. Cependant elles ne sont pas présentes à l'état solide dans la maille de glace. Seulement deux molécules, l'acide fluorhydrique (HF) et l'ammoniaque (NH₃), peuvent remplacer en concentration notable, celles d'eau dans la structure du cristal de glace [20, 118]. Il est important d'ajouter que c'est principalement les molécules HF et NH₃ qui peuvent se dissoudre dans la glace et non leurs formes ionisées, F⁻ et NH₄⁺. Toutefois, il reste vrai que ces molécules sont plus faciles à ioniser que celle originale d'eau. Ainsi, pour des concentrations notables de HF et de NH₃, le nombre de défauts ioniques produits à travers les réactions décrites ci-dessous peut être élevé, comparé à ceux produits par la dissociation des molécules d'eau [118].



Autant qu'elles puissent créer des défauts ioniques, ces impuretés peuvent aussi être des sources importantes de défauts Bjerrum [28].

Les autres solutions aqueuses n'ont pas été aussi largement étudiées que celles contenant du HF et du NH₃. Toutefois une étude menée avec une solution de chlorure d'hydrogène (HCl) a révélé que pour de faibles concentrations, les atomes de HCl peuvent se dissoudre substantiellement dans la glace [125]. Les possibilités d'impuretés interstitielles ne sont pas non plus nulles. En effet, la structure de la glace étant ouverte, de petites molécules devraient pouvoir s'insérer dans les espaces entre les molécules d'eau. Cependant même si

les quantités d'impuretés sont faibles, celles-ci peuvent être efficientes car pouvant se combiner avec d'autres sources de défauts, comme ceux par excitation électronique, pour influencer les propriétés de la glace [20, 28, 118].

II.4.2.3 Défauts par excitations électroniques

L'énergie nécessaire pour exciter un électron dans la structure de la glace est suffisamment grande pour que ce phénomène ne survienne pas thermiquement [118]. Alors, d'un point de vue purement électronique, la glace apparaît comme un isolant plutôt qu'un semi-conducteur. En effet, sa conductivité ne serait pas due à un déplacement d'électrons mais plutôt à un déplacement d'ions positifs. Toutefois des atomes ou molécules peuvent être excités dans la glace par irradiation; laquelle peut leur donner suffisamment d'énergie pour libérer un électron. Des études ont montré que ces électrons ainsi obtenus ont une mobilité quasi indépendante de la température et largement plus élevée que celle des défauts protoniques [28, 126, 127]. Ils peuvent dans certains cas être piégés dans la glace pour ainsi donner un point de défaut [20, 28, 128]. Leur taux de capture augmente fortement avec la présence d'impuretés telles l'acide fluorhydrique ou l'ammoniaque [129]. Cependant une faible concentration d'électrons reste en équilibre malgré ces pièges avant que les impuretés n'atteignent un état dissout [28]. D'autres études ont aussi montré que des radiations UV émises dans la gamme de 175 à 190 nm peuvent générer une photoconductivité dans la glace même si celle-ci diminue après une illumination prolongée [130]. Il a aussi été observé que majoritairement, ce sont des porteurs de charge négative qui sont créés et qu'ils diffuseraient jusque dans les régions non illuminées [28, 131].

II.4.2.4 Défauts bruts

Les défauts bruts sont ceux qui ont une répartition volumique dans la glace.

Ils peuvent être nombreux et de types variés. Les plus importants d'entre eux sont naturellement les bulles remplies de vapeur d'eau ou d'air et les inclusions liquides ou de solides [118]. Ces types de défauts bruts peuvent être souvent dus à une fusion interne qui survient lorsqu'une radiation est absorbée dans le cristal [132].

Les bulles d'air surviennent quant à elles, assez fréquemment durant le processus de formation de la glace. La faible solubilité de l'air dans la glace occasionne généralement la naissance de bulles dans l'interface entre les deux milieux et certaines restent incorporées dans la glace [133].

Les inclusions liquides apparaissent dans la glace quand celle-ci est formée à partir de solution saline, le sel ne pouvant être dissout dans la structure finale de glace. Dans ce cas, comme dans celui de la formation des bulles d'air, l'eau à l'interface de la couche de glace devient riche en impuretés [28, 118]. Son point de congélation sera abaissé comparativement à celui de la solution saline et un phénomène connu sous le nom de surgélation constitutionnelle prendra naissance [118]. Dans cette condition, une irrégularité de l'interface glace/eau peut se développer de façon instable et il ne sera pas difficile pour des poches de liquide, riche en impuretés, de s'introduire dans la glace.

II.4.3 Propriétés physiques de la surface de glace

Une surface solide, qu'elle soit en interface avec le vide, un gaz, un liquide ou encore un autre solide, est une région comportant toujours des propriétés différentes de

celles du bloc. La source fondamentale de cette différence est que les molécules ou atomes présents sur la surface baignent dans un environnement asymétrique et ne sont influencés que par les forces de liaison d'un bord. Cela provoque alors à l'interface, des déplacements d'atomes de leurs positions initiales et des changements dans les constantes d'énergie et rapports de force sans oublier les conséquences dans les couches intérieures de la structure. La surface de glace n'échappe donc pas à ces propriétés. Il convient alors de remarquer que les molécules d'eau à la surface du cristal de glace forment moins de liaisons que dans son volume et sont donc plus sensibles à l'agitation thermique [20, 28, 118].

Depuis près d'un siècle, la surface de glace a concerné de très nombreuses investigations dont celles de Faraday qui ont été les premières à suggérer qu'elle avait des propriétés physiques intermédiaires à celles de la glace et de l'eau [134, 135]. De nombreuses observations expérimentales ont confirmé par la suite l'existence de ces propriétés et ont mis en évidence la présence sur la surface de glace; même à des températures très inférieures au point de congélation; d'une couche très mince appelée tantôt couche quasi-liquide, tantôt surface de pré-fonte ou encore film d'eau [20 – 23, 27 – 29, 136 – 140]. Elles ont aussi montré que les propriétés physiques de cette couche de surface sont beaucoup plus proches de celles de l'eau liquide que de celles de la glace. Cependant, en dépit de ces multiples travaux, les caractéristiques et la nature de cette couche quasi-liquide ne sont pas encore totalement élucidées. Considérant son environnement asymétrique, la surface libre de glace est soumise à des rapports de force rendant la migration des molécules possibles. Des travaux ont en effet montré que la couche quasi-liquide était fondamentalement hétérogène caractérisée par une forte présence de pores ou cavités et de défauts protoniques

[28, 29]. Elle est par ailleurs soumise à une augmentation graduelle, en fonction de la température, du désordre de ses liaisons atomiques qui l'éloigne progressivement de la structure hexagonale de la glace [24, 29, 141]. La figure ci-dessous présente la structure de la couche quasi-liquide et l'influence de la température sur le désordre cristallin.

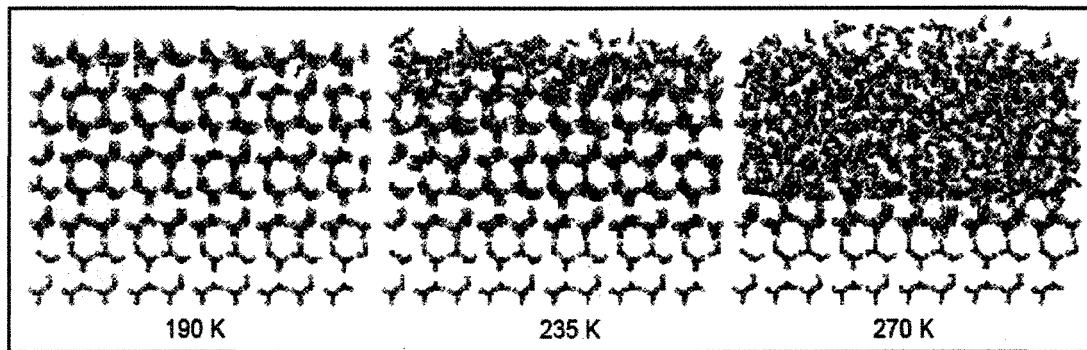


Fig II.10: Apparition d'une couche quasi-liquide à la surface de la glace avec l'augmentation de la température [29].

Il a aussi été établi qu'en plus de la température, l'épaisseur de la couche quasi-liquide était extrêmement sensible à la présence d'impuretés dans la glace [20, 22, 27]. En effet, durant le processus de solidification de la solution aqueuse, les impuretés initialement présentes ne sont pas incorporées en grande quantité dans la structure cristalline de la glace. Elles sont rejetées progressivement de la partie solide vers les portions liquides et les interfaces avec le solide [2, 28, 142, 143]. Puisque ces impuretés ne sont pas volatiles, elles se retrouveront à la fin du processus de solidification, en très grande partie sur la surface réduisant ainsi son énergie d'activation et augmentant sa conductivité [2, 22, 28]. De plus, elles perturberaient localement le réseau atomique, diminuant la température d'apparition de la couche quasi-liquide et affectant les propriétés notamment dynamiques de la surface de glace. Des

travaux ont même montré qu'un recouvrement d'une monocouche de HCl sur la glace abaisse d'environ 15 °K la température d'apparition de la couche quasi-liquide [25, 26]. Toutefois la température exacte à laquelle cette couche quasi-liquide apparaît est encore sujette à controverse bien que l'essentiel des études expérimentales la situent au-dessus de -30°C [21, 27, 29]. Des travaux relativement récents ont déterminé l'épaisseur de la couche quasi-liquide pour des températures allant de -28°C à -0.02°C [27]. La figure ci-dessus présente la courbe alors obtenue.

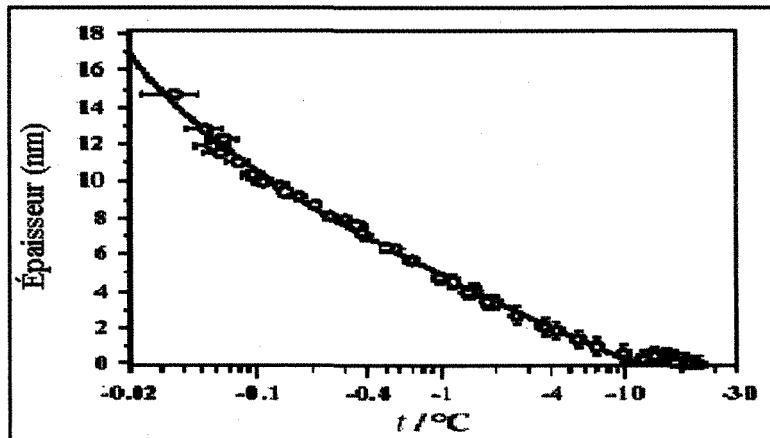


Fig II.11: L'épaisseur de la couche quasi-liquide en fonction de la température de la surface de la glace [27].

II.4.4 Propriétés électriques de la glace

Bien qu'à première vue la glace n'apparaisse pas comme un matériau qui intéresse l'électrotechnique, ses propriétés diélectriques et conductrices ont été largement étudiées aussi bien expérimentalement que théoriquement [20, 28]. Celles-ci sont pour l'essentiel dues à l'existence de défauts, notamment ceux dits protoniques, dans sa structure [28]. D'autre part, les molécules d'eau qui composent la structure ont un moment de dipôle.

Alors, si elles peuvent s'orienter en présence d'un champ électrique, la glace aura une grande permittivité relative, comme c'est le cas en basses fréquences [20]. En plus de ses propriétés diélectriques, la glace peut aussi conduire un courant électrique continu. Elle est à ce sujet un bon exemple de conduction électrique par transfert de protons [20, 28]. Un parallélisme intéressant a d'ailleurs été souvent constaté entre la conduction protonique dans la glace et la conduction électronique dans les métaux et les semi-conducteurs. Cependant les ions positifs ne partagent pas avec les électrons les mêmes propriétés de mécanique quantique, caractéristiques essentielles de la théorie des bandes d'énergie dans les solides [20]. Nous traiterons dans ce qui suit les propriétés diélectriques et de conduction de la glace. Nous aborderons sous cet aspect, distinctement celles de la glace pure et celles de la glace polluée. Nous terminerons cette partie par une analyse des effets des électrodes et de la possibilité d'accumulation de charges sur la surface de glace.

II.4.4.1 Généralités

Quand un champ électrique est appliqué à un bloc de glace, trois processus distincts peuvent survenir [20]:

- les molécules deviennent polarisées par le champ. La réponse à une variation du champ est très rapide. Cet effet est indépendant de la fréquence pour des valeurs inférieures à la gamme des micro-ondes.
- la glace devient polarisée par la réorientation des molécules ou des liaisons covalentes. A l'équilibre thermique, il existe une polarisation nette de la glace.

- avec des électrodes convenables, il y aura circulation d'un courant stable selon la loi d'Ohm. Il n'y a pas de conduction électronique dans la glace et le courant observé découle d'un flux d'ions positifs.

Dans les deux premiers processus, la polarisation électrique P , c'est-à-dire le moment de dipôle par unité de volume, s'établit en fonction du champ E selon l'équation suivante:

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (\text{II.21})$$

dans laquelle ϵ_0 représente la permittivité du vide et χ la susceptibilité telle que définie par la relation suivante $\epsilon = 1 + \chi$.

Aux hautes fréquences où seul le premier processus survient, la permittivité relative est notée ϵ_∞ . Aux très basses fréquences (fréquence ≈ 0 Hz), elle est notée ϵ_s et la susceptibilité induite par le deuxième processus est $\chi_s = \epsilon_s - \epsilon_\infty$. Dans le dernier processus, celui de la conduction ohmique, la densité de courant est donnée par:

$$J = \sigma_s \cdot E \quad (\text{II.22})$$

où σ_s représente la conductivité statique.

La polarisation décrite dans le deuxième processus est un exemple parfait de ce qui est communément appelé processus de relaxation de Debye [20, 28, 144]. Elle approche sa valeur d'équilibre $P_s = \epsilon_0 \chi_s E$ selon l'équation suivante:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{1}{\tau_D} (P_s - P) \quad (\text{II.23})$$

τ_D est appelé temps de relaxation de Debye [144]. Il dépend de la température et de la pureté de la glace. La théorie de relaxation de Debye a permis d'établir pour les matériaux comme la glace, la dépendance avec la fréquence des paramètres électriques tels la capacitance et la conductance. Pour les très hautes fréquences, il est impossible pour la polarisation de suivre les variations du champ électrique alors que pour les basses fréquences elle suit exactement P_s . Toutefois pour des variations de temps comparables à τ_D , la polarisation reste en retard par rapport au champ. Cela résulte alors en une dissipation d'énergie et l'apparition d'une composante résistive de courant circulant à travers le bloc de glace est observée [28].

En tenant en compte de tous les processus décrits plus hauts, les expériences ont montré que le comportement électrique de la glace pouvait être représenté par le circuit équivalent ci-dessous.

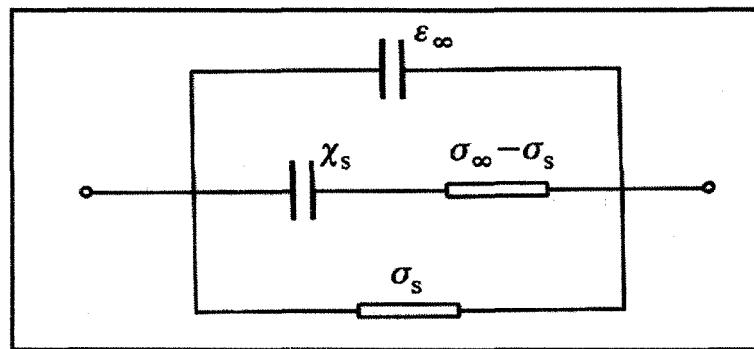


Fig II.12: Circuit équivalent d'un spécimen de glace avec des électrodes idéales [28].

En hautes fréquences, le circuit peut se résumer par la capacitance et la conductance hautes fréquences en parallèle, symbolisées respectivement par ϵ_∞ et σ_∞ . En basses fréquences, il devient équivalent à la capacitance totale ($\epsilon_s = \epsilon_\infty + \chi_s$) en parallèle avec la conductance statique σ_s . La branche du milieu, constituée par χ_s en série avec $(\sigma_\infty - \sigma_s)$, représente exactement le processus de relaxation de Debye.

La permittivité relative de la glace peut être établie en fonction de la fréquence et des permittivités statique et en hautes fréquences. Son expression est la suivante:

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + i\omega\tau_D} = \epsilon' - i\epsilon'' \quad (\text{II.24})$$

avec

$$\epsilon' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau_D^2} \quad (\text{II.25})$$

et

$$\epsilon'' = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\omega\tau_D}{1 + \omega^2\tau_D^2} \quad (\text{II.26})$$

τ_D , le temps de relaxation de Debye, représente aussi la constance de temps bloc de glace [20]. La partie réelle ϵ' représente la permittivité relative ordinaire de la glace et la partie imaginaire ϵ'' , le facteur de pertes diélectriques ou d'absorption d'énergie électromagnétique. Il est à noter aussi que la permittivité relative de la glace et le facteur de pertes diélectriques dépendent de deux paramètres qui sont la fréquence ω (rad.s⁻¹) et la

température T (°K). La dépendance à la fréquence est assez explicite, cependant celle par rapport à la température apparaît seulement implicitement à travers $\epsilon_s - \epsilon_\infty$ et τ_D qui sont tous deux fonction de la température [20].

La conductivité complexe de la glace est aussi dépendante de la fréquence.

$$\sigma = \sigma' + i\sigma'' \quad (\text{II.27})$$

avec

$$\sigma' = \frac{\omega^2 \tau_D^2 (\sigma_\infty - \sigma_s)}{1 + \omega^2 \tau_D^2} \quad (\text{II.28})$$

et

$$\sigma'' = \frac{\omega \tau_D (\sigma_\infty - \sigma_s)}{1 + \omega^2 \tau_D^2} \quad (\text{II.29})$$

La partie réelle de la conductivité complexe est appelée conductivité diélectrique. Elle dépend de la fréquence mais aussi du facteur de pertes. Elle peut être due à la migration de porteurs de charge à travers le bloc de glace, aux effets de polarisation ou résultée d'une autre forme de dissipation d'énergie associée à l'orientation des dipôles moléculaires [20].

Les résultats sur les mesures de la permittivité et de la conductivité sont souvent présentés en fonction de la fréquence et de leurs valeurs en statique et en hautes fréquence. Les valeurs de ces paramètres pour la glace pure sont présentées ci-dessous. A des fréquences inférieures à 1 MHz, les propriétés diélectriques de la glace sont dominées par le processus de réorientation des molécules d'eau dans le champ électrique [146, 147]. On peut aussi remarquer que la permittivité (et le facteur de pertes) diminue quand la fréquence

augmente, exactement comme dans un processus de premier ordre (ayant un seul temps de relaxation) [148]. Dans ce cas, c'est l'effet direct du processus de Debye. De plus amples informations sur les paramètres électriques de la glace pourront être trouvées à l'annexe.

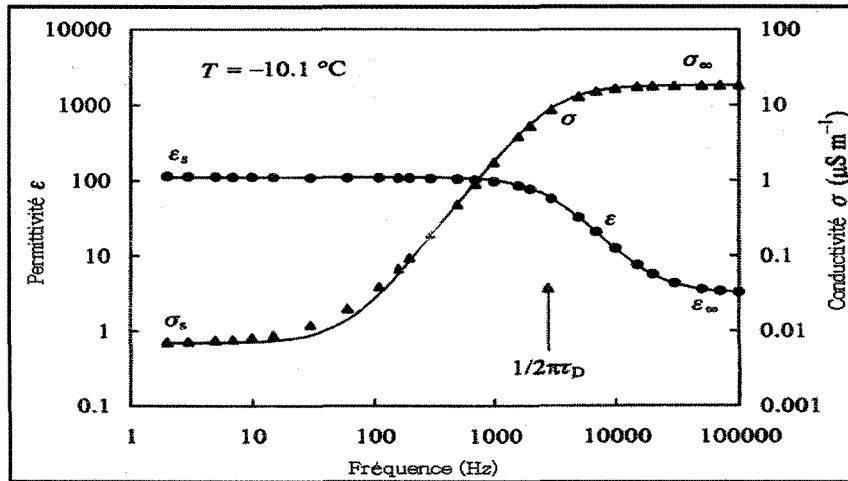


Fig II.13: Variation de la permittivité relative et de la conductivité de la glace pure en fonction de la fréquence. Température -10,1 °C [28, 145].

II.4.4.2 Mesures sur les paramètres électriques de la glace

Les résultats de nombreuses mesures de la permittivité relative de la glace en hautes fréquences (ϵ_∞) sont disponibles dans la littérature scientifique. Il est généralement supposé que la valeur est indépendante de la température et se situerait entre 3,1 et 3,2 pour des fréquences allant de 10 à 10^5 MHz [20, 28]. Il faut toutefois noter qu'à des températures nettement basses, cette permittivité augmente légèrement avec la température [149]. En ce qui concerne la permittivité basse fréquence (ϵ_s), sa valeur est en général prise autour de 97,1 [20, 28]. Elle est plus grande que celle de l'eau liquide qui est de 88,2 à 0°C [20].

Les mesures sur le temps de relaxation diélectrique ou constante de temps de Debye sont aussi disponibles. Les plus récentes ont enregistré des valeurs situées autour de 14 μ s à 0°C [20]. Ce paramètre dépend aussi légèrement de la température [20, 28].

Pour ce qui s'agit des paramètres de conduction, notamment la conductivité statique (σ_s), les investigations qui ont été jusqu'ici reportées ont souvent donné des valeurs qui différaient largement [20, 28]. En effet, σ_s est difficile à mesurer à cause de la polarisation aux électrodes pouvant inhiber la circulation du courant et générer des relaxations supplémentaires. Il est plus pratique de déterminer sa valeur à une limite basse fréquence avant l'apparition du processus de dispersion de Debye. Toutefois, sa valeur est si faible qu'il est presque impossible de déterminer cette limite avant que les relaxations de charges d'espace ne deviennent importantes [28]. D'autre part des investigations ont aussi montré que, sauf attention particulière, la mesure de la conductivité pouvait être faussée par une conduction surfacique, surtout à des températures supérieures à -30°C [150, 151]. Ces mêmes investigations et d'autres ont montré que même en tenant compte de ce facteur, la valeur de la conductivité statique pouvait varier d'un spécimen à un autre de plusieurs ordres de grandeur. La conclusion majeure à en tirer est que ce paramètre est très sensible aux impuretés résiduelles et qu'il n'y a d'ailleurs aucune évidence qu'à ce jour, la vraie valeur de la conductivité de la glace ait déjà été mesurée [28]. Toutefois, la valeur de conductivité statique la plus faible et la plus consistante obtenue jusqu'ici pour la glace pure est de $6,4 \cdot 10^{-10}$ S.m⁻¹ à -10°C [28]. σ_s décroît aussi avec la température [20].

Quand la fréquence augmente, pour des valeurs supérieures à 10 kHz, la conductivité atteint une valeur limite stable, connue comme étant celle de la conductivité hautes

fréquences σ_∞ . Sa valeur mesurée serait d'environ $4,47 \cdot 10^{-5} \text{ S.m}^{-1}$ pour la glace polycristalline à 0°C à 10 kHz [20]. Elle augmente aussi avec la température [20, 152].

II.4.4.3 Glace polluée

Les propriétés électriques de la glace sont très sensibles à la présence d'impuretés, même en quantité très faible [20, 28]. Ces impuretés peuvent avoir des effets drastiques particulièrement en basses fréquences [20]. Les concentrations des défauts générés déterminent les conductivités partielles et donc les paramètres électriques mesurables tels les conductivités et permittivités statiques et hautes fréquences [28]. Ces mécanismes ressemblent en fait beaucoup aux effets de dopage des semi-conducteurs avec des atomes donneurs ou accepteurs pour générer des électrons ou des trous qui participeront ainsi à la conduction du courant électrique.

La majeure partie des investigations sur les propriétés électriques de la glace polluée a été effectuée sur une glace dopée avec de l'acide fluorhydrique (HF) [152 – 155]. Toutefois des études ont révélé que le dopage par acide chlorhydrique (HCl) était similaire à celui avec HF [143, 156, 157].

Ces investigations ont révélé trois importantes caractéristiques [28]:

- pour des températures élevées et un dopage faible, la conductivité statique σ_s est quasi indépendante de la température et augmente avec la concentration de dopants.
- à ces températures, un léger dopage n'ayant pas un grand effet sur σ_s , produira seulement une très faible augmentation de la conductivité hautes fréquences σ_∞ .

- à de fortes concentrations de dopants (toujours quelques p.p.m seulement) σ_∞ et σ_s ont des valeurs similaires. Cette caractéristique apparaît aussi lorsque le dopage fait augmenter σ_s jusqu'au-delà de la valeur intrinsèque de σ_∞ et que les deux conductivités sont dominées entièrement par la concentration de dopants.

La constante de relaxation diélectrique est aussi grandement influencée par la présence de dopants dans la glace [20, 28]. Cette influence apparaît sous forme d'une forte diminution lorsque la concentration des dopants augmente, surtout à basses températures. Elle peut atteindre un ordre de 1000 à des températures proches de 200°K comparativement à la glace pure [158, 159].

Dans notre présente étude, le dopage ou la source d'impuretés à considérer n'est ni du HCl ni du HF mais plutôt du chlorure de sodium (NaCl). Le NaCl est utilisé pour préparer une solution aqueuse dont la conductivité prédéterminée est un paramètre expérimental fondamental dans nos investigations. Il s'avère alors important de considérer l'influence de ce facteur dans l'analyse de la glace en tant que diélectrique. Nous savons maintenant que quand une solution aqueuse est réfrigérée, les ions qu'elle contient ne sont généralement pas incorporés dans la glace en proportions originalement présentes [142, 143]. Dans le cas du chlorure de sodium par exemple, les ions négatifs Cl^- intègrent la glace en tant que molécules HCl laissant les ions Na^+ et OH^- dans la phase liquide. Les propriétés électriques de la glace ainsi formée se trouvent être très similaires à celles d'une glace obtenue à partir d'une solution d'acide chlorhydrique (HCl) [28]. Des investigations relativement récentes ont révélé qu'effectivement la conductivité statique σ_s était fortement liée à la

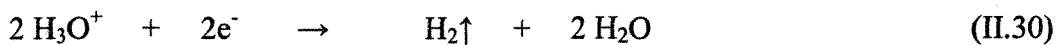
concentration de sel tout comme elle l'était par rapport à l'acidité dans le cas des solutions acides [160]. D'autres études comparatives ont toutefois montré que la conductivité hautes fréquences σ_∞ , associée avec la dispersion de Debye, laissait apparaître des pics correspondant à la présence de Cl^- . Ces pics n'ont pas été notés dans le cas d'une solution acide et n'étaient pas aussi associés aux variations de conductivité statique σ_s [161]. Une des interprétations de ce dernier résultat serait que pour la glace formée à partir de solutions acides, l'incorporation des impuretés conduit à la génération d'ions H_3O^+ , ce qui est impossible quand les molécules d'eau sont substituées par les ions Cl^- d'une solution à base de NaCl . En conséquence, lorsque la glace est formée à partir de solution saline, la densité de défauts protoniques; responsables de la polarisation et de la conduction; n'est pas du même ordre que lorsqu'elle provient de solution acide [161, 162].

La présence d'impuretés dans la glace apparaît maintenant clairement comme un facteur qui peut largement affecter ses propriétés diélectriques et de conduction. Avec l'existence éventuelle d'autres défauts, des mesures fiables sur les paramètres électriques de la glace peuvent souvent s'avérer inconsistantes et très délicates [20]. Par ailleurs ces facteurs ne sont pas les seuls qui peuvent affecter les propriétés de la glace. Celles-ci peuvent aussi être largement influencées par le contact de la glace avec des électrodes métalliques [162].

II.4.5 Effet des électrodes métalliques

Idéalement les électrodes sont supposées faire un contact ohmique franc avec la glace. Toutefois, même dans ces conditions, avec de grands potentiels appliqués, tous les porteurs de charge ne sont jamais éjectés hors de l'intervalle des électrodes. Cela

conduit donc à la formation de charges d'espace aux abords des électrodes, ce qui a pour conséquence de fausser les mesures faites en continu et en basses fréquences [20]. Des investigations ont révélé depuis longtemps que quand deux électrodes métalliques sont placées aux extrémités d'un bloc de glace et qu'une tension est appliquée, un courant circulera [164]. Il disparaîtra néanmoins au bout quelques minutes. Si les électrodes sont ensuite court-circuitées, des charges se libèrent, preuve qu'elles étaient préalablement stockées. Ces investigations ont aussi montré que ce phénomène générait une très grande permittivité statique apparente de la glace et que le courant initial détecté représentait l'effet de la conductivité statique. Elles ont aussi révélé qu'il y avait un blocage partiel du transfert de charges entre les électrodes et la glace, conduisant ainsi à la formation de couches de charges d'espace. D'autres plus récentes ont confirmé non seulement la présence de ces couches de charges d'espace mais ont encore révélé que le courant initial qui leur a donné naissance découlait de processus électrolytiques se produisant dans l'interface entre les électrodes métalliques et la glace [165]. Ces travaux ont en effet montré que puisque la conduction électrique dans la glace était due à un déplacement d'ions positifs plutôt qu'à un déplacement d'électrons, les quantités d'hydrogène et d'oxygène observées ne pouvaient être libérées que dans un processus d'électrolyse de l'eau liquide. Ce processus électrolytique conduit à la création de contacts non ohmiques entre les électrodes métalliques et la glace et ainsi à l'accumulation de charges d'espace sur la surface aux abords des électrodes. Les réactions chimiques prenant part dans un contact entre de l'eau liquide et des électrodes métalliques sont les suivantes, respectivement à la cathode et à l'anode [28]:



Les molécules d'oxygène (O_2) et d'hydrogène (H_2) produites dans ces réactions sont à l'état gazeux (indiqué par une flèche montante). Dans le cas de la glace, chaque équation inclut les deux types de défauts protoniques notamment ceux de Bjerrum et ceux ioniques. Ces défauts sont en effet les sources d'existence des ions H_3O^+ et OH^- impliqués dans les réactions. Toutefois on peut considérer ces réactions comme se produisant dans de l'eau liquide car tel que montré dans le paragraphe précédent, l'interface entre des électrodes métalliques et le bloc de glace comporte généralement un électrolyte qui n'est rien de plus que de l'eau. L'injection des électrons lors de l'application d'une tension peut se faire suivant les mécanismes décrits dans le paragraphe II.3.1.3.1. Le diagramme des niveaux d'énergie pris en compte dans le processus est schématisé par la figure ci-dessous. E_F représente l'énergie du niveau de Fermi dans le métal tandis que E_{H_2} et E_{O_2} sont les énergies des électrons en équilibre dans les réactions ci-dessus. E_{H_2} et E_{O_2} diffèrent de 1,23 eV qui est l'énergie nécessaire pour dissocier une molécule d'eau à l'état liquide [28]. Si aucune tension n'est appliquée comme dans le cas (a), aucune des réactions susmentionnées ne peut prendre forme. Cependant pour une différence de potentiel (d.d.p) de 1,23 V ou plus, comme dans le cas (b), l'écart entre les niveaux d'énergie peut être enrayé pour laisser se produire les deux réactions. Les différences de potentiel à travers les interfaces liquide/métal entre les cas (a) et (b) proviennent des doubles couches chargées consistant en un excès ou déficit d'électrons dans le métal et d'ions dans la glace; H_3O^+ aux abords de la cathode et OH^- aux abords de l'anode [166].

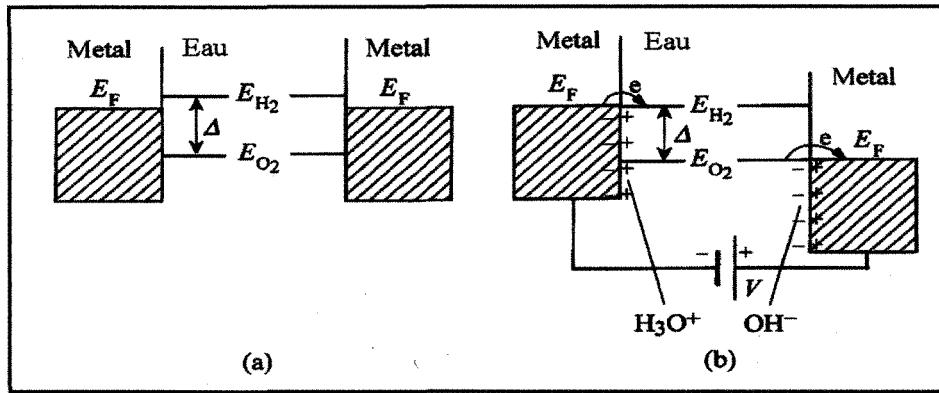


Fig II.14: Niveaux d'énergie pour l'eau en contact avec deux électrodes métalliques
(a): sans tension appliquée. (b): avec une d.d.p $V = \Delta$ de 1,23 V [28].

Outre la création d'une permittivité apparente, l'accumulation de charges d'espace implique aussi des relaxations à des fréquences, associées à de nouvelles constantes de temps, inférieures à celle correspondant à la relaxation de Debye [167].

Beaucoup de travaux ont été tenus pour étudier les moyens d'éviter l'effet des électrodes sur le comportement électrique de la glace [168, 169]. Plusieurs sont arrivés à beaucoup réduire la conductivité statique mais presque aucun n'a réussi à montrer qu'il est possible d'éradiquer la formation de charges d'espace aux abords de la surface. Car outre l'électrolyse de l'eau, il se pourrait aussi qu'il y ait dans certains cas, présence d'espaces d'air ou d'autres types de porteurs de charge, dans quelques parties du contact glace/électrodes, pouvant accentuant l'effet "bloqueur" des électrodes [28, 170].

II.5 Comparaison entre décharges se propageant dans l'air, en présence de surfaces synthétiques et en présence de surface de glace

Pour mieux évaluer l'influence d'une surface diélectrique sur l'apparition et la propagation des streamers, plusieurs travaux ont été menés afin de comparer les

caractéristiques des décharges surfaciques et celles des décharges se propageant exclusivement dans un gaz, particulièrement l'air [31, 33 – 36, 40, 74]. La raison de cette approche réside certainement dans le fait que la décharge dans les gaz est maintenant un phénomène plutôt bien connu. A ce titre, des travaux effectués par Gallimberti et al. [33] ont comparé les paramètres des streamers notamment les tensions d'apparition et de contournement, en présence de PVC, de verre et dans l'air. Ils ont révélé que la présence d'une surface diélectrique avait pour effet, comparativement à l'air, de réduire drastiquement la tension d'apparition des couronnes de streamers et de forcer la décharge à se propager sur la surface. Il a été noté aussi que la surface diélectrique causait une augmentation du taux effectif d'ionisation, affectant ainsi les caractéristiques de propagation de la décharge en augmentant la vitesse des streamers, le courant qui leur est associé et la quantité de charge déposée. Ces charges déposées sur la surface accentueraient davantage la distorsion des lignes de champ déjà induite par la permittivité du diélectrique. Cela suggère qu'en présence de surface diélectrique, les streamers se développent dans un champ beaucoup plus inhomogène que dans l'air.

D'autres travaux effectués par Allen et al. [34, 35, 40, 74] ont de leur côté successivement comparé les caractéristiques des décharges en présence de PTFE, de porcelaine et dans l'air. Les paramètres évalués étaient alors l'étendue du volume critique dans l'axe des électrodes, la vitesse de propagation des streamers et la charge déposée par les couronnes sur la surface du diélectrique. Les premiers résultats ont révélé qu'en présence de la surface diélectrique, le volume critique tel que déterminé dans l'air, était réduit [40]. Cette réduction serait due à la grande permittivité du matériau, le PTFE, qui déforme les lignes de

champ en accentuant fortement le champ appliqué dans le voisinage de l'électrode HT et en l'affaiblissant abruptement pour des positions plus éloignées. Un volume critique plus faible suggère que la probabilité d'amorçage des streamers serait plus faible et leur champ d'initiation plus grand. Cependant, en présence de PTFE, les résultats ont révélé le contraire comparativement à l'air. Les explications étaient alors qu'il y aurait une forte densité d'ions négatifs sur la surface qui, combinée avec l'accentuation du champ au voisinage de l'électrode HT, favoriserait un très fort taux d'ionisation, capable de produire des avalanches de taille critique dans des volumes critiques plus faibles que dans l'air. En analysant le développement des streamers, il a été montré aussi qu'en présence de PTFE, les couronnes pouvaient s'étendre largement dans l'espace, même dans des zones où le champ appliqué est très faible [74]. Les résultats comparés avec ceux obtenus dans l'air ont montré que le courant associé au streamer avait une amplitude plus grande en présence de surface diélectrique. Les vitesses de propagation des streamers se sont révélées aussi plus grandes accompagnées par une forte activité de photoémission et une réduction du temps minimum nécessaire à la formation d'avalanches de taille critique. Dans leurs travaux subséquents, les auteurs ont montré que le champ minimum nécessaire pour une propagation stable du streamer était plus grand en présence de surface diélectrique que celui dans l'air [34]. Ils ont aussi établi que pour des champs appliqués plus grands que le champ de stabilité, le streamer se propage avec deux composantes, une surfacique et une dans l'air. La première serait plus grande que la vitesse de propagation des streamers dans l'air et la seconde plus faible. Il a été révélé aussi qu'une charge nette positive était déposée sur la surface diélectrique, proche de l'électrode HT. Celle-ci aurait une grande influence

sur la propagation des streamers et sur l'établissement du claquage de l'intervalle. Ces mêmes résultats ont été établis dans d'autres travaux comparant cette fois-ci des décharges se propageant sur des surfaces en silicium et celles dans l'air [36]. Ces derniers travaux ont aussi indiqué une augmentation de la vitesse de propagation des streamers et du courant qui leur est associé. Cette augmentation a été encore liée à la contribution de la surface dans les quantités d'ionisation, à l'accentuation du champ électrique due à la permittivité du matériau, le silicium, et plus significativement à l'accumulation de charges négatives, déposées sur la surface préalablement à l'amorçage de la propagation du streamer. Cependant il a été établi que malgré l'augmentation du taux d'ionisation, la tension minimale pour que le streamer traverse tout l'intervalle et le champ électrique nécessaire pour une propagation stable sont plus grands en présence de la surface diélectrique. Cette dernière observation est similaire à celle effectuée dans les travaux susmentionnés [74].

Dans de précédentes investigations effectuées à la CIGELE, quelques paramètres de décharges en présence de surface de glace ont été étudiés et comparés avec ceux obtenus dans l'air en présence de surfaces synthétiques tels le téflon (PTFE) [9, 11, 12, 16]. L'objectif était de quantifier la contribution d'une surface de glace sur le développement des couronnes de streamers comparativement à d'autres surfaces diélectriques testées dans les mêmes conditions. Les paramètres étudiés incluaient notamment l'instant d'apparition de la première couronne, le temps et la tension de contournement ainsi que la vitesse de propagation des streamers. Quelques résultats de ces investigations, notamment la tension critique de contournement ($U_{50\%}$) et la durée du développement de la décharge sont présentés respectivement aux figures II.15 et II.16 ci-dessous.

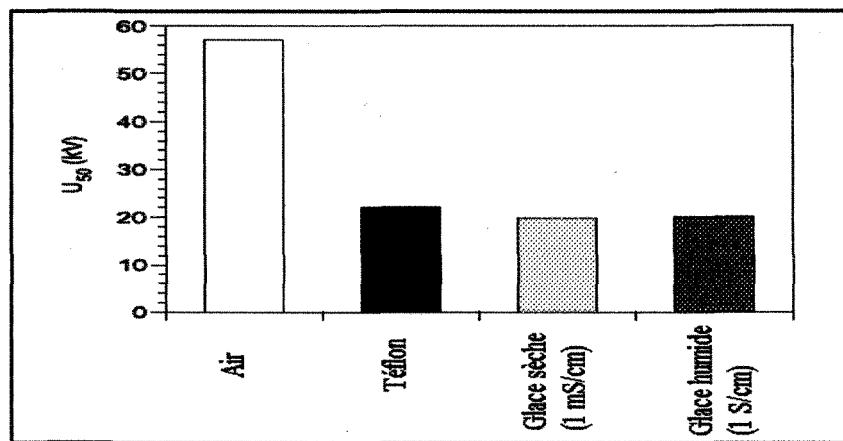


Fig II.15: Tension critique de contournement $U_{50\%}$ pour l'air et en présence de différentes surfaces diélectriques. $R = 6$ mm; $D = 7$ mm [11].

Les conditions de surface glace sèche et glace humide ont été respectivement associées aux températures -20°C et 0°C . Ces résultats montrent que la présence de la surface diélectrique (glace ou téflon) conduit à une diminution significative de la tension de contournement. Il est aussi apparu dans les investigations, qu'en général, les caractéristiques des décharges en présence de PTFE étaient similaires à celles en présence de surface de glace.

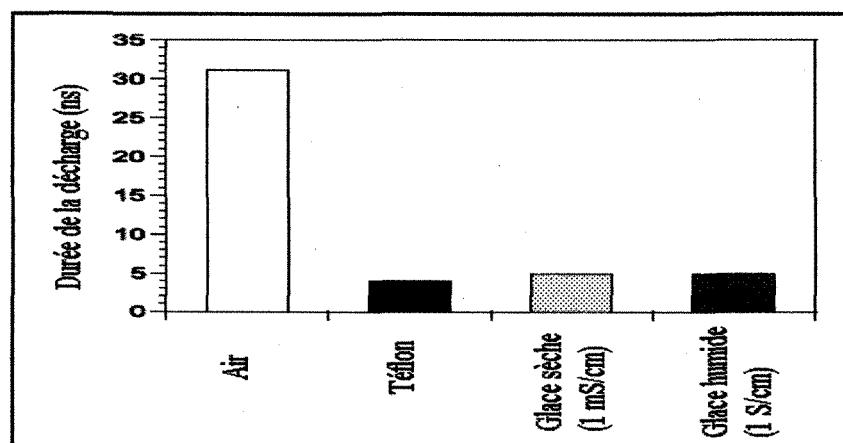


Fig II.16: Durée de développement de la décharge dans l'air et en présence de différentes surfaces diélectriques. $R = 6$ mm; $D = 7$ mm [11].

En comparant les décharges en présence de surfaces de glace avec celles se propageant sur d'autres surfaces diélectriques, deux phénomènes sont apparus comme étant les principales sources de différences [2, 8, 9, 11 – 19, 27].

- la conductivité de la surface de glace peut atteindre des valeurs jusqu'à dix fois supérieures à celles de l'eau de congélation [2]. Cette augmentation de la conductivité surfacique est causée par la réjection des impuretés sur la surface lors du processus de solidification de la glace [2, 9, 28, 142, 143].
- Il peut exister à l'interface air/surface de glace, un film d'eau ou couche quasi-liquide, même à des températures très inférieures à celle du point de congélation [20 – 23, 27 – 29, 136 – 140]. Ce film d'eau serait une solution électrolytique contenant abondamment des dérivés ioniques du soluté, chlorure de sodium (NaCl) par exemple, rejeté durant le processus de solidification. Son épaisseur augmente arbitrairement lorsque la température de la surface tend vers le point de fusion de la glace [27]. Ces impuretés n'étant pas volatiles, elles augmenteront la conductivité surfacique de la glace et diminueront l'énergie d'activation et la température d'apparition de la couche quasi-liquide [2, 20, 22, 27, 28]. Il a d'ailleurs été montré que cette couche quasi-liquide avait des conséquences drastiques sur la performance des isolateurs réels lorsqu'ils sont recouverts de glace [2, 3, 8, 9].

II.6 Principes de modélisation des décharges surfaciques

Si une très grande partie des travaux effectués pour étudier les caractéristiques d'une décharge électrique a été de nature expérimentale [31 – 40, 46, 50, 51], l'aspect

théorique n'en a pas été pour autant exclu [30, 31, 33, 41 – 48]. En effet, la mise au point de modèles mathématiques (numériques) ou empiriques fiables et de manipulation facile a souvent accompagné les investigations [33, 50, 55, 57, 59, 61, 64, 66]. Cette démarche a été d'une assistance énorme dans la compréhension des mécanismes physiques impliqués dans le processus de décharge. Elle a en plus permis, dans le cas de l'air, de disposer de nos jours de plusieurs lois de prédiction de l'initiation et du développement de la décharge [50, 51, 54 – 56, 59, 61, 63, 66]. Parmi les critères d'initiation les plus connus, il y a ceux basés sur la loi empirique de Peek [54 – 57] et ceux basés sur la notion d'avalanche électronique ou de volume critique [42, 43, 51, 58 – 62]. Pour les critères de propagation, les plus fonctionnels ont été ceux basés sur la notion d'avalanche équivalente [63 – 67].

Cependant, malgré le support scientifique et technique incontestable qu'ils offrent, ces modèles ne sont pas facilement "transportables" dans le cas des décharges se propageant sur une surface diélectrique. La raison fondamentale est qu'ils ne permettent pas suffisamment de tenir compte de la distorsion du champ électrique local et de l'interaction dynamique entre la surface et la décharge alors que ces facteurs constituent avec l'accumulation de charges surfaciques, les principales influences de la présence de la surface diélectrique. Des travaux ont néanmoins suggéré quelques principes de modélisation sans toutefois proposer des critères suffisamment robustes pour tenir compte de tous les paramètres expérimentaux [33, 35, 36].

Ainsi, malgré la grande quantité de données expérimentales disponibles et le grand nombre de matériaux qui ont été étudiés, il n'existe encore aucun modèle mathématique fiable capable de prédire le développement des décharges surfaciques. Les investigations les plus

remarquées ont suggéré tout au plus l'application des critères connus dans l'air au cas des décharges surfaciques en intégrant l'effet de la présence de la surface diélectrique essentiellement sur le champ électrique [33, 34, 36]. Ce point de vue est très réaliste car il justifie tout simplement les comparaisons longtemps effectuées entre une décharge dans l'air et une décharge surfacique. De plus, vu la théorie élaborée sur les mécanismes physiques des décharges surfaciques, il est possible d'identifier les paramètres qui sont réellement affectés par la présence de la surface. Cependant malgré le réalisme de ce principe, modéliser une décharge surfacique relève d'un autre ordre de difficulté. Les mécanismes physiques qui doivent être traduits en équations analytiques ne sont en effet pas encore bien compris. Pour des fins d'analyse et de compléments théoriques, décrivons néanmoins, ci-dessous ces deux modèles, un pour l'amorçage et un pour la propagation des streamers, qui s'adaptent bien au cas de la présence d'une surface diélectrique.

II.6.1 Modèle de seuil

Il est bien connu que l'avalanche électronique est la base de toute décharge et qu'elle ne peut se produire que dans une région où les quantités d'ionisation, α , sont plus importantes que celles d'attachement, η . Si cette avalanche atteint une taille critique, elle devient un streamer. Cette taille critique est de l'ordre de 10^8 électrons selon le critère de Raether [41, 42, 47, 51, 52, 57, 61 – 67, 78 – 81]. La condition d'obtention d'une avalanche de taille critique équivaut à celle de génération d'un streamer. Ainsi comme critère de seuil, Gallimberti propose de reprendre le critère de formation d'un streamer dans l'air en intégrant la nouvelle distribution de champ induite par la présence de la surface [33]:

$$\int_d [\alpha(E(x)) - \eta(E(x))] dx = \ln N_{cr} \quad (II.32)$$

où $\alpha(E)$ et $\eta(E)$ sont respectivement les coefficients d'ionisation et d'attachement en fonction du champ électrique local. $E(x)$ est le champ électrique local le long de la ligne de champ maximale. N_{cr} est le nombre critique de charges correspondant à une avalanche de taille critique (streamer) et d est la longueur de la ligne de champ maximale. En fin de compte, le seul obstacle dans l'établissement de ce modèle est la corrélation des coefficients α et η en fonction de la distribution du champ.

II.6.2 Modèle de propagation

Une fois la décharge streamer déclenchée, sa propagation peut être décrite de la manière suivante plus connue sous le nom de concept d'avalanche équivalente [64]. Devant le streamer, le champ de charge d'espace, associé à la charge positive en sa tête, s'ajoute au champ électrique initialement appliqué. De nouvelles avalanches sont alors amorcées dans cette zone de fort champ au voisinage de la tête du streamer. Le champ électrique total y est si intense que l'ionisation excède toujours l'attachement (région active) [41, 45, 47, 51, 52, 80, 85]. Ces nouvelles avalanches seront dirigées vers la tête du streamer (la charge d'espace positive) et dans leurs parcours créeront une nouvelle charge positive et formeront donc la nouvelle tête de streamer. Si le champ de charge d'espace ajouté du champ appliqué est à nouveau suffisamment intense, de nouvelles avalanches seront créées et le processus précédent reprendra. On peut dire ainsi que la propagation du streamer s'est établie.

La modélisation de cette phase de la décharge consiste à déterminer les lois de développement du streamer, sa vitesse de propagation et la longueur qu'il peut atteindre dans un champ électrique de structure géométrique donnée. Pour ce faire, le même principe utilisé dans le cas des modèles de seuil, à savoir adapter les modèles dans l'air, est proposé [33]. Si pour Gallimberti et al., la modélisation par le concept de l'avalanche équivalente est convenable car rigoureux analytiquement et simple à implémenter [48, 64, 66], pour Allen et al., l'établissement d'un modèle empirique serait plus pratique car il donnerait un accès direct aux paramètres macroscopiques expérimentaux [34]. Les grandes lignes du concept d'avalanche équivalente sont développées ci-dessous. Le principe de base pour la mise en équations de ce modèle est que les multiples avalanches dans la région active sont remplacées par une seule, l'avalanche équivalente. Elle produirait la même quantité de charges d'espace que les multiples avalanches à la fois. Le point de départ de l'avalanche équivalente est déterminé par l'équation de conservation d'énergie suivante:

$$W_g + \Delta W_{pot} = W_l \quad (\text{II.33})$$

où ΔW_{pot} représente la différence entre l'énergie potentielle de la tête du streamer et celle de la nouvelle sphère d'ions positifs engendrée par les nouvelles avalanches. W_g est l'énergie gagnée, attribuée au champ électrique appliqué et W_l , l'énergie totale perdue durant la formation des nouvelles avalanches. Ce qui serait modifié, toujours selon Gallimberti et al., c'est la distribution du champ électrique le long de la surface diélectrique. La nature du diélectrique et la perturbation du champ définiraient, comme

pour l'initiation, le nouveau taux net d'ionisation. L'évolution de la charge nette positive en tête du streamer durant sa propagation est traduite dans la formulation suivante [64]:

$$N(x) = N_0 + \frac{2.e.R_s + \mu}{4.a} \left[V_0 - \frac{\gamma}{2.e.R_s + \mu} x - V(x) \right] \quad (\text{II.34})$$

$$\text{où } a = \frac{0,40.e^2}{4\pi \mathcal{E}_0}$$

e représente la charge de l'électron; γ l'énergie totale perdue pour la production d'un nouvel électron et R_s le rayon sphérique de la tête du streamer. μ est un coefficient de proportionnalité dont la valeur est d'environ $0,39.10^{-24}\text{C.m}$ pour l'air atmosphérique.

$N_0 = N(x = 0)$ est peu différent du nombre d'ions produits par la première avalanche si R_s est faible. x est une coordonnée repérant la position de la tête sur l'axe. $V(x)$ est la distribution de potentiel appliquée et $V_0 = V(x = 0)$.

Une interprétation de la relation (II.34) permet d'obtenir le champ à appliquer pour une propagation stable du streamer.

$$E_{STAB} = -\frac{dV}{dx} = \frac{\gamma}{2eR_s + \mu} \quad (\text{II.35})$$

Ce qui permet d'écrire;

$$\frac{dN(x)}{dx} = \frac{\gamma}{4a} \frac{E(x) - E_{STAB}}{E_{STAB}} \quad (\text{II.36})$$

Par définition, le champ de stabilité E_{STAB} est le camp à appliquer à l'électrode HT pour que la propagation du streamer soit énergiquement stable [78, 79, 83, 87]. Le gain d'énergie dans avec ce champ compense juste les pertes inhérentes à la formation des avalanches successives. Dans ce cas, la tête du streamer est répliquée à l'identique. Si par contre le champ appliqué est supérieur au champ de stabilité ($E_{app} > E_{STAB}$), la tête du streamer gagnera de l'énergie potentielle, entraînant une charge d'espace positive plus abondante ($N_{i+1} > N_i$). Dans le cas contraire, il y aura diminution de cette charge positive. Alors la propagation s'effectuera avec dissipation d'énergie potentielle. Elle continuera jusqu'à ce que l'énergie potentielle ne soit plus suffisante pour créer assez de paires d'électron-ion dans la région active. Il est possible donc de déduire la longueur du streamer, x_m , lors de son arrêt ainsi que la charge totale de conduction électronique [62, 64].

$$Q_s = e \int_0^{x_m} \frac{N(x)}{2R_s} \exp(-\eta x) dx \quad (\text{II.37})$$

$N(x)/2R_s$ représente la densité des ions positifs par mètre. La fonction exponentielle traduit le fait que seule une partie des électrons émis dans la tête active s'attache dans le filament. La seule limitation de ce modèle est qu'il ne tient pas compte de l'effet d'un filament qui se crée si tous les ions positifs ne sont pas neutralisés. Aussi, le modèle ne permet que d'accéder à l'extension du streamer, x_m , et à la charge injectée mais ne permet pas de tirer directement les grandeurs temporelles du streamer $i(t)$ et $x(t)$. D'autres travaux ont été effectués en intégrant l'effet du filament dans les calculs sans toutefois être plus souple analytiquement [171].

Malgré ces limitations, ce modèle de propagation permet tout de même d'extrapoler en fonction du temps, l'évolution de la longueur du streamer, la vitesse du streamer, la charge dans le circuit extérieur, la charge de la tête du streamer et les charges abandonnées dans l'intervalle lors de l'arrêt du streamer. Il est donc performant et assez rigoureux physiquement même s'il est important de souligner que son exploitation est assez lourde. En intégrant l'influence d'une surface de glace dans le processus de décharge son élaboration devrait être encore beaucoup plus complexe. De plus, les paramètres physiques qui permettent son exploitation sont loin d'être accessibles en présence de surface de glace surtout si on tient compte des nombreuses interfaces qui existeraient. Cependant le formalisme analytique du modèle ouvre des perspectives intéressantes. Il renforce notre conviction sur la nécessité d'explorer davantage sur les processus physiques fondamentaux liés au développement d'une décharge sur une surface de glace. Le manque de réelle compréhension de ces processus est le principal obstacle à l'élaboration d'un modèle analytique fiable, capable d'intégrer les paramètres expérimentaux les plus significatifs.

II.7 Conclusion

Du point de vue de l'ingénierie de la haute tension, l'étude des processus physiques impliqués dans le développement des décharges en présence de surface diélectrique revêt une importance fondamentale aussi bien théorique que pratique. En effet dans les systèmes d'isolation, les surfaces diélectriques formant une interface avec un gaz, constituent généralement la partie la plus vulnérable lorsqu'elles sont exposées à des champs électriques tangentiels. L'évaluation de leur influence dans le développement des

couronnes de streamers permet par conséquent de mieux comprendre les processus physiques impliqués dans le claquage des isolateurs et de disposer de données expérimentales nécessaires à la modélisation d'une décharge se propageant sur leur surface. Cependant si la décharge dans les gaz est devenue un phénomène plutôt bien connu, aucune interprétation physique satisfaisante de la décharge sur les surfaces diélectriques n'a encore été proposée. Les différents travaux qui se sont succédé sur le sujet ont tenté de compenser ce manque de réelle compréhension par beaucoup d'études expérimentales qui ont traité de divers types de matériaux diélectriques soumis à diverses conditions. Ces efforts ont permis d'identifier les principales influences de la présence d'une surface diélectrique sur le processus de décharge. Celles-ci peuvent se résumer par la distorsion du champ électrique dû à l'effet de la permittivité du diélectrique, l'accentuation des coefficients d'ionisation et d'attachement et l'accumulation de charges surfaciques préalablement à l'établissement de la décharge. La synergie de ces facteurs favorise largement la diminution du champ d'apparition des couronnes de streamers, l'augmentation du taux net d'ionisation et de la vitesse de propagation de streamers ainsi que la tension critique de contournement.

Par ailleurs, dans plusieurs travaux, il a été révélé que l'accumulation de charges surfaciques serait l'influence la plus sévère de la présence de la surface diélectrique. Le processus s'établit principalement dans les endroits où le diélectrique présente une inhomogénéité et le champ électrique, une composante dans la direction de cette inhomogénéité. Les charges sont cependant essentiellement accumulées aux interfaces plutôt qu'à l'intérieur du diélectrique. Dans le contexte particulier de la présence d'une surface de glace dans l'axe des électrodes, le processus d'accumulation de charges

surfaciques semble incontournable. En effet, l'existence de défauts dans la structure de la glace, la présence d'impuretés rejetées en grande quantité à la surface, l'existence d'une couche surfacique quasi-liquide même à des températures nettement inférieures au point de congélation, le désordre des liaisons atomiques dans cette couche et l'effet du contact de la glace avec des électrodes métalliques sont tous des sources sévères de génération de charges surfaciques. Il apparaît par conséquent que l'interprétation d'une décharge se propageant sur une surface de glace est plus complexe qu'en présence d'autres types de surfaces diélectriques. Cette complexité est de plus, accentuée par la variation des paramètres diélectriques et de conduction de la glace qui sont contrôlés par la conductivité de l'eau de congélation, la température et la nature de la tension appliquée.

D'autre part, la particularité de l'analyse de l'interaction entre une surface de glace et une décharge qui s'y propage réside essentiellement dans la présence ou non d'une couche quasi-liquide appelée encore film d'eau, sur la surface. Cependant, il est maintenant bien connu que l'épaisseur et la conductivité de cette couche surfacique sont étroitement liées à la température et à la quantité d'impuretés initialement présentes dans la solution aqueuse. Nous investigations tenteront alors de quantifier principalement l'influence de ces deux paramètres en plus de celle de l'intensité du champ appliqué, sur les caractéristiques du développement d'une décharge sur une surface de glace. Nous présentons dans le chapitre suivant la méthodologie expérimentale associée à notre étude avant d'entreprendre l'interprétation et l'analyse des résultats obtenus.

CHAPITRE III

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET MÉTHODOLOGIE

CHAPITRE III

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET MÉTHODOLOGIE

III.1 Introduction

Dans les perspectives de continuité des travaux déjà effectués à la CIGELE, davantage d'investigations ont paru nécessaires pour une meilleure compréhension des processus physiques fondamentaux impliqués dans le développement d'une décharge électrique sur une surface de la glace. Dans cette présente étude, de nouvelles techniques sophistiquées de détection et d'enregistrement de phénomènes lumineux associés au développement de la décharge ont été utilisées. Il s'agit notamment d'un photomultiplicateur et d'une caméra ultra-rapide fonctionnant en mode image par image, capable de fournir des enregistrements en deux dimensions. Nos investigations ont été menées en utilisant un modèle physique de configuration tige-plan dont les dimensions notamment le rayon de courbure de l'électrode haute tension et l'intervalle d'air sont variables et constituent des paramètres expérimentaux importants. En effet, en les faisant varier on peut étudier la relation qu'il y a entre le développement des streamers et le champ électrique appliqué. Pour mieux évaluer l'influence de la surface de glace et la présence d'impuretés, différentes valeurs de conductivité d'eau de congélation ont été utilisées, chacune caractérisant une surface de glace distincte. Par ailleurs, puisqu'il a déjà été établi que la structure de cette surface de glace dépendait beaucoup de la température, nous avons

aussi tenu compte de ce paramètre. En résumé, les paramètres expérimentaux qui ont été considérés dans ces investigations sont le champ électrique appliqué, notamment le rayon de courbure de l'électrode HT et la distance entre les électrodes, la conductivité de l'eau de congélation et la température de l'air ambiant dans lequel baigne la surface de glace.

Pour amorcer une décharge électrique dans l'intervalle des électrodes et enregistrer ses caractéristiques, un dispositif expérimental comprenant un générateur d'impulsions de HT, un oscilloscope digital, une chambre climatique, le photomultiplicateur et la caméra ultra rapide a été mis en opération. Ces éléments seront présentés dans ce chapitre qui discutera également du choix des paramètres expérimentaux ainsi que de la procédure de détermination des résultats expérimentaux.

III.2 Équipements de test et de mesure

Le dispositif expérimental utilisé dans nos investigations est tel que schématisé par la figure III.1 ci-dessous. Il est constitué d'un générateur de HT, délivrant des impulsions de type foudre, d'une chambre climatique pour maintenir le modèle physique de test à une température prédéterminée, d'une caméra ultra-rapide placée en face de la chambre climatique pour l'observation et l'enregistrement des phénomènes optiques associés au développement des streamer, d'un ordinateur d'acquisition de données pour le traitement ultérieur des images, d'un photomultiplicateur (PMT) pour la détection de l'apparition de la première couronne de streamers et d'un oscilloscope digital pour la mesure de la tension appliquée et du signal de sortie du PMT. Puisque l'oscilloscope dispose aussi de canaux de sortie pour des signaux auxiliaires, nous l'avons utilisé pour commander le déclenchement

de la caméra. Ainsi il est possible de synchroniser facilement l'application de la tension et le déclenchement de la caméra surtout si les délais d'amortissement engendrés par le câblage sont réduits. Les électrodes ont été placées horizontalement et parallèlement à la fente de la caméra de sorte que les décharges puissent être enregistrées sans utiliser de miroirs de réflexion pour changer l'orientation des images.

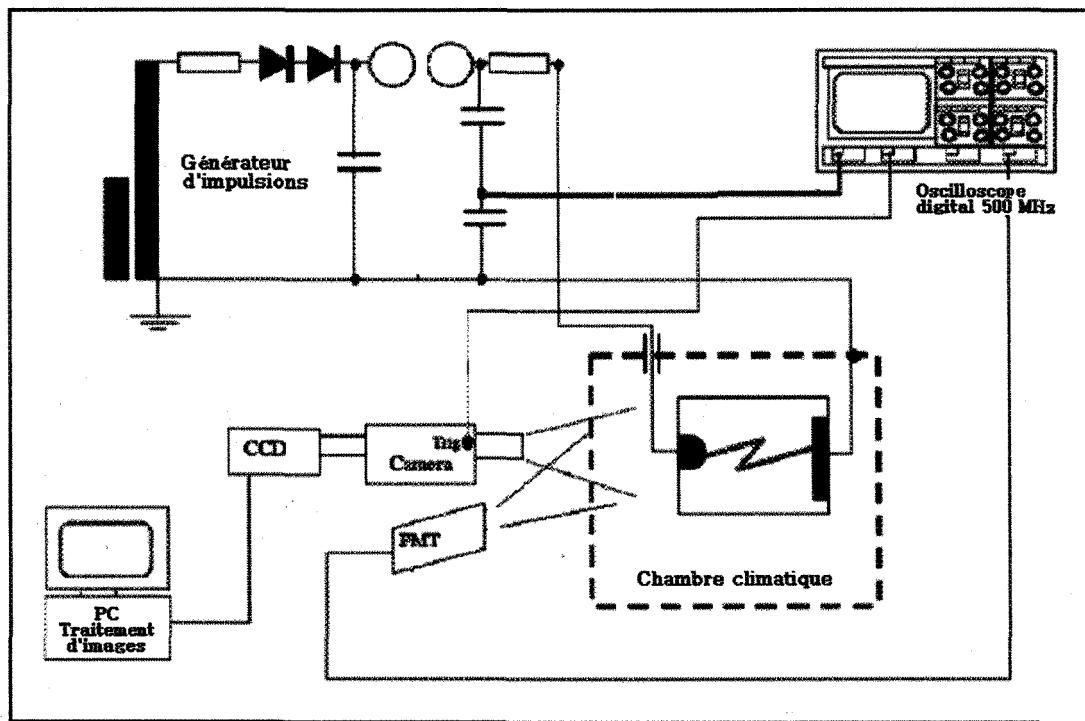


Fig III.1: Diagramme schématique complet du dispositif expérimental.

III.2.1 Le générateur d'impulsions

III.2.1.1 Forme d'onde

La forme d'onde de tension utilisée dans ces investigations est celle d'une impulsion positive de foudre standardisée. Son allure est présentée à la figure III.2:

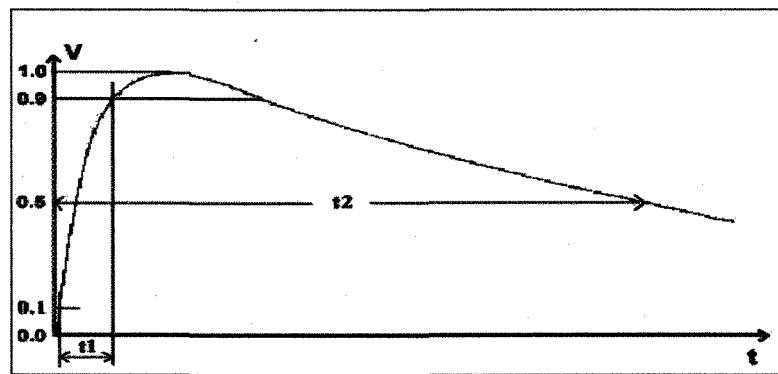


Fig III.2: Forme d'onde d'une impulsion positive de foudre [172]

Son expression mathématique peut être décrite par la fonction bi-exponentielle suivante:

$$v(t) = V_1 \left[e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right] \quad V_1 = V_{\max} \cdot e^{\frac{t_1 \ln 2}{t_2}} \quad (\text{III.1})$$

$$\tau_1 = \frac{t_1}{5} = 0,2 \cdot t_1 \quad \tau_2 = \frac{t_2}{\ln 2} = 1,443 \cdot 2 \cdot t_2 \quad (\text{III.2})$$

Ses valeurs caractéristiques standardisées sont.

	Valeur	Précision
t1 Temps de montée	1.2 μ s	$\pm 30\%$
t2 Temps de chute d'amplitude à 50% de la valeur maximale	50 μ s	$\pm 20\%$

Tab III.1: Valeurs standards d'une impulsion positive de foudre [172]

Pour délivrer une onde de tension de ce type, nous utilisons un générateur d'impulsion de haute tension, monté avec des éléments spécifiques de test en haute tension fabriqués par *MessWandlerBau GmbH*.

III.2.1.2 Principe de fonctionnement

La figure ci-dessous présente le montage réel du générateur d'impulsions.

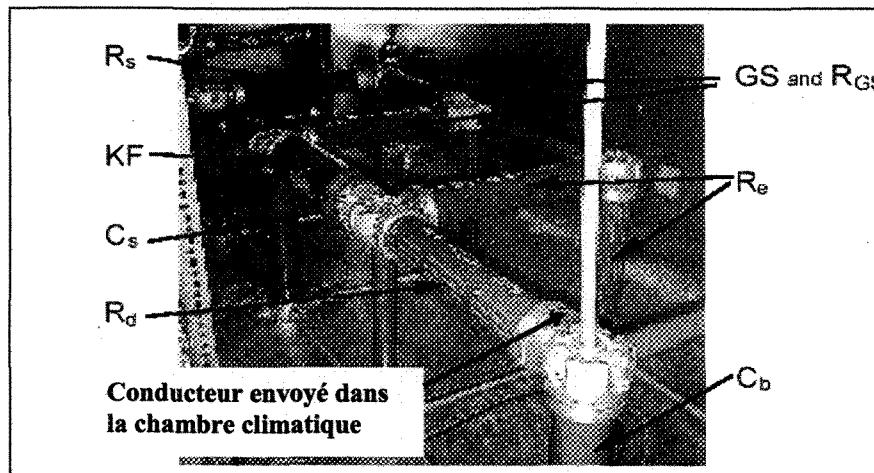


Fig III.3: Photographie du montage réel du générateur d'impulsions de HT.

Il consiste en un seul étage d'éléments pouvant fournir une tension crête de 130 kV avec une énergie de l'impulsion égale à 50 Joules. Néanmoins pour des besoins de tension plus élevée, un second étage peut être monté pour une tension totale maximale de 240 kV.

Pour toutes nos expériences, le générateur HT a été ajusté pour fournir une onde d'impulsion positive de foudre standardisée. Le circuit électrique équivalent du montage du générateur est présenté par la figure III.4 ci-dessous.

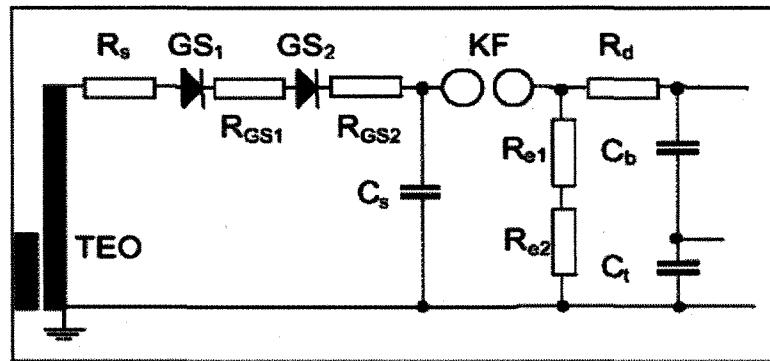


Fig III.4: Circuit équivalent du générateur d'impulsions de HT

Pour produire l'onde impulsionnelle, le condensateur C_s est tout d'abord chargé à travers la résistance R_s par une source (transformateur) de haute tension. Les diodes GS_1 et GS_2 permettent une charge complète positive de C_s et l'empêche de se décharger vers la source. Un éclateur (KF) commandé électroniquement permet de déclencher la décharge de C_s vers C_b à travers la résistance R_d , largement inférieure à $R_e = R_{e1} + R_{e2}$. C'est alors la première phase de l'onde impulsionnelle correspondant à la montée de la tension (de $t = 0$ jusqu'à $t = t_1$). Dans la seconde phase (t supérieur à t_1), C_s et C_b se déchargent simultanément à travers les résistances R_e .

Les valeurs de t_1 et t_2 peuvent être calculées à l'aide des équations ci-dessous [11]:

$$t_1 = 2,96 \cdot R_d \cdot \frac{C_b \cdot C_s}{C_b + C_s} \quad (III.3)$$

$$t_2 = 0,73 \cdot R_e \cdot (C_b + C_s)$$

Avec les éléments du kit existant à la CIGELE, les valeurs de t_1 et t_2 sont les suivantes.

$$t_1 = 1,11 \mu s \quad \tau_1 = 222 \text{ ns} \quad (III.4)$$

$$t_2 = 64,1 \mu s \quad \tau_2 = 92,3 \mu s$$

Ces résultats montrent que la valeur de t_2 dépasse de 7% les limites fixées par les standards mais que celle de t_1 reste dans les normes [172]. Cela est tout de même acceptable dans le cas de notre étude car elle s'intéresse surtout aux mécanismes de développement de la décharge pour des ondes à front raide. Davantage de spécifications techniques sur les différents éléments du générateur d'impulsions peuvent être trouvées à l'appendice 1. La tension appliquée est mesurée à partir du diviseur capacitif notamment la branche $C_b - C_t$, par un oscilloscope digital ultrarapide de fréquence 4 GHz. Les caractéristiques de cet oscilloscope sont disponibles à l'appendice 2.

III.2.2 La caméra ultra rapide

Pour enregistrer les activités lumineuses du développement de la décharge, nous avons utilisé une caméra ultra rapide dite de type frame, notamment le modèle Imacon 200 de DRS Hadland [173]. Une caméra de ce type est capable d'effectuer des enregistrements image par image et d'offrir des photographies en deux dimensions. Elle permet ainsi d'observer le développement spatial des décharges, d'interpréter avec plus de précision la propagation des streamers et de déterminer leur vitesse et longueur. La caméra ultra rapide est donc l'élément principal de nos investigations expérimentales.

Le modèle Imacon 200 de DRS Hadland fonctionne avec 6 plaques de micro canaux intensificateurs d'images, capables de capter deux images en deux séquences distinctes. Il permet alors d'enregistrer 12 images distinctes [173]. Ces canaux sont couplés par fibre optique à des capteurs d'images CCD de haute résolution, intégrés à un diviseur de faisceau optique. Pour contrôler l'intensité de ce faisceau optique, une lentille modulable (*iris*) est

placée à une position optimale à l'intérieur du système diviseur de faisceau. Cette lentille est commandée par le processeur principal placé dans la tête de la caméra, ce qui permet son contrôle à partir d'un système extérieur (l'ordinateur de commande, de configuration et d'acquisition de données). De plus amples informations sur les caractéristiques de la caméra et sur son mode d'opération peuvent être trouvées en appendice 3 et plus largement dans sa documentation technique [173].

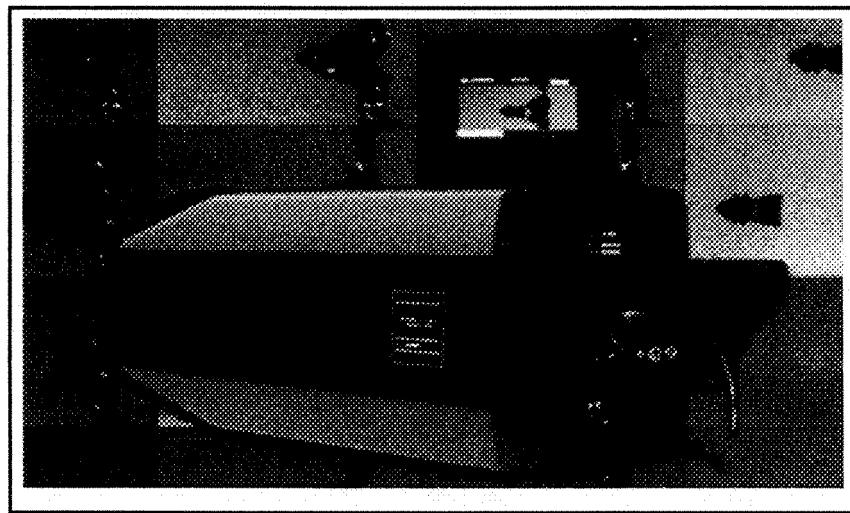


Fig III.5: Photographie de la caméra ultra rapide Imacon 200 de DRS Hadland

L'ensemble capteurs CCD-canaux intensificateurs fonctionne comme premier composant de stockage d'images. A la fin d'une séquence d'enregistrement, l'information est transmise de cet espace de stockage interne à l'ordinateur d'acquisition de données via fibre optique haute vitesse. Outre les images, les principales informations transmises sont l'état global de la caméra, le diagnostic des canaux, et les données de référence des enregistrements (date, mode de déclenchement, prérglages, etc.).

Le système électronique embarqué à l'intérieur de la caméra contrôle la période d'ouverture de chaque canal qui peut être aussi petite que 5 ns, pour une vitesse équivalente à l'enregistrement de 200 millions d'images à la seconde. L'intervalle entre deux séquences n'est soumis qu'au délai interne de rotation des canaux. Leur succession n'est pas fixe et les canaux peuvent être indépendamment commandés. Leur déclenchement peut être retardé, intercalé, imbriqué, décalé selon les besoins de l'utilisateur. La commande de base est limitée au mode focus qui permet de positionner la zone à observer convenablement devant l'objectif de la camera. La commande principale elle, est effectuée à partir du logiciel de contrôle installé sur l'ordinateur de soutien. C'est ce même ordinateur qui permet de configurer à distance toutes les composantes du système CCD-canaux ainsi que la lentille modulable se trouvant à l'intérieur du diviseur de faisceau optique. Pour commander l'ouverture des canaux par déclenchement externe, l'oscilloscope a été utilisé puisque celui-ci dispose aussi de sorties de signaux auxiliaires. De cette manière il devient plus facile synchroniser la mesure de la tension avec l'enregistrement des images surtout si les délais d'amortissement engendrés par le câblage sont réduits ou égalés de par et d'autre. Les résultats pouvant être obtenus de la caméra sont notamment l'allure de la décharge (son intensité, l'extension spatiale des couronnes, etc.), la zone d'apparition du streamer, sa longueur et sa vitesse de propagation.

III.2.3 Le photomultiplicateur (PMT)

Pour déterminer précisément l'instant d'apparition des couronnes de streamers, la tension et le champ appliqués correspondants, un photomultiplicateur (PMT)

ultrasensible a été utilisé simultanément avec la caméra. Un PMT a la propriété de convertir des émissions lumineuses en signal électrique, beaucoup plus pratique pour être associé à des applications. Son principe de fonctionnement est résumé par la figure ci-dessous.

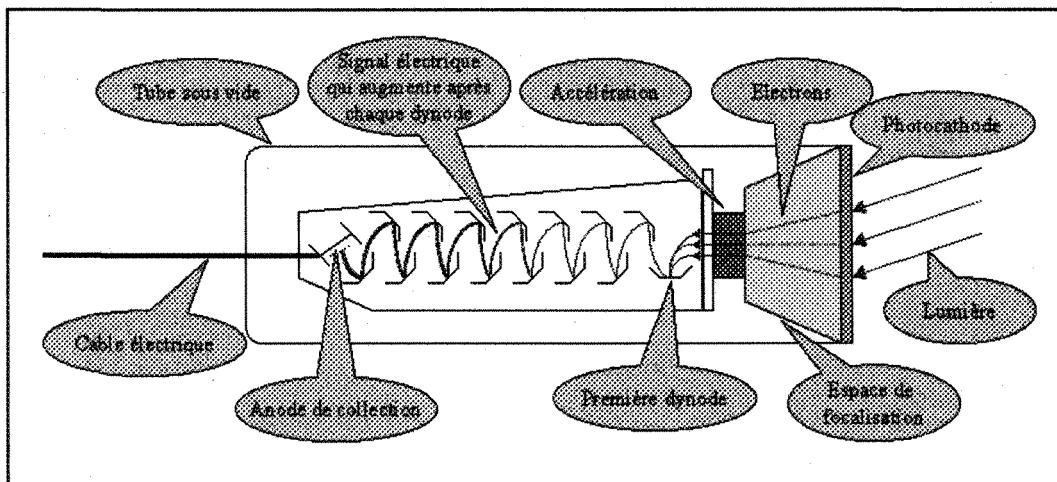


Fig III.6: Principe de fonctionnement d'un photomultiplicateur [174]

La photocathode fonctionne par effet photoélectrique, c'est-à-dire qu'un photon (particule de lumière) incident peut lui arracher un électron, qui ensuite est capté dans l'espace de focalisation (où il règne le vide). L'espace joue un rôle fondamental car c'est lui qui accélère que les électrons recueillis de la photocathode pour qu'ils atteignent la première dynode. Lorsqu'ils arrivent à la dynode, ils provoquent un mécanisme d'émission secondaire ressemblant à l'effet photoélectrique mais avec des électrons comme particules incidentes. Un électron de quelques centaines d'électrons-volts peut générer quelques dizaines d'autres électrons, qui pris dans le champ électrique entre la première dynode et la seconde, iront (en s'accélérant) vers la seconde dynode pour provoquer de nouveau le

même mécanisme. La répétition de ce mécanisme jusqu'à la dernière dynode finit par donner à la sortie un signal électrique de grande amplitude.

Le PMT dont dispose la CIGELE est un modèle R928P de Hamamatsu Photonics. Sa principale caractéristique est qu'il peut détecter instantanément toute émission lumineuse de longueur d'onde comprise dans une gamme allant de 185 à 900 nm (c'est-à-dire de l'ultraviolet à l'infrarouge), avec un maximum d'efficacité à une longueur d'onde de 400 nm [174]. De plus amples informations sur les caractéristiques du PMT peuvent être trouvées à l'appendice 4 et plus largement dans sa documentation technique [174].

Les principaux résultats attendus avec le PMT sont l'instant et la tension d'apparition des couronnes de streamers et la durée de la période sombre. La tension seuil est obtenue en corrélant l'instant d'apparition des couronnes avec la forme d'onde de la tension appliquée. Par ailleurs, il est bien connu que lorsqu'une décharge électrique se produit, différentes longueurs d'ondes, allant de l'ultraviolet à l'infrarouge en passant par le visible, sont émises; chacune d'elles pouvant exprimer une phase particulière de la décharge [51]. L'utilisation du PMT permet d'exploiter cette propriété afin de détecter l'apparition des premières couronnes de streamers à l'instant précis où elle se produit. Il devient alors complémentaire avec la caméra qui elle, est plus adaptée pour l'observation du développement de la décharge. De plus, comme la caméra ne fait pas de balayage dans l'intervalle des électrodes, on ne peut savoir pour une fenêtre d'ouverture (aussi petite soit-elle) à quel instant précis la photographie a été prise. On peut connaître tout au plus les instants initial et final de l'enregistrement. La figure ci-dessous schématise toute la gamme de longueurs d'onde observable si le PMT est conjointement utilisé avec la caméra.

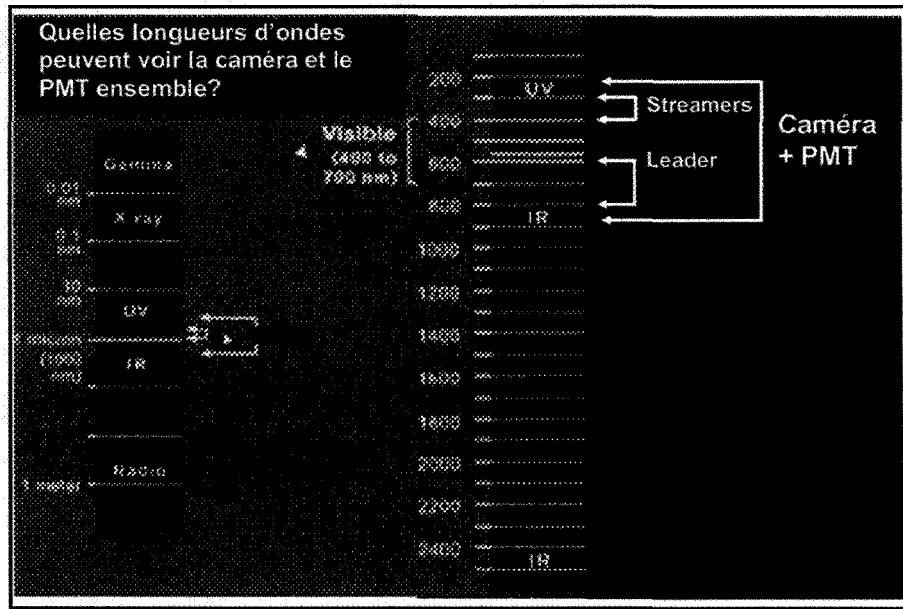


Fig III.7: Longueurs d'onde observables par le couple PMT-caméra.

III.2.4 La chambre climatique

Puisque la température constitue dans nos investigations un paramètre expérimental fondamental, toutes les expériences ont été effectuées à l'aide d'une chambre climatique. Celle dont nous disposons à la CIGELE est de type Envirotronics EH40-2-3. Elle est équipée d'un microprocesseur basé sur un programme de contrôle température-humidité offrant une précision de $\pm 1^{\circ}\text{C}$. Les données techniques additionnelles sur cet appareil peuvent être trouvées en appendice 5.

Pour toutes les expériences, le modèle physique est placé à l'intérieur de la chambre climatique. Les valeurs de température (T) choisies dans nos investigations sont -12, -6 et -2°C . La plus petite réfère à une surface de glace sèche et la plus élevée à une surface de glace humide. La chambre climatique dispose d'une fenêtre frontale en verre permettant d'observer de l'extérieur les phénomènes lumineux associés aux streamers.

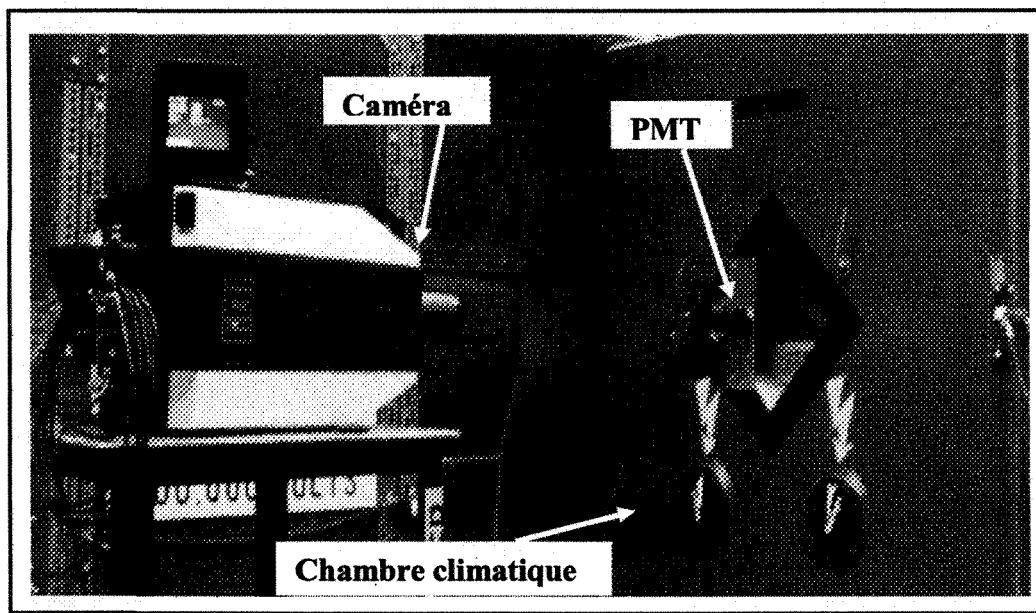


Fig III.8: Disposition de la caméra et du PMT pour la détection des streamers.

III.3 Modèle physique

Nos investigations ont été menées en utilisant un modèle physique de configuration tige-plan dont les dimensions notamment le rayon de courbure et l'intervalle d'air sont variables et constituent des paramètres expérimentaux. Les électrodes sont fixées dans un boîtier rectangulaire en plexiglas qui sert aussi de moule pour former la glace. Le rayon de courbure de l'électrode HT, R et la longueur de l'intervalle d'air, D sont des paramètres importants pour la représentativité de notre modèle de test et l'interprétation des résultats. De plus en les faisant varier on peut étudier la relation qu'il y a entre la propagation des streamers et le champ électrique appliqué. Trois valeurs ont été alors retenues pour chacun de ces deux paramètres; 1,5; 3 et 6 mm pour le rayon de l'électrode HT et 35; 50 et 70 mm pour la distance entre les électrodes. Une photographie du modèle physique est présentée en exemple dans la figure ci-dessous.

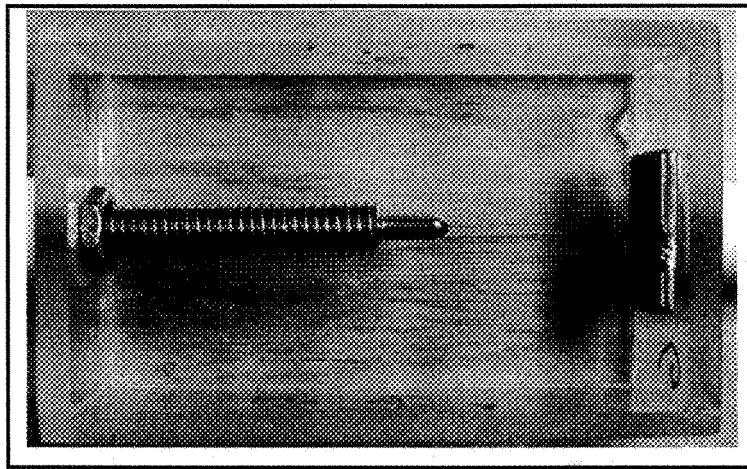


Fig III.9: Photographie du modèle de rayon de courbure 3 mm.

Les investigations ont été limitées aux petits intervalles pour lesquels le développement de la décharge est uniquement limité aux couronnes streamers, sans tendance de formation de leader. Par ailleurs même si les intervalles étudiés sont encore de faibles dimensions, il reste qu'ils sont plus grands que ceux précédemment utilisés à la CIGELE [11 – 19]. Nous restons par conséquent dans la logique d'approcher progressivement les dimensions réelles des isolateurs.

La couche de glace est formée en plusieurs étapes conformément au même procédé qui a été utilisé dans les précédents travaux de la CIGELE [11, 14]. D'abord, la boîte de plexiglas est remplie successivement avec de petites quantités d'eau dé-ionisée et à chaque fois placée dans un congélateur. Quand la hauteur du bloc glace ainsi formée approche l'axe des électrodes, une légère couche d'eau avec la conductivité désirée (celle qui est définie pour les expériences) est ajoutée. La boîte de plexiglas est ensuite replacée dans le congélateur pendant encore quelques heures pour ainsi obtenir le modèle physique final. Cette procédure assure que la surface de glace sera la plus lisse possible et que le claquage

sera toujours en surface [11]. Plus d'informations sur la formation de la couche de glace peuvent être trouvées dans les références [11, 14]. La figure ci-dessous présente la coupe longitudinale du modèle physique final en présence de surface de glace.

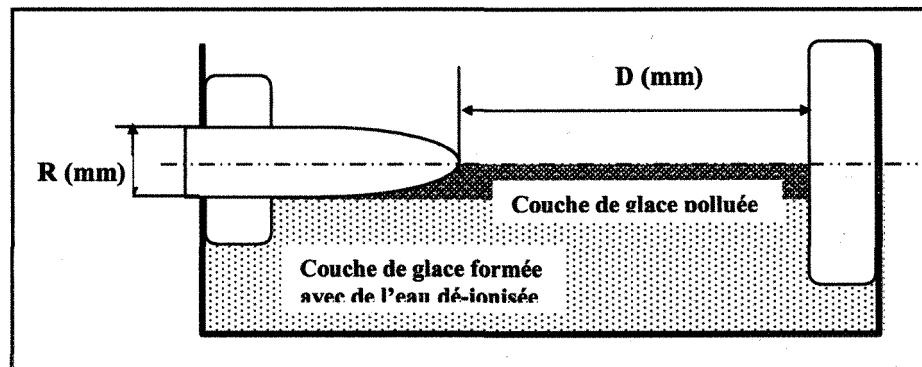


Fig III.10: Coupe longitudinale du modèle physique en présence de glace.

Trois différentes valeurs de conductivité d'eau de congélation (σ); 2,5; 30 et 80 $\mu\text{S/Cm}$, chacune caractérisant une surface de glace distincte, ont été utilisées pour former la couche de glace polluée. Pour obtenir de l'eau avec une certaine conductivité, du chlorure de sodium (NaCl) est au départ progressivement ajouté dans de l'eau dé-ionisée à 20°C, jusqu'à l'atteinte de la conductivité désirée. Pour référencer les différentes surfaces de glace utilisées, la conductivité de l'eau qui a servi à les former leur est attribuée. Nous convenons que la conductivité surfacique de la glace est très difficile à mesurer et est très différente de celle volumique et varie beaucoup avec la température tel que mentionné au chapitre II dans le paragraphe II.4.3.

Au moins trente minutes avant le début des tests, le modèle physique est placé dans la chambre climatique, dans laquelle la température reste maintenue à celle désirée pour le test. Cette durée nous semble suffisante pour que la couche de glace puisse adopter la

température ambiante de la chambre climatique avant le début des tests. Dans nos analyses, la température de la surface de glace sera ainsi toujours considérée comme étant égale à celle baignant dans la chambre climatique.

III.4 Investigations expérimentales

III.4.1 Choix des paramètres expérimentaux

Les valeurs des paramètres expérimentaux, notamment celles du rayon de courbure de l'électrode HT ($R = 1,5; 3$ et 6 mm), celles de la distance entre les électrodes ($D = 35, 50$ et 70 mm), celles de la conductivité de l'eau de congélation ($\sigma_{20\text{C}} = 2,5; 30$ et $80 \mu\text{S/cm}$) et celles de la température ($T = -12; -6$ et -2°C) ont été principalement choisies dans une optique de continuité des travaux précédemment entrepris à la CIGELE [11 – 19]. En effet, ces mêmes valeurs ont été pour la plupart déjà utilisées dans ses travaux antérieurs. Les différentes conductivités ont de plus été choisies en accord avec celles obtenues sur les sites naturels de givre [3, 175]. Ayant aussi déjà servi dans nos investigations précédentes, il paraît tout à fait naturel de les utiliser à nouveau dans nos tests pour des raisons de comparaison et d'analyse. Les températures ont été aussi choisies en regard de nos travaux antérieurs. Elles permettent de définir un état sec (-12°C) ou humide (-2°C) de la surface de glace pour analyser l'effet de la présence abondante ou non d'une couche quasi-liquide sur la surface de glace.

Le choix de trois différentes valeurs pour chacun des paramètres permet par ailleurs d'analyser l'effet de leur variation sur la dynamique de la décharge mais aussi d'obtenir suffisamment de résultats expérimentaux pour l'élaboration de lois empiriques.

III.4.2 Procédure expérimentale

Le processus d'enregistrement d'une décharge complète à l'aide de la caméra ultra rapide est assez délicat. En effet l'apparition d'une décharge électrique étant largement stochastique, elle le serait davantage si on doit l'observer simplement dans la période d'ouverture de la fente d'une caméra. Beaucoup de tentatives sont souvent nécessaires pour obtenir une image satisfaisante. Pour la nouvelle caméra il a fallu tout d'abord maîtriser sa mise en opération ensuite interpréter la nature des phénomènes lumineux enregistrés avant de procéder aux investigations expérimentales proprement dites. Le plus grand défi dans ces investigations a été d'obtenir des images de qualité avec la plus petite fenêtre d'enregistrement possible soit 5 ns. Le succès dans ce défi ne dépendait pas uniquement de la bonne mise en opération de la caméra, il y a aussi le caractère aléatoire de l'amorçage de la décharge dont il faut tenir compte notamment pour optimiser le déclenchement de la caméra. Ce dernier aspect rend très ardu l'obtention d'une série d'images de bonne qualité. Cependant pour chaque spécimen défini par les paramètres expérimentaux que sont la conductivité de l'eau de congélation, la température dans la chambre climatique, le rayon de courbure de l'électrode HT et la distance de l'intervalle d'air, nous avons tenu à effectuer 7 à 10 enregistrements de qualité. En se basant sur ces enregistrements et les mesures effectuées à l'aide du PMT, il a été possible d'obtenir des résultats sur l'instant d'apparition des streamers, la tension et le champ correspondants, la période sombre, la vitesse de propagation des streamers et la taille des couronnes. La figure ci-dessous donne un exemple typique des enregistrements obtenus à l'aide de la caméra ultra rapide.

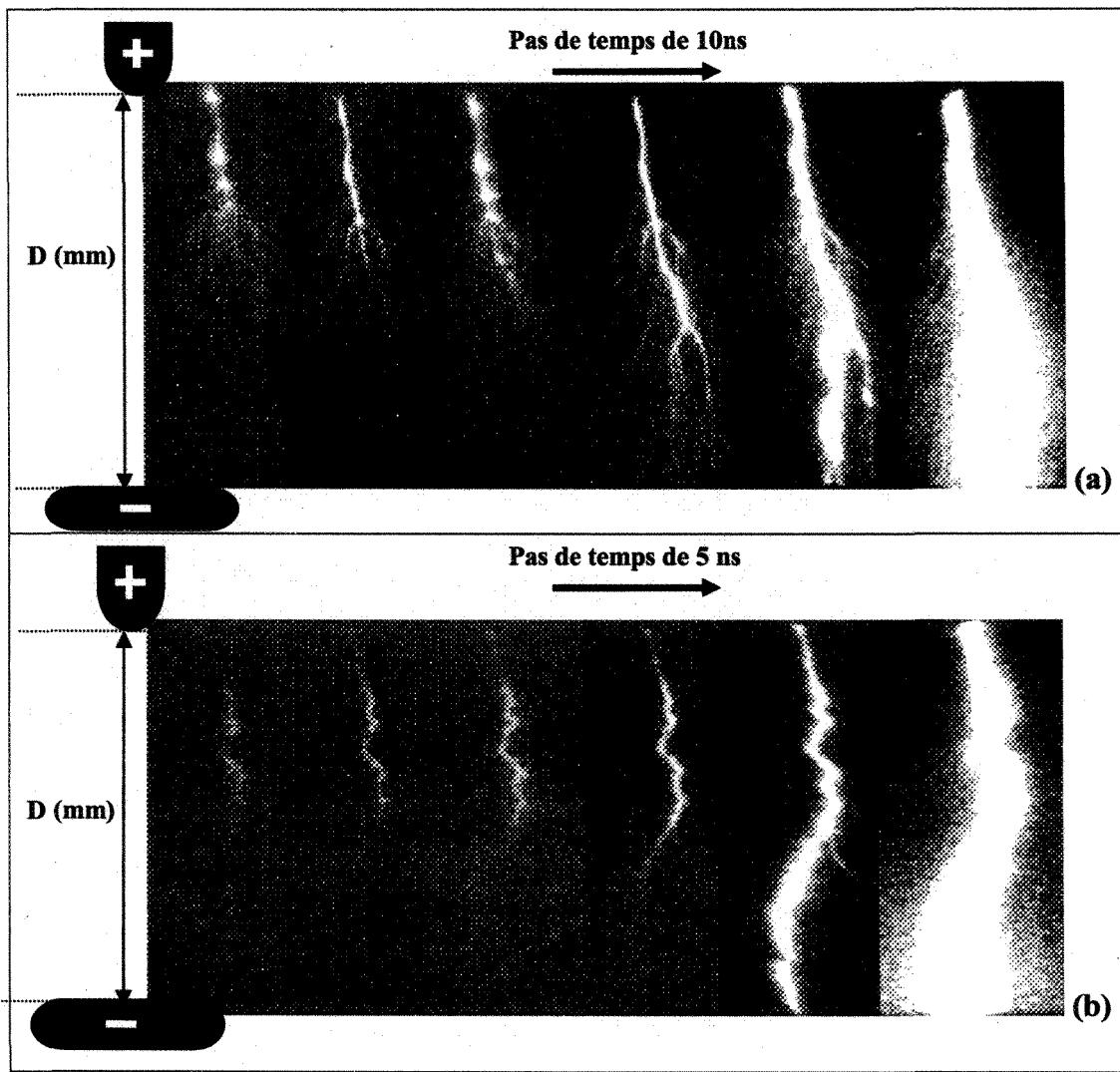


Fig III.11: Enregistrements typiques de la propagation des couronnes de streamers.
 (a): développement dans l'air, $T = -12$ °C. Pas de temps de 10 ns.
 (b): développement en présence de surface de glace. $\sigma = 30 \mu\text{S}/\text{cm}$, $T = -12$ °C. Pas de temps de 5 ns.

La tension d'apparition de la première couronne de streamers est obtenue en corrélant son instant d'apparition, détecté par le PMT, avec la forme d'onde de la tension appliquée. Le signal de sortie du PMT ainsi que la tension appliquée sont enregistrés simultanément par l'oscilloscope. L'allure des enregistrements est présentée ci-dessous.

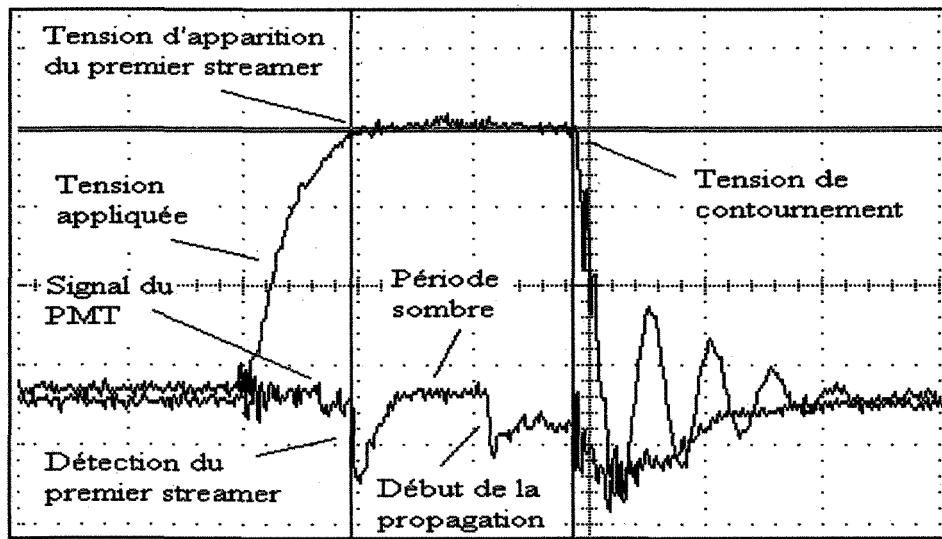


Fig III.12: Enregistrement typique de la tension appliquée et du signal de sortie du PMT.

Le champ seuil d'apparition est obtenu par simulations numériques effectuées à l'aide du logiciel d'ingénierie Coulomb 3D [176]. Celles-ci ont requis la détermination préalable des paramètres diélectriques et de conduction de la glace. L'étude menée au chapitre II, paragraphe II.4.4 nous a permis de caractériser approximativement les spécimens de glace utilisés. Nous en rappelons ici les grandes lignes. D'autre part, puisque la tension appliquée est une impulsion de foudre, sa fréquence peut être associée à la gamme des hautes fréquences (supérieures à 10 kHz). La fréquence, f , d'une tension d'impulsion ayant un temps de montée T_R est généralement estimée par la relation empirique suivante [177]:

$$f = 0,35/T_R \quad (\text{III.5})$$

En tenant compte de cette relation, la fréquence de l'onde appliquée serait d'environ 280 kHz. Par conséquent la permittivité de glace à considérer est celle en hautes fréquences ϵ_∞ qui est d'environ 3,2. Elle est généralement supposée indépendante de la température et de

la solution aqueuse [20, 28, 145]. À des hautes concentrations d'impuretés (même seulement quelques p.p.m), les conductivités statique et en hautes fréquences sont similaires en amplitude. Des travaux ont aussi montré que dû à la réjection des impuretés durant le processus de solidification de la glace, la conductivité statique de la surface peut atteindre des valeurs jusqu'à dix fois plus grandes que celles de l'eau de congélation [2]. Des études plus récentes ont montré que la glace polluée avec de faibles quantités d'impuretés chimiques comme le sel, avait un facteur de pertes plus grand que celui de la glace pure [145]. Toutefois à des fréquences proches de 200 kHz, sa valeur est comparable avec celle de la glace pure qui est d'environ 0,1 [145, 178]. Le tableau suivant présente les valeurs qui ont été utilisées pour caractériser nos échantillons de glace. Pour les besoins de la simulation du champ, une conductivité surfacique 8 fois plus grande a été considérée.

	Surface 1	Surface 2	Surface 3
Conductivité de l'eau de congélation ($\mu\text{S}/\text{cm}$)	2,5	30	80
Permittivité Hautes fréquences	3,2	3,2	3,2
Conductivité surfacique ($\mu\text{S}/\text{cm}$)	20	240	640

Tab III.2: Paramètres diélectriques et de conduction des surfaces de glace.

Pour déterminer le degré d'homogénéité d'une configuration d'électrodes, des paramètres tels le facteur de forme (F) ou le rapport du rayon de courbure de l'électrode HT et de la distance (r/d) sont souvent utilisés. Le facteur de forme semble cependant être le meilleur

paramètre pour caractériser la non-uniformité de l'intervalle. Pour une configuration d'électrodes donnée, il est défini par la relation suivante:

$$F = \frac{E_{moy}}{E_{max}} \quad (\text{III.6})$$

où E_{moy} et E_{max} représentent respectivement le champ moyen et le champ maximal dans l'intervalle entre les électrodes. Le champ moyen correspond au rapport de la tension appliquée sur la distance entre les électrodes tandis que le champ maximal s'obtient à l'aide de simulations numériques. À titre d'exemple les distributions du champ axial, obtenues dans le cas de l'air et en présence de glace sont présentées sur la figure ci-dessous.

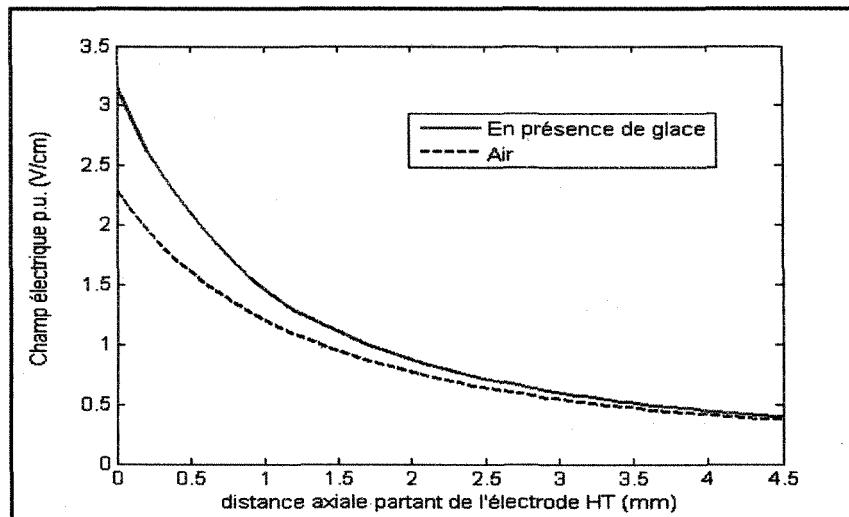


Fig 13: Distribution du champ axiale dans l'air et en présence de surface de glace.
 $U_{app} = 1$ V pour $D = 35$ mm et $R = 1,5$ mm.

Les tableaux ci-dessous présentent les valeurs du facteur pour les différentes configurations utilisées. Les valeurs dans le cas de l'air sont données entre parenthèses.

Rayon de l'électrode HT, R (mm)	1,5	3	6
E_{max} (V/cm) p.u.	3,13 (2,43)	2,06 (1,64)	1,47 (1,16)
F	0,091 (0,117)	0,138 (0,174)	0,194 (0,246)

(a)

Rayon de l'électrode HT, R (mm)	1,5	3	6
E_{max} (V/cm) p.u.	2,59 (2,02)	1,78 (1,34)	1,23 (0,937)
F	0,077 (0,099)	0,112 (0,149)	0,162. (0,213)

(b)

Rayon de l'électrode HT, R (mm)	1,5	3	6
E_{max} (V/cm) p.u.	2,12 (1,73)	1,49 (1,14)	0,997 (0,786)
F	0,067 (0,082)	0,096 (0,125)	0,143 (0,182)

(c)

Tab III.3: Intensification du champ électrique et facteur de forme pour les différentes configurations d'électrodes utilisées.

(a): intervalle de 35 mm; (b): intervalle de 50 mm; (c): intervalle de 70 mm.

Des mesures quantitatives du courant associé aux streamers ont été aussi effectuées à l'aide notamment d'une bobine de Rogowski dont les caractéristiques sont présentées ci-dessous.

Paramètres	Valeurs	Paramètres	Valeurs
Nombre de tours	25	Résistance de sortie (Ω)	100
Inductance (μH)	20,04	Sensibilité (V/A)	3,1
Résistance (Ω)	2,49	Bandé passante Self-intégrateur (kHz)	795,7
Capacité (pC)	25	Fréquence de résonance (MHz)	7,11

Tab III.4: Caractéristiques de la bobine de Rogowski

Des travaux ont déjà établi que le courant injecté à l'anode était un courant de conduction tandis que celui à la cathode était un courant capacitif ou un courant de déplacement associé à l'avancement du streamer [36, 179]. Toutefois dès que le streamer arrive à la cathode, ce courant cathodique devient un courant de conduction. Les courants de chaque côté des électrodes sont mesurés à l'aide de la bobine de Rogowski, spécialement conçue pour opérer en mode self-intégrateur [180, 181]. Les mesures du courant ne nécessiteront donc pas l'usage d'un montage intégrateur à la sortie de la bobine pour la conversion tension-courant. Les tests de validation de la bobine sont résumés à l'appendice 6.

III.5 Conclusion

Nous venons de présenter dans ce chapitre les différents équipements utilisés dans nos investigations expérimentales et la méthodologie de détermination des paramètres d'apparition et de propagation des couronnes de streamers. Ces équipements sont d'une grande efficacité et ont déjà servi pour la plupart dans des investigations précédentes à la CIGELE [11 – 19]. Le PMT et la caméra ultra rapide en sont les éléments essentiels, le

premier pour la détermination des paramètres d'apparition des couronnes streamers et le second pour la détermination de leurs caractéristiques de propagation.

Il apparaît que le processus d'enregistrements d'images de qualité requiert un grand soin dans la mise en opération des équipements. Les tests dans le cas d'une surface de glace n'étant régis jusqu'ici par aucun standard définitif, nous baserons alors sur la même approche expérimentale utilisée dans le cas de l'air. D'autre part, puisque la préparation d'une couche de glace parfaite et intrinsèquement identique pour tous les modèles et toutes les séries de tests est impossible en pratique, nous supposerons alors que la méthode de préparation de la couche de glace produira le même type de glace, les seules différences seront imputées dans l'analyse à la conductivité de l'eau de congélation et à la température.

Nos investigations consistent à étudier les caractéristiques de l'apparition et de la propagation de streamers en présence de surface de glace. Notre approche a été de considérer trois surfaces de glace distinctes, chacune identifiée par la valeur de conductivité de son eau de congélation. Les paramètres qui seront étudiés seront la tension d'apparition des streamers et le champ électrique appliqué correspondant, la période sombre, la vitesse de propagation des streamers et la taille des couronnes. Les résultats obtenus seront présentés et analysés dans le prochain chapitre. Les effets spécifiques des paramètres expérimentaux notamment la conductivité de l'eau de congélation, la température et le champ électrique appliqué (effet de la distance et du rayon de l'électrode HT) seront étudiés. Enfin les résultats obtenus seront aussi analysés et comparés à ceux dans l'air en considérant les mêmes conditions expérimentales. Ainsi le cas de l'air servira de référence pour l'interprétation du développement de la décharge en présence d'une surface de glace.

CHAPITRE IV

ÉTUDE DE L'APPARITION ET DE LA PROPAGATION DES STREAMERS EN PRÉSENCE DE SURFACE DE GLACE

CHAPITRE IV

ÉTUDE DE L'APPARITION ET DE LA PROPAGATION DES STEAMERS EN PRÉSENCE D'UNE SURFACE DE GLACE

IV.1 Introduction

Dans les études concernant les décharges électriques, les paramètres d'analyse ont souvent été subdivisés en termes d'initiation et de propagation des couronnes de streamers [33 – 40]. A ce titre, le principal objectif de nos investigations était la détermination des paramètres d'apparition et de propagation des streamers en présence d'une surface de glace. En se basant sur les mesures principalement effectuées à l'aide de la caméra ultra rapide et du PMT, il a été possible d'obtenir des résultats sur l'instant d'apparition des streamers, la tension et le champ électrique appliqués correspondants, la période sombre, la vitesse de propagation et la durée du développement de la décharge. Cette étude a été aussi menée en analysant les effets spécifiques des paramètres expérimentaux tels, la conductivité de l'eau de congélation, la température et le champ électrique appliqué (effet de la distance et du rayon de courbure de l'électrode haute tension). Notre approche a été de considérer trois surfaces de glace distinctes, chacune identifiée par la valeur de la conductivité de l'eau de congélation qui l'a formée. Les résultats en présence de surface de glace ont été comparés avec ceux obtenus dans le cas de l'air. Nous les présentons ci-après en traitant d'abord des paramètres d'apparition des premières couronnes de streamers et ensuite de ceux de

propagation. L'analyse des aspects physiques du développement de la décharge en présence de surface de glace et l'évaluation de l'influence d'éventuelles charges surfaciques accumulées avant le début de la propagation seront exposés dans le chapitre suivant.

IV.2 Paramètres d'apparition des streamers

IV.2.1 Tension d'apparition de l'effet couronne

Les figures ci-dessous présentent les mesures sur les tensions d'apparition des streamers. Rappelons que la tension d'apparition des premières couronnes de streamers est obtenue en corrélant leur instant d'apparition, détecté par le PMT, avec la forme d'onde de la tension appliquée. Le signal de sortie du PMT et la tension appliquée sont mesurés simultanément et enregistrés à l'aide d'un oscilloscope digital ultra rapide.

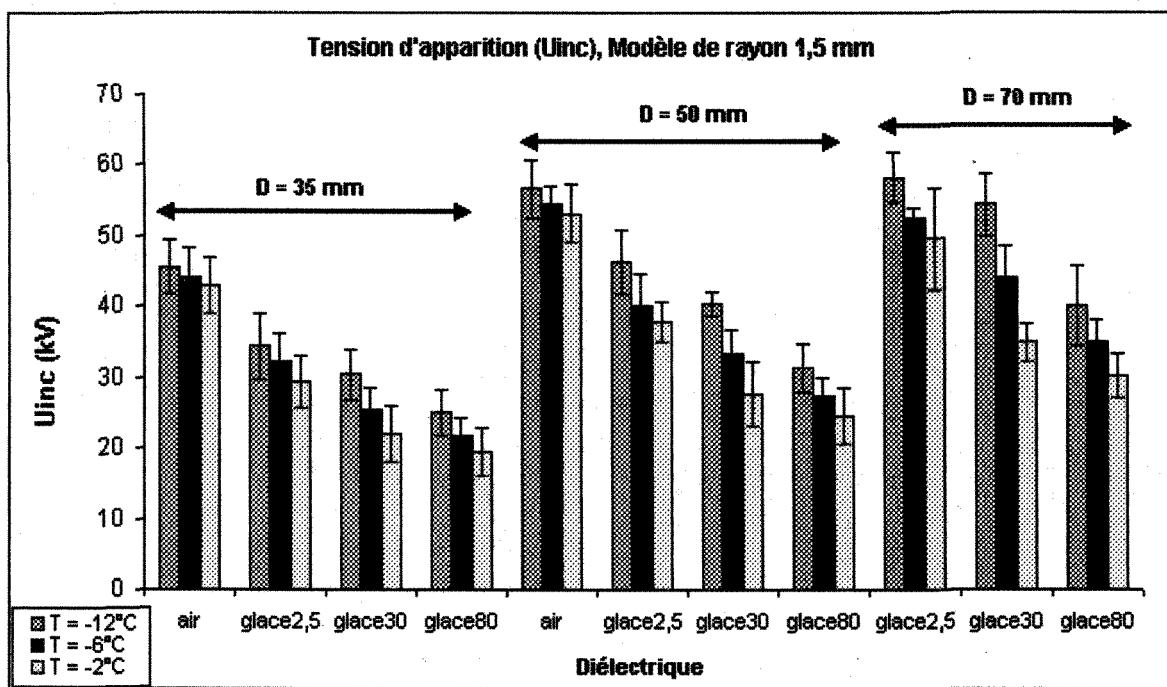


Fig IV.1: Tension d'apparition de la première couronne de streamers. R = 1,5 mm.

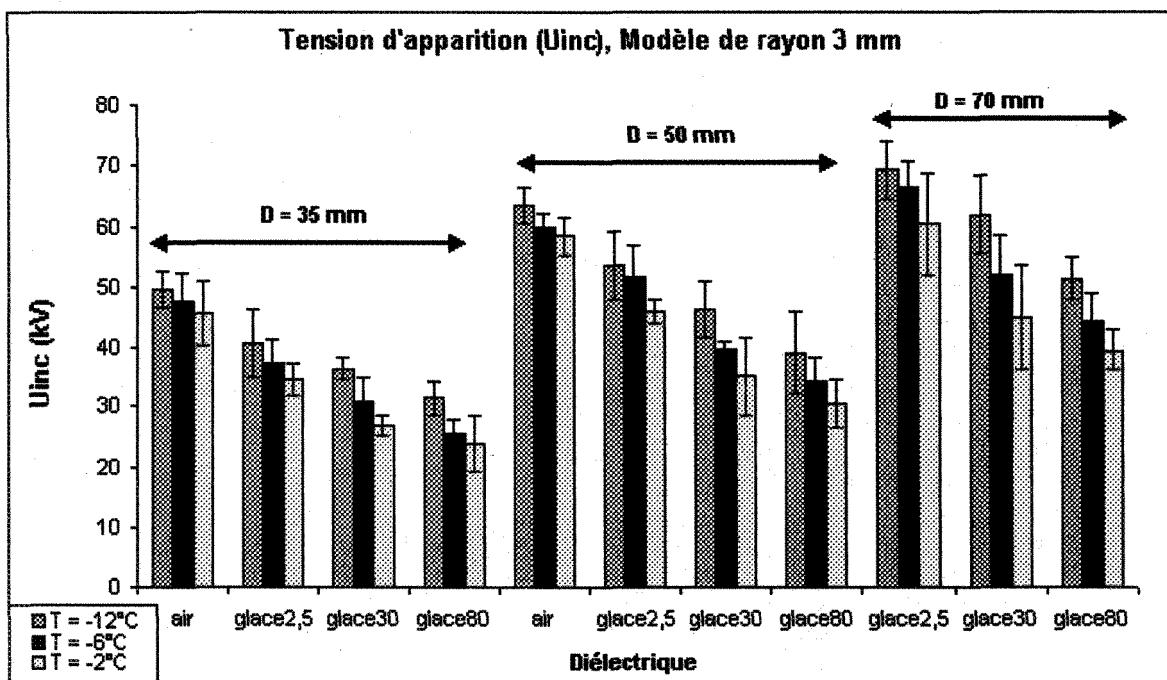


Fig IV.2: Tension d'apparition de la première couronne de streamers. $R = 3\text{ mm}$.

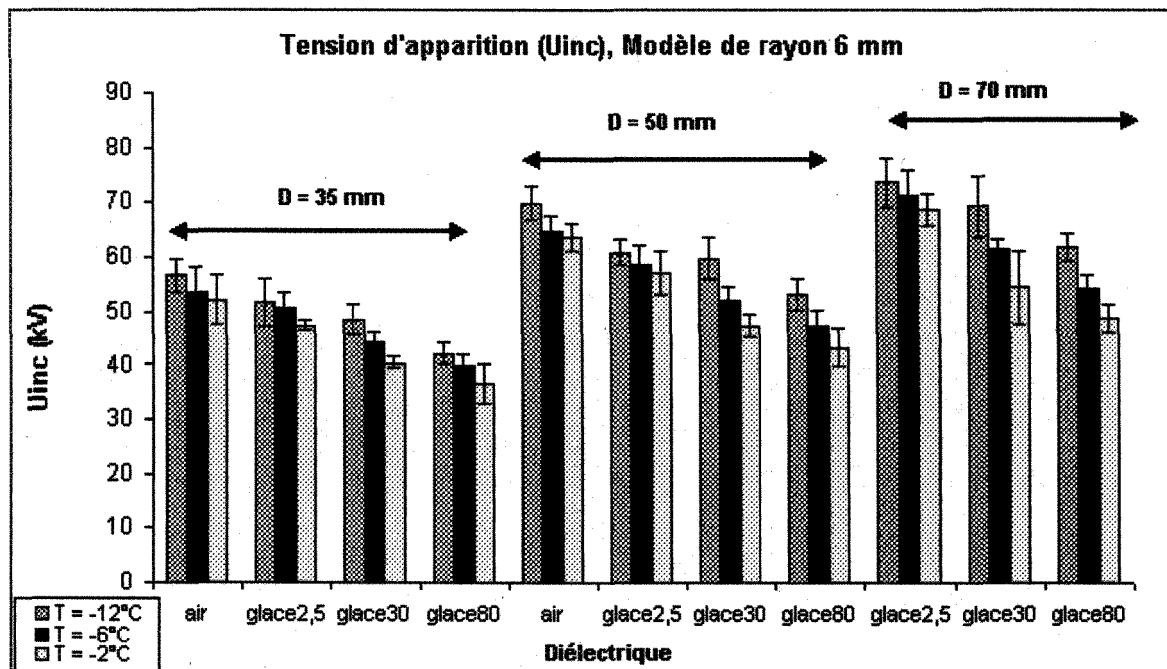


Fig IV.3: Tension d'apparition de la première couronne de streamers. $R = 6\text{ mm}$.

Indication: Dans tout le long de ce chapitre, le terme glaceX sur les figures fait référence à la présence d'une surface de glace formée avec une eau de conductivité X ($\mu\text{s.cm}^{-1}$).

Les résultats ci-dessus montrent que la tension à laquelle apparaissent les premières couronnes de streamers est toujours plus faible en présence de surface de glace que dans l'air. Ils montrent aussi que celle-ci varie beaucoup en fonction de la température et du niveau de pureté de la glace. En effet, on remarque que plus la conductivité augmente plus la tension d'apparition des streamers devient faible. Cette tendance est observée pour tous les rayons de courbure et pour toutes les distances inter-électrode. Cependant elle semble être beaucoup plus nette pour les distances plus grandes. D'autre part, on remarque qu'à l'exception du modèle de rayon 1,5 mm notamment la figure IV.1, la tension d'apparition dans l'air est généralement assez comparable à celle en présence de glace formée avec de l'eau de conductivité 2,5 $\mu\text{S/cm}$. Cette tendance est surtout très observable quand la température est très faible (-12°C). On suppose d'ailleurs qu'à ces conditions de faible température et de glace légèrement polluée, la conductivité de la surface de glace est très faible tant le volume de la couche quasi-liquide sur la surface est négligeable (chapitre II, paragraphe II.4.3). Cette observation sur les tensions d'apparition des streamers en présence de glace légèrement polluée pourrait s'expliquer par l'influence de la forte permittivité de la glace qui induit une distorsion des lignes de champ en dirigeant celles-ci vers la surface. Ainsi la ligne de champ maximal devient renforcée sur la surface, ce qui favorise le développement des avalanches à l'interface glace/air et non entièrement dans l'air. Par ailleurs, d'après les résultats de simulations de champ que nous avons effectuées à l'aide du logiciel Coulomb 3D, nous avons constaté qu'en augmentant la distance entre les électrodes

pour une électrode HT donnée, la non uniformité de l'intervalle augmente. C'est aussi le cas quand on augmente le rayon de courbure de l'électrode HT pour un intervalle inter-électrode donné. En faisant maintenant la relation entre l'inhomogénéité de l'intervalle et les valeurs de la tension d'apparition, on remarque que plus les intervalles sont uniformes, plus les tensions d'apparition dans l'air sont proches de celles en présence de surface glace. Dans le cas des intervalles plus uniformes, les lignes de champ sont en effet moins détournées vers la surface de glace, ce qui réduit la contribution de la surface dans le développement des avalanches. De plus, lorsque les impuretés ne sont pas abondamment présentes sur la surface (conductivité $2,5\mu\text{S}/\text{cm}$) et que le désordre atomique de la couche surfacique est réduit (température -12°C), on peut s'attendre à ce que la contribution de la surface soit encore plus faible. Et dans ce contexte, la probabilité d'amorcer des avalanches de taille critique en présence de la surface de la glace pourrait être du même ordre que celle dans l'air, ce qui justifierait que les tensions d'apparition dans le cas de l'air soient comparables à celles en présence de surface de glace faiblement polluées ($2,5\mu\text{S}/\text{cm}$).

D'autre part, si dans l'air la température a une faible influence sur la tension d'apparition des streamers, en présence de surface de glace ce n'est pas le cas surtout pour les surfaces de glace fortement polluées. On constate en effet que lorsque la glace est fortement polluée, l'écart entre les tensions d'apparition est très net quand la température augmente. Cet écart est cependant moins prononcé pour une glace faiblement dopée. Par ailleurs, les résultats montrent aussi que plus les intervalles sont uniformes, moins l'écart induit par l'augmentation de la température est grand. La forte distorsion des lignes de champ quand les intervalles sont moins homogènes pourrait encore en être l'explication. Pour les glaces

fortement dopées les impuretés rejetées à la surface sont abondantes. Alors, lorsque la température augmente la conductivité de la surface augmente beaucoup plus rapidement que lorsqu'il y a peu d'impuretés présentes sur la surface. Ainsi plus la ligne de champ de maximal est renforcée sur la surface, plus forte sera la contribution de la surface, notamment la contribution des impuretés et la couche quasi-liquide.

En évaluant les effets spécifiques des paramètres de la géométrie de l'intervalle, on peut remarquer que généralement, la distance inter-électrode a moins d'influence sur la tension d'apparition des streamers que le rayon de courbure de l'électrode HT. En effet, en augmentant la distance inter-électrode, la tension d'apparition des couronnes de streamers varie relativement peu comparativement à si on fait varier le rayon de courbure de l'électrode HT. La raison en est que l'inhomogénéité de l'intervalle est plus accentuée quand on augmente la distance entre les électrodes alors qu'en augmentant le rayon de courbure de l'électrode HT, l'intervalle devient plus uniforme. Cela veut dire qu'en augmentant la distance entre les électrodes, même si naturellement la tension nécessaire pour amorcer un streamer devient plus grande, les lignes de champ elles, deviennent plus distordues et détournées vers la surface. Alors l'accentuation du champ au niveau de l'électrode HT et la distorsion des lignes de champ restent encore suffisamment intenses pour que la probabilité de générer un streamer soit encore élevée. Tandis que quand on augmente le rayon de courbure l'électrode HT, l'accentuation du champ dans le voisinage de l'électrode HT devient faible, ce qui réduit la probabilité de génération des streamers.

Ces résultats montrent dans leur ensemble que la tension d'apparition des streamers, dépend de la géométrie de l'intervalle comme pour tous les systèmes d'électrodes de

configuration tige-plan. En présence de surface de glace, elle varie grandement avec la quantité d'impuretés dans la glace et la température. Pour une configuration donnée, elle est d'autant plus grande que la conductivité de l'eau de congélation augmente ou pour une conductivité donnée que la température augmente. Cependant puisque les phénomènes d'ionisation, sont essentiellement déterminés par l'intensité du champ électrique, c'est donc ce dernier paramètre qui s'impose dans l'analyse des caractéristiques d'apparition des streamers. On a en effet souvent caractérisé la première couronne de streamers par le champ appliqué à l'électrode HT à l'instant de son apparition [51].

IV.2.2 Champ d'apparition de la première couronne

Le champ d'apparition des streamers est obtenu à partir de la tension d'apparition et des courbes de simulation de champ (chapitre III, paragraphe III.4). Nous mentionnons que ce champ ainsi obtenu n'est pas le champ seuil local d'apparition des streamers mais bien le champ minimal appliqué à l'électrode HT, à partir duquel une couronne de streamers s'amorce dans l'intervalle. En effet, les couronnes peuvent naître dans des zones où le champ local est plus faible que le champ appliqué à l'électrode HT. Dans le cas de l'air, le lieu de ces zones est défini par le concept du volume critique.

Les figures IV.4, IV.5 et IV.6 ci-dessous comparent en fonction du facteur de forme, respectivement aux températures -12°C; -6°C et -2°C, les trois surfaces de glace et le cas de l'air. Comparer les trois surfaces en fonction du facteur de forme permet de mieux ressortir l'influence spécifique de la conductivité de l'eau de congélation; le facteur de forme tenant déjà compte de la distorsion du champ sous l'effet de la permittivité de la glace.

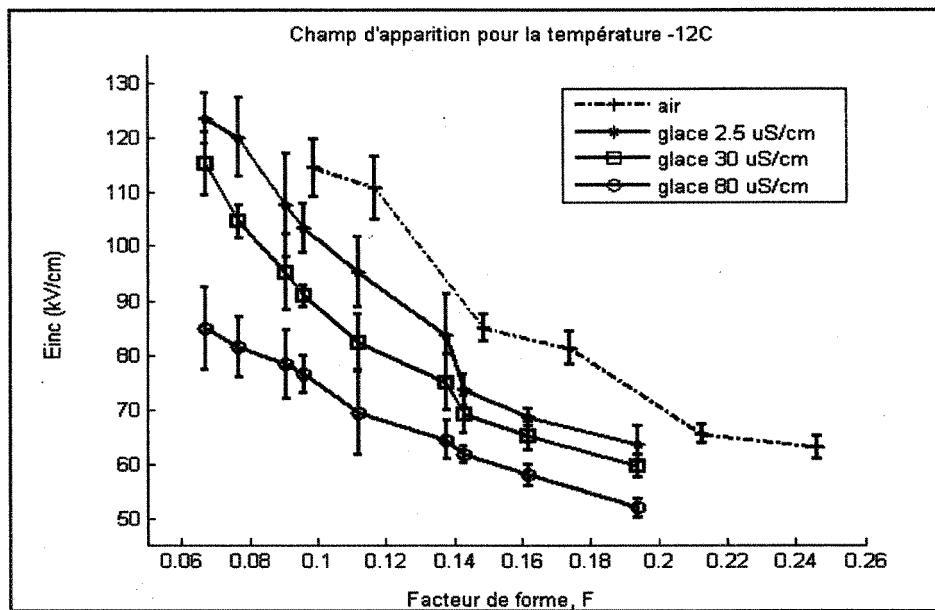


Fig IV.4: Champ d'apparition des streamers à -12°C, dans l'air et en présence de surface de glace pour différents facteurs de forme (F).

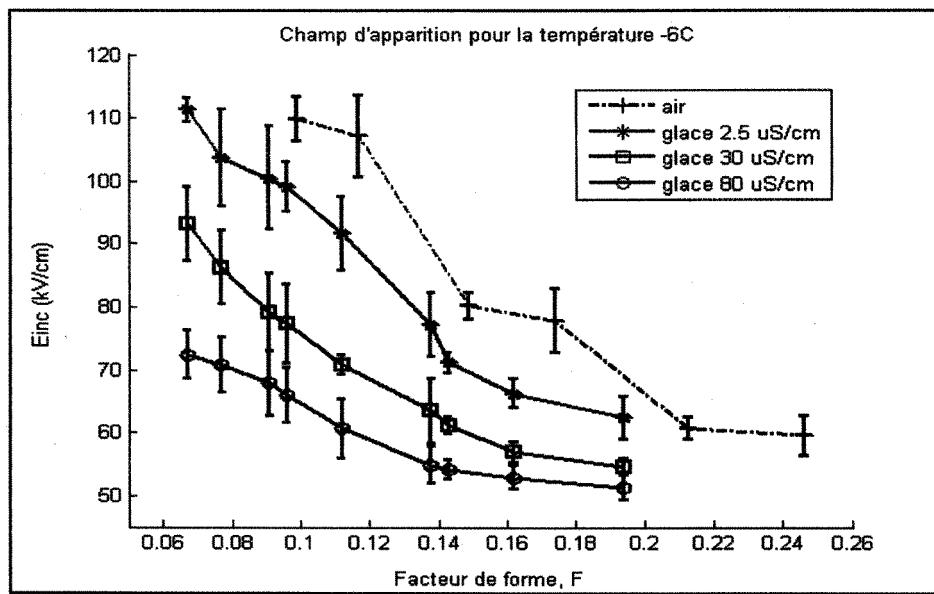


Fig IV.5: Champ d'apparition des streamers à -6°C, dans l'air et en présence de surface de glace pour différents facteurs de forme (F).

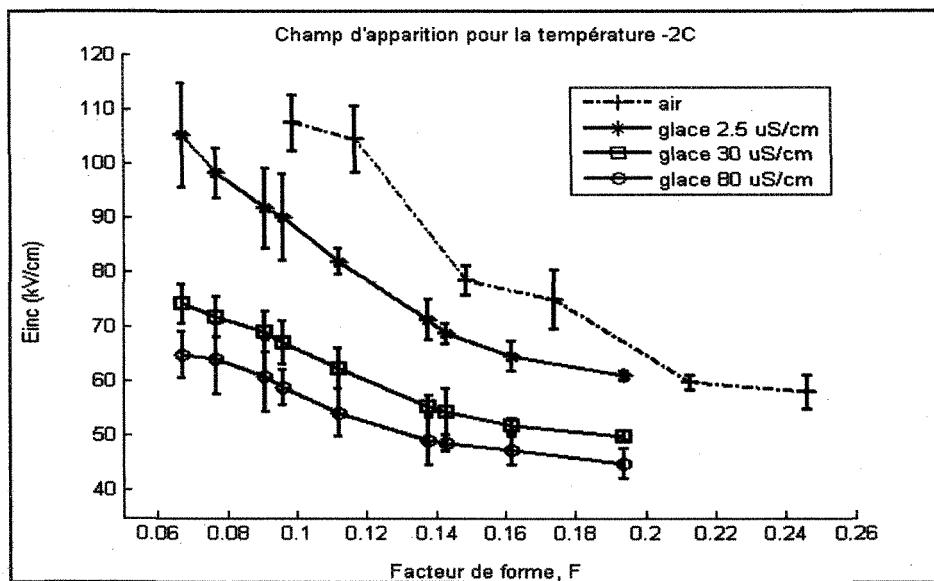


Fig IV.6: Champ d'apparition des streamers à -2°C, dans l'air et en présence de surface de glace pour différents facteurs de forme (F).

De ces figures, on peut observer qu'en présence de surface de glace, le champ d'apparition des streamers est réduit comparativement au cas de l'air. Il apparaît aussi que plus le système d'électrodes est uniforme moins l'écart entre les différentes surfaces est prononcé. L'explication en est que la géométrie des électrodes, tout comme la présence de la surface de glace dans l'intervalle, a comme premier effet la distorsion du champ électrique. Comme il a été mentionné au chapitre II et rappelé dans le paragraphe précédent, par cette distorsion les lignes de champ vont être déformées pour se diriger vers la surface, accentuant ainsi le champ tangentiel et le champ dans la zone de l'électrode HT. Plus la distorsion du champ est accentuée, plus le champ tangentiel à la surface sera intense et donc plus la contribution de la surface dans la génération d'électrons primaires et dans les ionisations collisionnelles sera renforcée. Cette observation peut être d'ailleurs largement confirmée par le fait que pour les températures plus élevées, l'écart entre les niveaux de

champ d'apparition est plus grand d'une surface fortement dopée à une surface qui l'est faiblement. Cet écart est néanmoins moins grand pour les conductivités 30 $\mu\text{S}/\text{cm}$ et 80 $\mu\text{S}/\text{cm}$. On peut supposer qu'à ces niveaux de dopage, la couche surfacique est suffisamment conductrice pour permettre que la probabilité d'amorçage d'une avalanche soit très élevée et atteigne une valeur ne variant plus beaucoup avec la quantité d'impuretés. Rappelons que pour un système d'électrodes donné, si le champ d'apparition des streamers est plus faible, cela voudra dire que la probabilité de génération d'une avalanche de taille critique (streamer) est plus grande. En se basant sur les résultats présentés plus haut, on peut alors déduire qu'en présence d'une surface de glace, la probabilité de génération d'une avalanche de taille critique est supérieure à celle dans l'air. Trois facteurs, individuellement ou en combinaison, peuvent en être les principales raisons: l'intensification du champ dans la zone voisine de l'électrode HT, l'augmentation de la densité des électrons germes et l'augmentation du taux net d'ionisation. On sait aussi que la surface de glace peut accumuler des charges dont la présence aura comme effet d'accentuer le champ mais aussi contribuera à favoriser les deux autres facteurs. Nous analyserons plus en détails la prépondérance de chacun de ces effets dans le prochain chapitre.

Un autre fait intéressant que révèlent aussi ces résultats est que si la conductivité de l'eau de congélation augmente, le champ d'apparition des streamers diminue. La différence entre les surfaces est aussi moins prononcée quand l'intervalle devient plus uniforme ou quand la température augmente. L'explication précédente sur l'effet de la permittivité de la glace notamment dans la distorsion des lignes de champ est encore pertinente pour expliquer la diminution de cet écart. D'autre part, l'influence de la conductivité de l'eau de congélation

et celle de la température peuvent être analysées par le seul paramètre qu'est la conductivité surfacique. En effet, la température et la conductivité de l'eau de congélation ont une influence directe sur la conductivité de la surface de glace et l'état physique de la structure de la couche quasi-liquide. Il a été mentionné précédemment dans le chapitre II, que lorsqu'une solution aqueuse est réfrigérée, le soluté est largement rejeté vers l'extérieur de la surface [142, 143]. D'autre part il a été montré aussi, qu'à des températures supérieures à -10°C, la surface de glace devenait le siège d'une couche quasi-liquide généralement appelée dans certains cas film d'eau [27]. L'épaisseur de cette couche quasi-liquide dépend aussi du niveau de dopage qui peut réduire sa température d'apparition. Alors, on peut s'attendre à ce que plus la conductivité de l'eau de congélation est élevée, plus il y aura d'impuretés rejetées à la surface. Puisque celles-ci ne sont pas volatiles, une augmentation de leur densité résultera en une augmentation de la conductivité de la surface de glace et en un désordre atomique plus important dans la structure de la couche quasi-liquide. Dans ce contexte, si la distorsion des lignes de champ devient renforcée, le détachement des ions négatifs et l'ionisation des molécules d'impuretés par effet champ seront accentués. Ces phénomènes contribueront à une génération abondante de porteurs de charge. Il est bien connu que la conductivité est fonction de la densité des porteurs de charge, de leur mobilité et du champ électrique. On peut alors admettre que dans le contexte décrit ci-haut, la conductivité de la surface augmentera fortement. Ainsi donc, la probabilité de générer des avalanches de taille critique sera plus grande, ce qui conduira à l'apparition de streamers à des champs plus faibles comparativement aux conditions où la conductivité surfacique n'est pas élevée. Ces conditions correspondent à une faible quantité d'impuretés combinée avec

une basse température. Les figures IV.7, IV.8 et IV.9 ci-dessous permettent de mieux ressortir l'influence spécifique de la température pour un même facteur de forme.

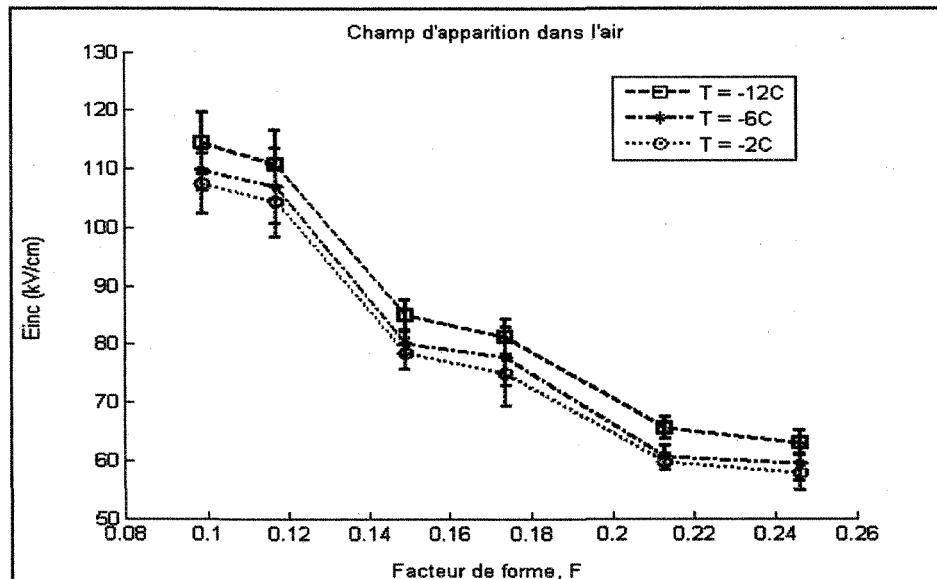


Fig IV.7: Champ d'apparition des streamers dans l'air.

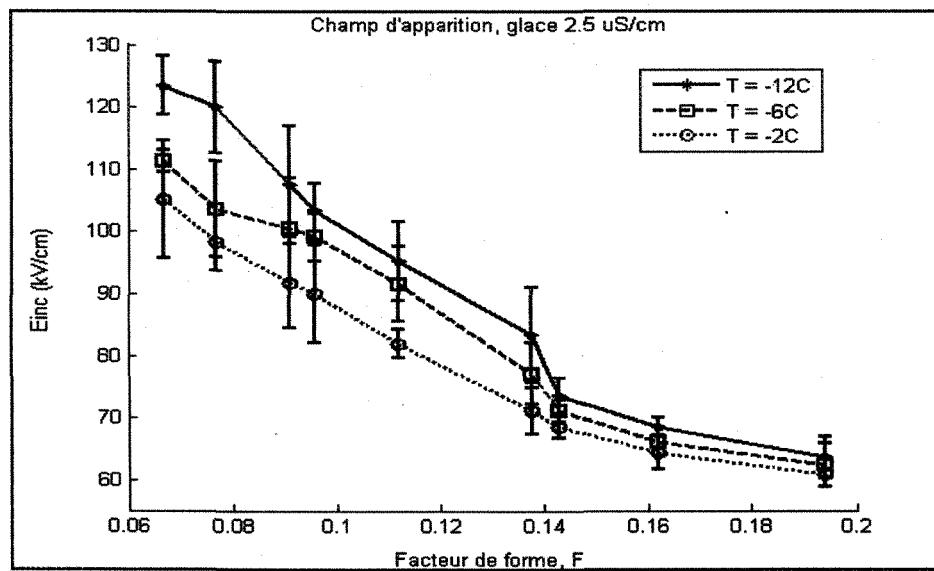


Fig IV.8: Champ d'apparition en présence de surface de glace; $\sigma_{20^\circ\text{C}} = 2,5 \mu\text{S/cm}$.

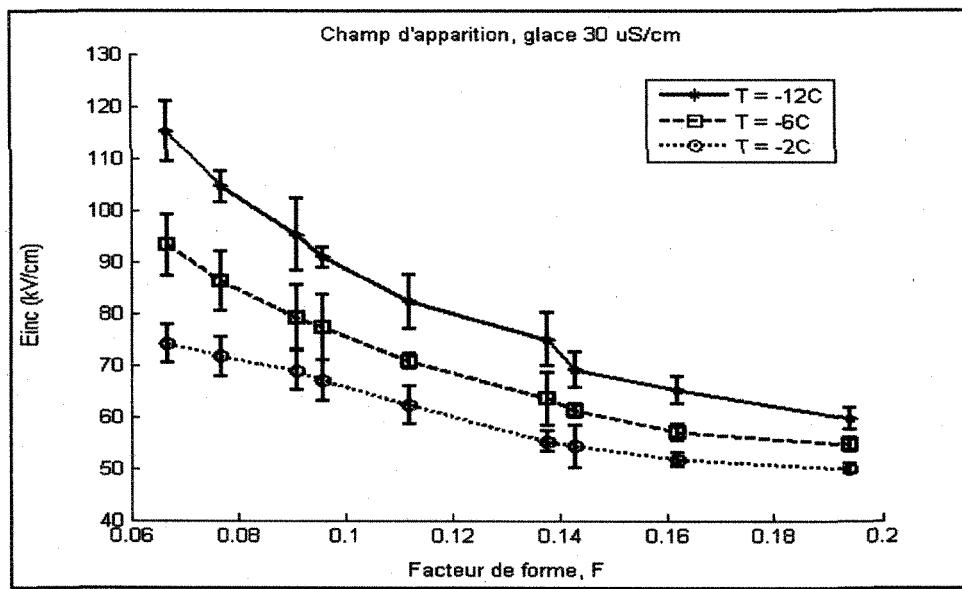


Fig IV.9: Champ d'apparition en présence de surface de glace; $\sigma_{20^\circ\text{C}} = 30 \mu\text{S}/\text{cm}$.

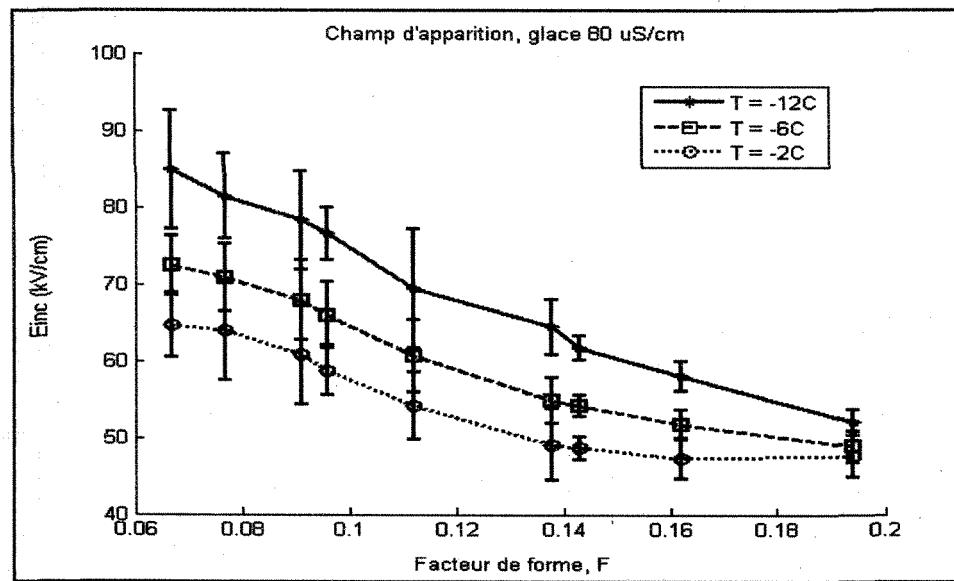


Fig IV.10: Champ d'apparition en présence de surface de glace; $\sigma_{20^\circ\text{C}} = 80 \mu\text{S}/\text{cm}$.

Ces figures permettent donc d'observer plus nettement qu'en présence de glace fortement dopée, la température a un effet plus prononcé sur le champ d'apparition des streamers. Il

apparaît aussi que l'écart induit par la variation de température -12°C à -6°C est plus important que celui induit par une variation de température de -6°C à -2°C. Entre -12°C et -6°C, la surface de glace peut être considérée encore comme étant relativement sèche [20, 28], ce qui diminue l'influence de la couche quasi-liquide. Quand la glace est faiblement dopée ($2,5\mu\text{S}/\text{cm}$), la température n'a pas un grand effet sur le champ d'apparition des streamers, tout comme dans l'air. Dans les travaux qui ont jusqu'ici étudié la physique de la glace, aucune variation significative de la permittivité n'a pu être véritablement attribuée à la température. L'effet de la température apparaît plutôt sur l'état et la conductivité de la couche quasi-liquide et sur le temps de relaxation de Debye [20]. Alors une diminution du champ d'apparition des streamers lorsque la température augmente ne peut principalement être attribuée qu'à l'augmentation de l'épaisseur et de la conductivité de la couche quasi-liquide. Par ailleurs, il est bien connu que dans l'air, l'augmentation de la température induit une réduction de sa densité entraînant aussi la diminution du champ critique d'ionisation [56]. Cette tendance a alors pour conséquence d'élargir le volume critique et donc d'augmenter la probabilité de génération d'avalanches de taille critique. Ainsi donc, en augmentant la température dans l'air, on diminue le champ d'apparition des streamers. D'après nos résultats, notamment ceux présentés à la figure IV.7, cette réduction n'est pas importante de -12°C à -2°C. En présence de surface de glace, on constate que si pour de faibles facteurs de forme, la température a un grand effet sur l'apparition des streamers, dans le cas des intervalles plus homogènes, cet effet était plutôt faible. L'explication serait que lorsque l'intervalle des électrodes devient plus uniforme, les lignes de champ deviennent plus abondantes dans l'air et le champ tangentiel à la surface moins accentué.

Cela induit que la probabilité d'amorçage des avalanches dans l'air sera grande malgré la présence de la surface de glace. Dans ce contexte la même tendance de l'effet de la température dans l'air peut alors être observée en présence de glace. Ce résultat est d'ailleurs bien conforté par les enregistrements effectués avec la caméra à partir desquels il est souvent apparu que pour la conductivité $2,5 \mu\text{S}/\text{cm}$, la décharge pouvait s'initier et se propager en partie ou entièrement dans l'air. Nous aborderons plus en détails cet aspect du développement des décharges dans les paragraphes dédiés à l'analyse de la propagation (IV.3 et V.3). Nous terminons l'étude des paramètres d'apparition des premières couronnes de streamers par l'analyse de la période sombre qui est aussi une des caractéristiques importantes du développement d'une décharge électrique dans un intervalle pointe-plan.

IV.2.3 Période sombre

La période sombre est généralement définie comme étant le temps qui suit l'apparition du premier streamer et durant lequel aucune activité lumineuse n'est observable dans l'intervalle des électrodes. Elle est conséquence de la réduction du champ électrique local induite par la présence de la charge d'espace positive injectée près de l'électrode HT par le premier streamer. Dans nos investigations, cette période sombre a été mesurée pour explorer davantage la dynamique de la décharge en présence de surface de glace. Les résultats pour chacune des surfaces et températures étudiées sont présentés ci-dessous. Les tensions appliquées pour les intervalles de 35; 50 et 70 mm sont respectivement de 50; 70 et 85 kV. Dans le cas de l'air, les tensions appliquées ont été de 15 kV supérieures à celles appliquées en présence de surface de glace.

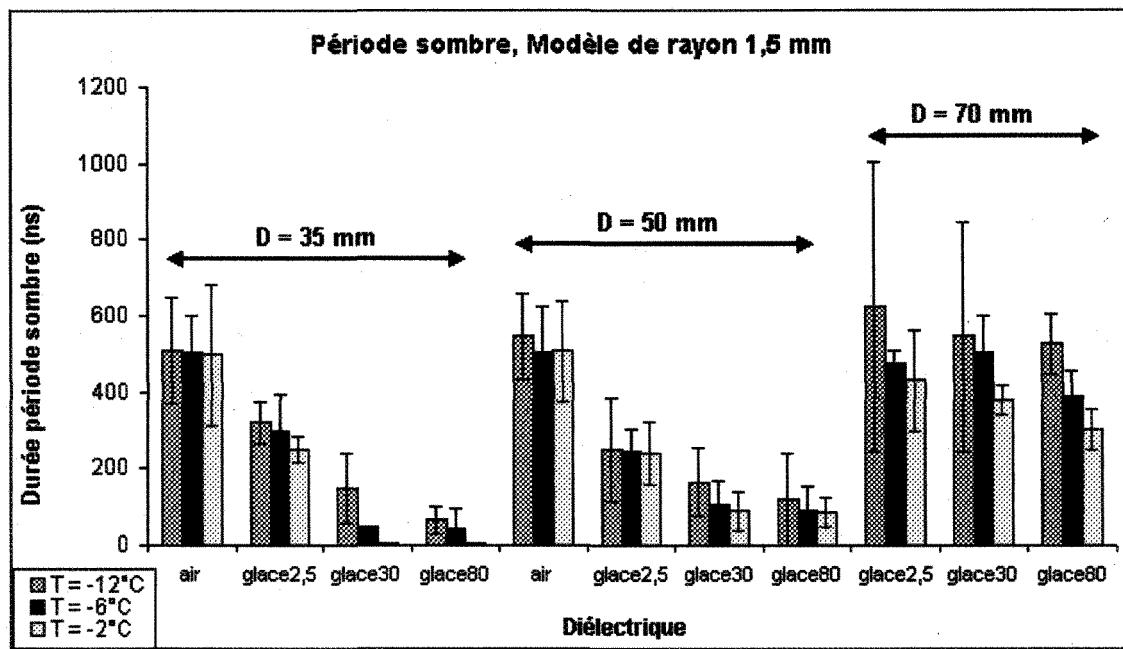


Fig IV.11: Durée de la période sombre dans l'air et en présence de surfaces de glace. Modèle de rayon 1,5 mm.

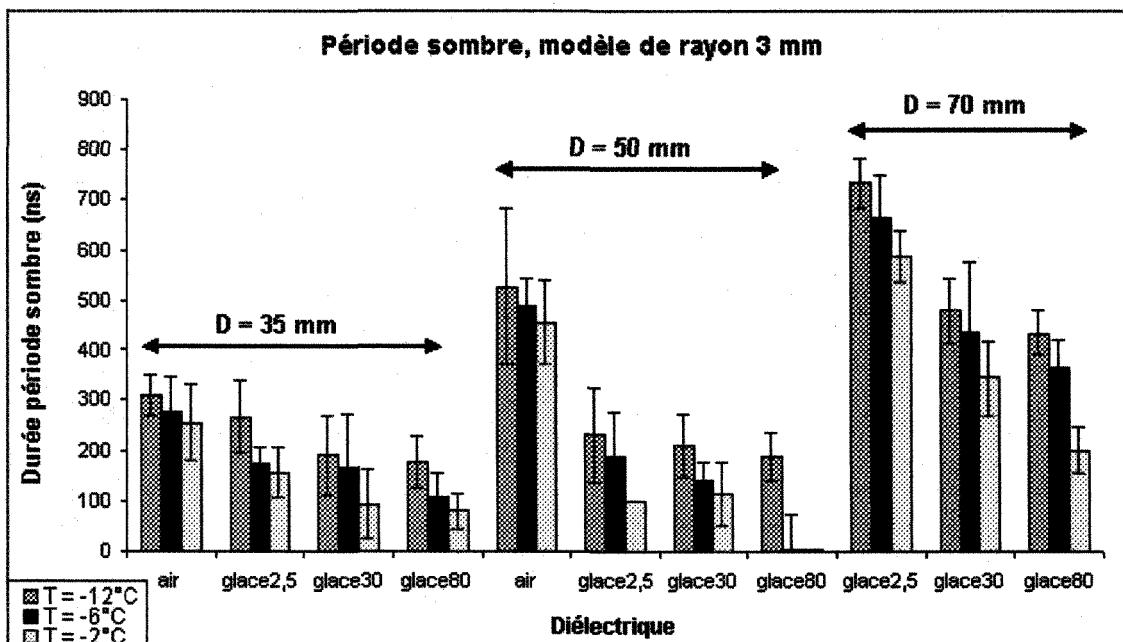


Fig IV.12: Durée de la période sombre dans l'air et en présence de surfaces de glace. Modèle de rayon 3 mm.

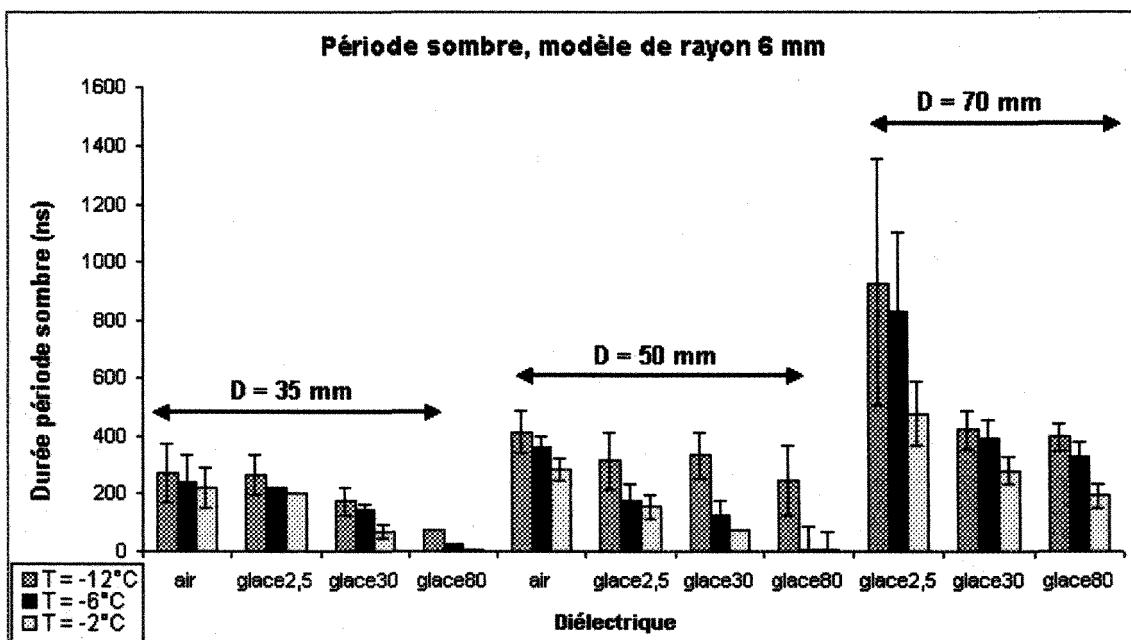


Fig IV.13: Durée de la période sombre dans l'air et en présence de surfaces de glace.
Modèle de rayon 6 mm.

De ces résultats on constate que la durée de la période sombre est grandement réduite en présence de surface de glace comparativement au cas de l'air. En présence de surface de glace, il apparaît aussi très nettement qu'elle varie beaucoup en fonction de la conductivité de l'eau de congélation. Pour les intervalles de 35 et 50 mm, l'écart entre les valeurs diminue lorsque le rayon de courbure de l'électrode HT augmente. Pour la distance de 70 mm, l'écart est moins prononcé entre les conductivités 30 $\mu\text{S}/\text{cm}$ et 80 $\mu\text{S}/\text{cm}$ mais on observe cependant une nette différence entre ces surfaces de glace fortement polluées et celles qui le sont faiblement (2,5 $\mu\text{S}/\text{cm}$). L'interprétation de ces résultats se base sur l'analyse des paramètres dont dépendent l'existence et la durée de la période sombre. Dans l'air, il est bien connu que la durée de la période sombre dépend la quantité de charge d'espace positive injectée par le premier streamer et dans une mesure secondaire de la

diffusion de celle-ci dans l'intervalle [51]. Ces deux paramètres dépendent de la tension d'apparition de la première couronne et de la configuration d'électrodes qui sont elles-mêmes des paramètres interdépendants. En présence de surface de glace, quatre principaux facteurs peuvent justifier l'augmentation de la période sombre lorsque la conductivité de l'eau de congélation diminue. Ces facteurs sont ci-dessous explicités:

- Le courant injecté par le premier streamer et la charge associée sont plus intenses. Dans ce contexte la distorsion du champ induite par la charge d'espace est très grande. L'effet écran ainsi généré dans la région voisine de l'électrode HT est amplifié et le temps nécessaire pour que le champ électrique atteigne à nouveau une valeur suffisante pour amorcer d'autres streamers augmente. Cette interprétation supposerait à priori qu'en présence de surface de glace faiblement dopée le courant généré par le premier streamer est plus grand que dans le cas d'une surface de glace plus fortement dopée. On montrera cependant plus loin, dans le prochain chapitre, que les mesures du courant associé au premier streamer démontrent le contraire.
- La diffusion sur la surface de la charge d'espace générée par la première couronne est plus grande. Il a déjà été établi, même s'il n'existe pas encore de valeurs consistantes, que la self-diffusion des porteurs de charges sur la surface de glace, c'est-à-dire sans l'effet du champ électrique, dépend essentiellement de la conductivité de la surface et de la température [20, 28, 182, 183]. Ainsi quand la conductivité surfacique augmente, par l'effet des impuretés ou de la température, la diffusion des porteurs de charge augmente. Plus la diffusion est grande, plus vite la densité de la charge injectée diminuera dans la région de l'électrode HT. Ainsi le

temps nécessaire pour que le champ électrique local atteigne à nouveau une valeur critique pour initier des ionisations devient plus faible. Cette observation semble être pertinente pour expliquer les résultats obtenus. Il peut alors être établi que la période sombre diminue lorsque la conductivité de l'eau de congélation augmente.

- Un autre phénomène pouvant contribuer à la réduction de la période sombre serait aussi l'augmentation du taux net d'ionisation lorsque la conductivité surfacique est plus élevée. En effet, pour les surfaces comportant une forte densité d'impuretés, le champ électrique nécessaire pour la formation d'avalanches de taille critique semble être beaucoup plus faible comme en ont attesté les résultats obtenus sur le champ d'apparition de la première couronne (paragraphe IV.1.2). Cela suppose alors que la probabilité d'amorçage d'avalanches secondaires est plus élevée pour les glaces fortement dopées. Dans ce contexte, le temps nécessaire pour qu'un second streamer apparaisse sera plus réduit comparativement au cas des glaces faiblement dopées. L'existence de ce phénomène peut d'ailleurs s'appuyer sur les résultats qui montrent souvent que la période sombre pour la conductivité 80 $\mu\text{S}/\text{cm}$ est très faible ou même nulle dans certains cas, spécialement lorsque la température est plus élevée que -12°C. Cela permet d'expliquer que dans ces cas, même si la charge d'espace positive injectée est abondante, elle ne réduit pas suffisamment le champ appliqué pour empêcher l'amorçage de streamers secondaires dans l'intervalle.
- Dans l'étude de la période sombre, qui correspond par ailleurs à la présence d'une forte densité de charge d'espace positive dans l'intervalle des électrodes, il ne peut

être ignoré l'impact de l'attachement électronique et de la recombinaison. Des travaux effectués avec d'autres diélectriques solides ont déjà suggéré qu'une surface diélectrique sur laquelle se développent des streamers pouvait attacher des porteurs de charges par attraction électrostatique ou dans des pièges surfaciques [33]. Dans le cas de la glace, ces pièges surfaciques correspondent à la forte présence de pores et cavités dans la couche quasi-liquide (chapitre II, paragraphe II.4.3). Par ailleurs le désordre structural de cette couche quasi-liquide peut engendrer un taux important de recombinaison des défauts protoniques et des ions d'impuretés présents sur la surface, spécialement lorsque le champ est faible comme c'est le cas durant la période sombre. Puisque l'épaisseur de la couche quasi-liquide augmente lorsque la glace devient plus polluée, on peut alors s'attendre à ce que l'attachement et la recombinaison deviennent plus importants. Dans ce cas, la densité de la charge injectée par le premier streamer diminuera plus rapidement pour une conductivité de l'eau de congélation plus grande, entraînant ainsi une période sombre plus courte.

Les phénomènes explicités ci-haut peuvent agir individuellement, lorsque l'un domine les autres, ou en combinaison pour que la durée de la période sombre diminue lorsque la conductivité surfacique augmente pour un intervalle d'électrodes donné. Leur synergie permet dans tous les cas d'expliquer la différence observée en fonction de la température et aussi lorsqu'on compare le cas de la présence de glace au cas de l'air. Rappelons que dans ce dernier cas la tension appliquée était de 15 kV plus élevée qu'en présence de glace. Par ailleurs, lorsqu'on analyse plus spécifiquement l'influence de la température, on peut noter que la période sombre diminue généralement plus rapidement lorsque la température varie

de -12°C à -6°C que lorsqu'elle varie de -6°C à -2°C . L'analyse du courant injecté par le premier streamer et du coefficient de diffusion des porteurs de charge sur la surface de glace pourrait donner une bonne explication à cette observation. On peut supposer que le courant associé au premier streamer s'accentue avec l'augmentation de la conductivité surfacique, nous reviendrons d'ailleurs plus en détails sur ce paramètre dans le paragraphe IV.4. Cependant cette même tendance reste valable pour le coefficient de diffusion à la surface [20, 28, 182, 183]. D'un autre côté le champ nécessaire pour amorcer un streamer sur la surface de glace est plus faible lorsque la température augmente, comme l'ont révélé les mesures sur le champ d'apparition (paragraphe IV.2.2). La combinaison de ces deux derniers phénomènes aura pour effet de réduire la durée de la période sombre alors que l'augmentation du courant injectée et donc de la charge d'espace positive aura un effet contraire. Ainsi lorsque la température varie de -12°C à -6°C , il se pourrait que la proportion de l'augmentation de la diffusion combinée avec la réduction du champ d'amorçage des streamers soit plus importante que celle de l'augmentation de la quantité de charge injectée par le premier streamer. Par contre quand la température varie de -6°C à -2°C , ce serait l'augmentation de la charge injectée qui aurait une proportion plus grande que celle de la diffusion et de la réduction du champ d'initiation des streamers. Ces explications justifieraient alors que l'écart de la diminution de la période sombre soit souvent plus grand entre -12°C et -6°C qu'entre -6°C et -2°C .

Les paramètres d'apparition des streamers que nous venons d'étudier montrent à quel point la présence d'une surface de glace le long de l'axe des électrodes peut réduire la rigidité diélectrique de l'intervalle. Un autre aspect important de l'influence de la surface de glace

résidé dans son interaction avec la décharge. Celle-ci a pu être étudiée à travers l'analyse des paramètres de propagation de la décharge notamment la durée du développement de la décharge et la vitesse de propagation des streamers. Les résultats sont présentés ci-dessous.

IV.3 Paramètres de propagation

IV.3.1 Durée du développement de la décharge

Le premier paramètre que nous avons évalué pour étudier la propagation des couronnes de streamers en présence de surface de glace est la durée du développement de la décharge. Elle a été déterminée en mesurant l'instant d'apparition de la première couronne et celui correspondant à l'établissement de l'arc électrique. Le développement de la décharge comprend alors la première couronne, la période sombre et la propagation proprement dite de la décharge jusqu'au saut final. Ce paramètre ne permet par conséquent pas de déterminer rigoureusement la vitesse de propagation de la décharge car comme nous l'avons montré dans le paragraphe le streamer principal peut être précédé par une période sombre dont la durée dépend de plusieurs facteurs. Les résultats sur les vitesses de propagation sont présentés dans le prochain paragraphe (IV.3.2).

En analysant les figures ci-dessous, il paraît un peu étonnant de constater que la température n'a qu'un faible effet sur la durée totale du développement de la décharge, spécialement lorsque la glace est fortement dopée. Cette observation est cependant similaire à ce qu'avaient révélé de précédents travaux effectués à la CIGELE [11, 17] et rappelés au chapitre II, paragraphe II.5. Ceux-ci avaient en effet montré que pour de très faibles intervalles d'électrodes, le temps de développement de la décharge pour une surface de glace humide était très comparable à celui pour une surface de glace sèche. Dans nos

investigations, les distances inter-électrodes sont néanmoins plus grandes et on constate que généralement lorsque la température augmente, la durée du développement de la décharge diminue légèrement. L'écart dû à l'effet de la température semble d'ailleurs plus prononcé lorsque la température varie de -12°C à -6°C que lorsque celle-ci passe de -6°C à -2°C . Cette même observation est apparue autant pour le champ d'amorçage de la première couronne (paragraphe IV.2.2) que pour la durée de la période sombre (paragraphe IV.2.3). Pour le modèle de rayon 1,5 mm (figure IV.14), à la distance 70 mm, l'écart observé est beaucoup plus net. Rappelons que d'après les simulations qui ont été effectuées (chapitre III, paragraphe III.4), c'est cette configuration qui présente la plus forte inhomogénéité et donc la plus forte distorsion des lignes de champ. C'est alors normal qu'elle permette de constater plus nettement la contribution de la surface de glace.

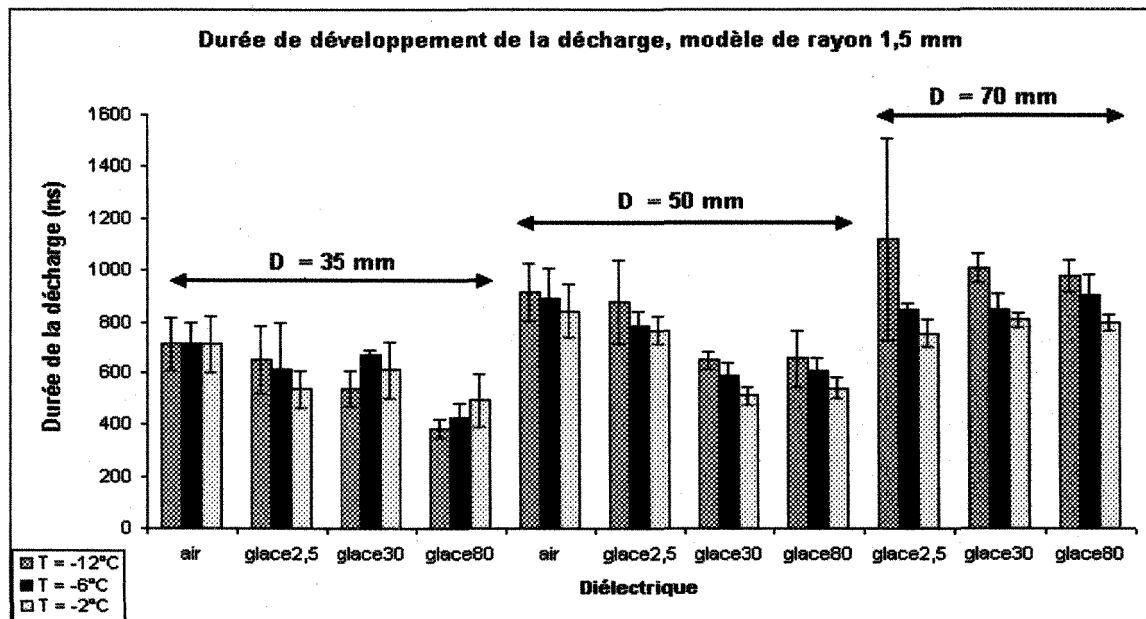


Fig IV.14: Durée de développement de la décharge dans l'air et en présence de surfaces de glace. Modèle de rayon de courbure 1,5 mm.

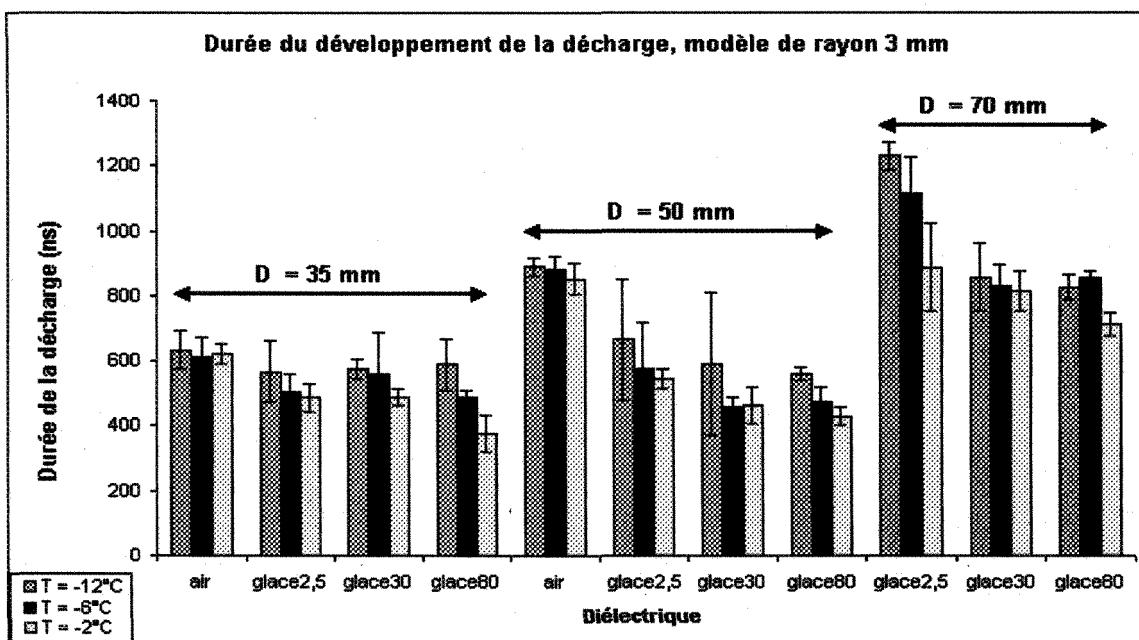


Fig IV.15: Durée de développement de la décharge dans l'air et en présence de surfaces de glace. Modèle de rayon de courbure 3 mm.

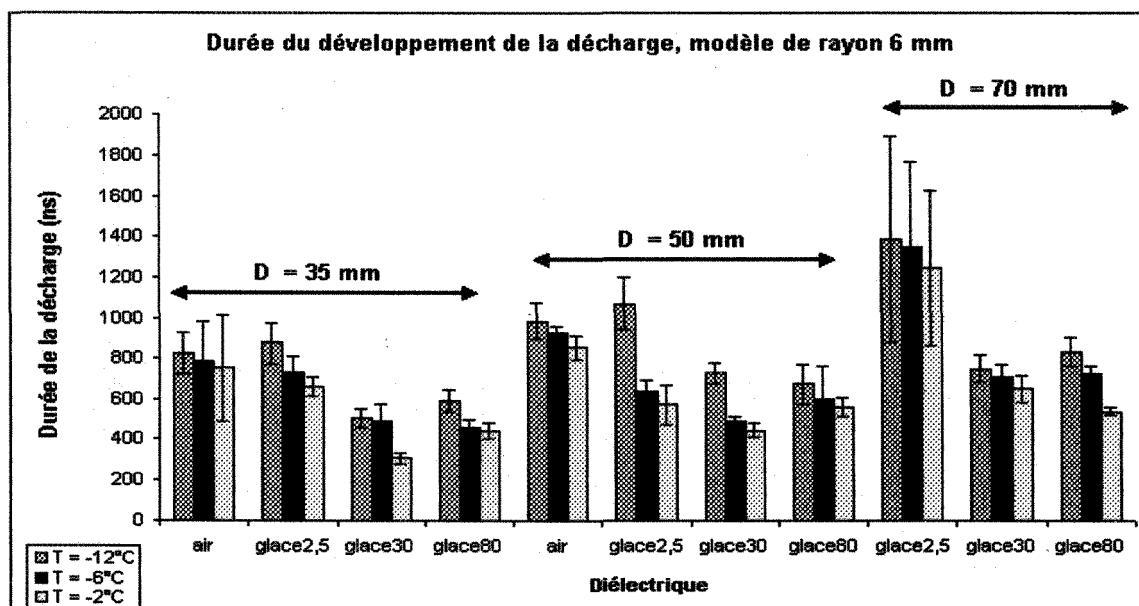


Fig IV.16: Durée de développement de la décharge dans l'air et en présence de surfaces de glace. Modèle de rayon de courbure 6 mm.

Ces résultats permettent d'autre part de constater que malgré que la tension appliquée dans le cas de l'air soit plus élevée que celle en présence de surface de glace, on constate que le temps nécessaire pour que la décharge aboutisse au saut final y est plus grand. On pouvait s'attendre au contraire car il est établi que le développement de la décharge dépend beaucoup de l'énergie injectée dans l'intervalle. En effet pour un même système d'électrodes, plus on fournit d'énergie à la décharge, plus elle devrait se propager rapidement. Cependant ce paramètre dépend plus largement du champ appliqué, de la nature du gaz et de l'énergie d'ionisation des molécules qui rentrent dans le développement des avalanches. Il devient ainsi évident qu'en présence de surface de glace, les facteurs qui peuvent influencer le développement des streamers notamment le champ appliqué, le taux net d'ionisation, les molécules et atomes impliqués ne sont pas les mêmes que ceux dans l'air. L'analyse de ces facteurs peut davantage être effectuée en comparant les vitesses de propagation en présence et absence de surface de glace.

Par ailleurs, en analysant l'influence spécifique de la conductivité de l'eau de congélation sur la durée du développement de la décharge, on constate qu'elle n'apparaît clairement que si on fait la distinction entre les surfaces de glace fortement polluées et celles qui le sont faiblement. Dans ces derniers cas, le développement de la décharge dure plus longtemps pour une même tension appliquée. La différence est nettement plus accentuée lorsque la température est faible (-12°C). Pour les surfaces de glace plus fortement polluées, ni la conductivité de l'eau de congélation ni la température ne semblent avoir une grande influence sur la durée du développement de la décharge. L'interprétation de cette observation requiert cependant une certaine prudence car la période sombre notamment la

charge injectée par le premier streamer joue un rôle important dans la phase ultérieure du développement de la décharge. Si dans l'air il est logique d'observer que plus la période sombre s'allonge plus le claquage de l'intervalle est retardé, en présence de surface de glace cette relation n'est pas établie. Les charges injectées par la première couronne peuvent en effet induire un mécanisme contradictoire sur le développement de la décharge. Nous avions mentionné dans le chapitre II au paragraphe II.3.1.3.c que l'accumulation de charges sur la surface d'un diélectrique placé le long de l'axe des électrodes peut induire une accentuation du champ électrique notamment sa composante tangentielle. Par ailleurs, il est bien connu que le développement de la décharge est fortement lié au champ électrique dans le voisinage de la tête du streamer principal. Plus ce champ appelé champ local sera grand plus les streamers se propageront rapidement et plus la durée de la propagation de la décharge sera courte. Le champ local dépend du champ appliqué et de la densité de charge d'espace positive en tête du streamer. Dans le contexte de la première couronne, la durée de la période sombre peut affecter la distorsion du champ électrique de deux manières.

- En supposant que ces charges sont déposées sur la surface de glace, une longue durée de la période sombre peut suggérer que les charges ont diffusé suffisamment pour être uniformément réparties dans l'intervalle. Cette nouvelle densité de charges surfaciques peut causer alors un important renforcement du champ électrique local sur la surface. Ce renforcement du champ électrique tangentiel aura comme influence d'augmenter la vitesse des streamers et donc de réduire la durée de propagation de la décharge. Ainsi il y aura une longue période sombre compensée par un court temps de propagation.

- Dans un second contexte, en diffusant plus longtemps, ces charges peuvent aussi se recombiner et s'attacher sur la surface de sorte que leur densité et le renforcement du champ tangentiel qu'elles induisent deviennent réduits. Cette intensification moins forte du champ peut aussi survenir lorsque la période sombre est courte. Dans ce cas, il est possible que les charges n'aient pas diffusé suffisamment pour engendrer une densité surfacique et un du champ électrique tangentiel importants. Ce contexte conduit alors à une durée de propagation plus longue précédée soit par une courte période sombre soit par une qui est "trop longue". Dans un cas comme dans l'autre la durée totale du développement de la décharge sera plus grande.

Nous venons de voir qu'en présence de surface de glace, la durée période sombre pouvait influencer la dynamique de développement des streamers de plusieurs manières qui sont en elles-mêmes contradictoires. Elles peuvent par conséquent rendre l'interprétation de la durée totale du développement de la décharge très délicate en présence de surface de glace. L'influence de la surface de glace dans la dynamique du développement de la décharge semble être plus facile à analyser par l'étude de la vitesse de propagation des streamers. Nous présentons ci-dessous les résultats obtenus sur la mesure de ce paramètre.

IV.3.2 Vitesse de propagation des streamers

Une caractéristique essentielle à la compréhension de l'interaction entre une décharge et une surface diélectrique sur laquelle elle se propage est la vitesse de propagation des streamers. Cette caractéristique a été étudiée à l'aide des enregistrements fournis par la caméra ultra rapide. Les figures IV.17, IV.18, IV.19 ci-dessous présentent

respectivement pour les températures -12°C ; -6°C et -2°C ; les résultats obtenus sur les vitesses moyennes des streamers en fonction du champ appliqué à l'électrode HT.

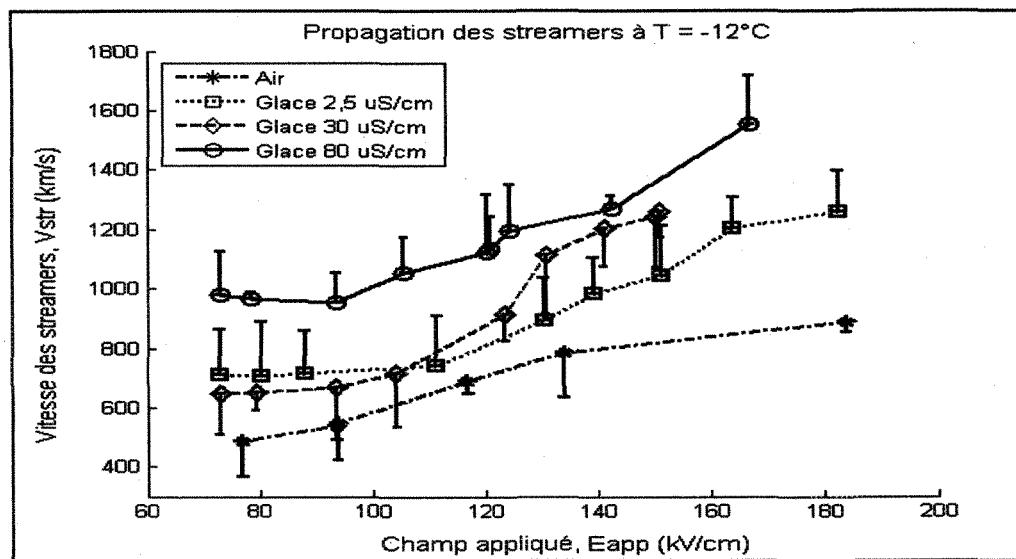


Fig IV.17: Vitesse de propagation moyenne du streamer en fonction du champ électrique appliqué à l'électrode HT. Température -12°C .

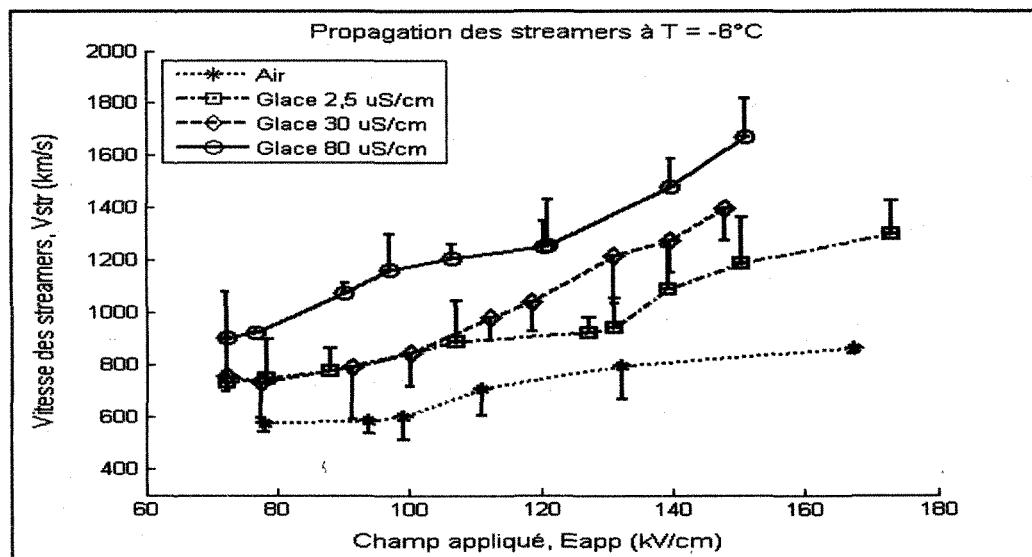


Fig IV.18: Vitesse de propagation moyenne du streamer en fonction du champ électrique appliqué à l'électrode HT. Température -6°C .

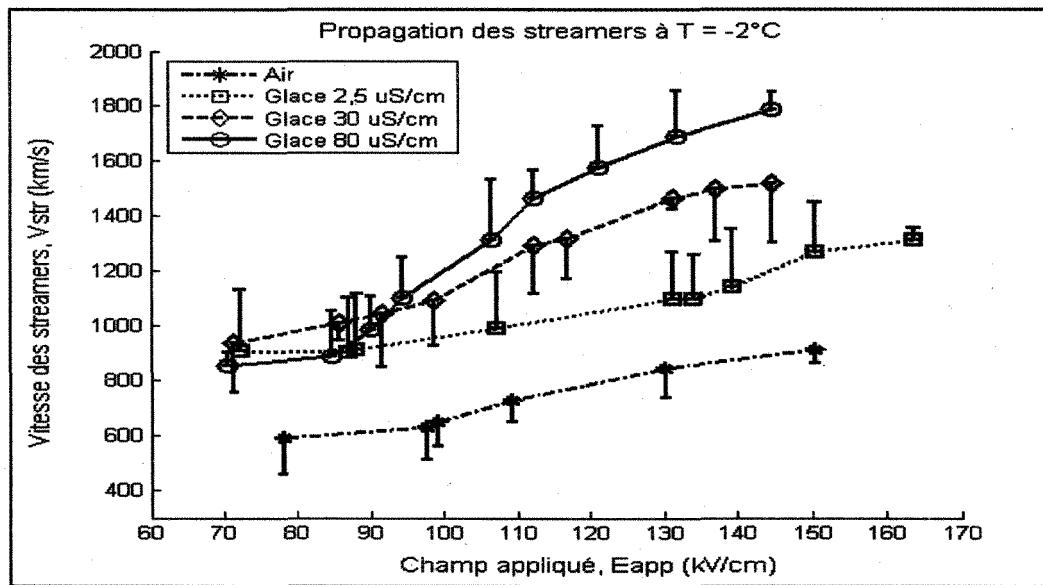


Fig IV.19: Vitesse de propagation moyenne du streamer en fonction du champ électrique appliqué à l'electrode HT. Température -2°C .

Ces résultats permettent tout d'abord de constater que la propagation de la décharge est fortement dépendante du champ appliqué à l'electrode HT, autant dans l'air qu'en présence de surface de glace. En effet on note que pour toutes les températures investiguées (-12°C , -6°C , -2°C), la vitesse des streamers augmente quand le champ appliqué augmente. Ces résultats sont bien dans les ordres de grandeur de ceux pr  c  d  m  nt établis dans l'air et dans le cas des surfaces synthétiques, surtout si l'on tient compte de la température, la plupart de ces études ayant été menées pour la température ambiante [33, 34].

Par ailleurs, on peut noter que pour tous les cas autant dans l'air qu'en présence de glace une vitesse minimale est généralement obtenue lorsque les champs appliqués sont faibles. Ainsi la tendance de variation n'est véritablement observable que lorsque les champs appliqués sont moyens ou relativement intenses. Deux hypothèses permettent d'apporter des explications  cette observation.

- Pour les champs appliqués faibles, la contribution du champ de charge d'espace dans le champ local en tête du streamer est majoritaire. Alors que dans les conditions de champ appliqué intense, c'est ce dernier paramètre qui contribuerait le plus dans la valeur du champ local.
- D'autre part, les conditions de champ faible mentionnées ci-haut correspondent principalement aux modèles de rayon 6 mm. Ce sont les configurations avec lesquelles la distorsion du champ était la plus faible. Ainsi, pour ces intervalles, les lignes de champ seraient relativement abondantes dans l'air malgré la présence de la surface de glace. Le champ tangentiel sur la surface serait donc moins renforcé et la décharge aura tendance à se développer partiellement dans l'air, ce qui réduirait la contribution de la surface. Les seuls effets de sa présence comparativement au cas de l'air seraient la légère intensification du champ appliqué et une faible contribution dans les ionisations.

D'après les résultats présentés ci-dessus, on constate aussi que pour les mêmes niveaux de champ appliqué, la vitesse de propagation d'une décharge dans l'air est toujours plus faible que celle en présence de surface de glace. L'écart de vitesse pour les deux milieux est nettement plus accentué lorsque la température augmente de -12°C à -2°C. En présence de glace, l'intensification du champ électrique local et les mécanismes d'émission d'électrons à la surface sous l'effet de ce champ ou par bombardement d'ions, de photons ou encore d'électrons peuvent largement justifier l'augmentation de la vitesse de propagation des streamers. Rappelons que pour arracher un électron d'une surface solide, l'énergie minimale requise, appelée fonction travail, ($e\phi$), peut se présenter sous différentes formes:

thermique (phonons, kT), photonique ($\hbar\nu$), d'énergie excitation des atomes et des ions (eV*), d'énergie cinétique ($\frac{1}{2}mv^2$) etc. [76]. D'autre part, il est théoriquement établi que l'énergie nécessaire requise pour reconstituer un atome à partir de sa forme ionisée est la même requise pour lui arracher un électron, l'énergie d'ionisation (E_i). Ainsi lors d'un bombardement d'électrons ou d'une recombinaison d'ions par exemple, si l'énergie totale libérée est supérieure à la fonction travail de la surface et à l'énergie d'ionisation des atomes, ions et molécules qui y sont présents ($\frac{1}{2}mv^2 + \hbar\nu + eV^* \geq e\phi + E_i$), au moins un électron pourra être arraché. Dans nos investigations, la couche de glace a été formée à partir d'une solution aqueuse de chlorure de sodium (NaCl). Il est connu que les molécules de NaCl ne pourront se dissoudre que très faiblement dans la structure physique de la glace et que la très grande partie sera rejetée vers la surface [2]. Dépendamment de la concentration de NaCl dans l'eau de congélation, il y aura sur la surface de glace une quantité abondante d'ions de sodium (Na^+), de chlore (Cl^-), de molécules de la solution de NaCl et de défauts protoniques [2, 20, 28, 142, 143]. Les atomes de sodium (Na, $E_i = 5,14$ eV) et les molécules de NaCl ($E_i = 8,92$ eV) présents sur la surface de glace, comparativement à ceux d'azote (N_2 , $E_i = 15,57$ eV) et d'oxygène (O_2 , $E_i = 12,5$ eV) présents dans l'air ont une faible énergie d'ionisation [184]. Puisqu'il est plus facile de leur arracher un électron, on peut s'attendre alors à ce que le taux d'ionisation devant la tête du streamer soit plus accentué en présence de surface de glace que dans l'air. De plus, il est bien connu que le taux net d'ionisation est une fonction du champ électrique local. En présence de surface de glace, le champ sera largement accentué sous l'effet de la permittivité ce qui, combiné avec la présence d'atomes de faible énergie d'ionisation,

justifie amplement que les vitesses de propagation soient plus grandes que dans l'air. Ces mêmes explications permettent aussi de justifier que la vitesse de propagation de la décharge soit plus élevée lorsque la conductivité de l'eau de congélation augmente.

Dans une mesure moindre, comparativement aux autres facteurs évoqués, l'énergie résiduelle issue des bombardements peut davantage contribuer à l'augmentation de la vitesse de propagation des streamers en présence de surface de glace. Elle peut en effet contribuer à un échauffement local de la surface et en la génération de la couche quasi-liquide favorisant ainsi une propagation plus rapide du streamer. A ce sujet, il est apparu que la température avait une nette influence sur la propagation des streamers en présence de surface de glace comme le montrent les figures IV.21, IV.22 et IV.23. Cette tendance n'est toutefois pas aussi nette dans l'air (figure IV.20).

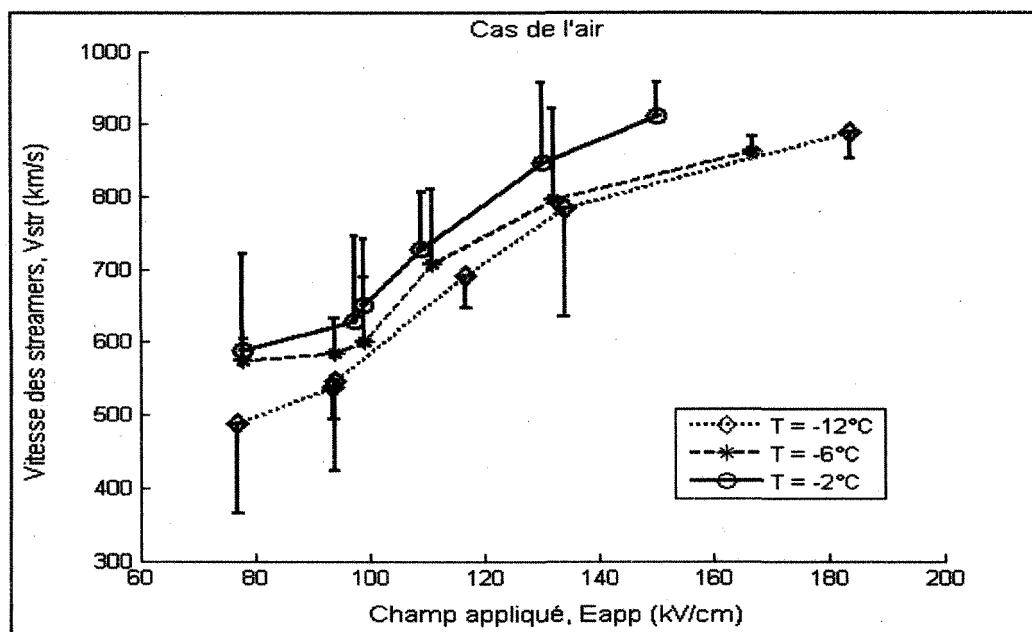


Fig IV.20: Vitesse de propagation moyenne du streamer dans l'air en fonction du champ électrique appliqué à l'électrode HT.

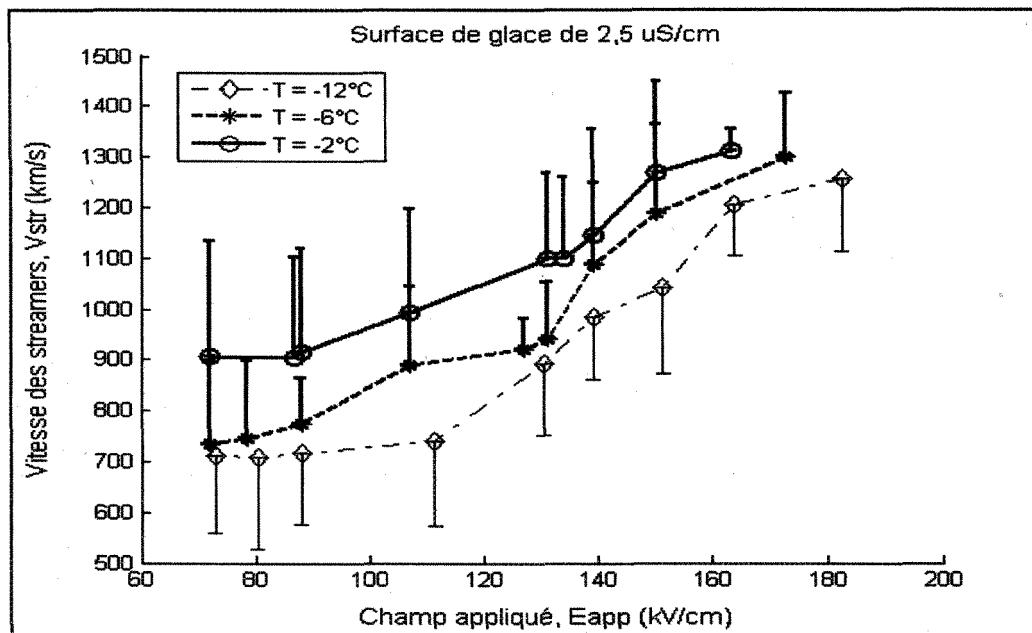


Fig IV.21: Vitesse de propagation moyenne des streamers en fonction du champ électrique appliqué. Cas de la glace $2,5 \mu\text{S}/\text{cm}$.

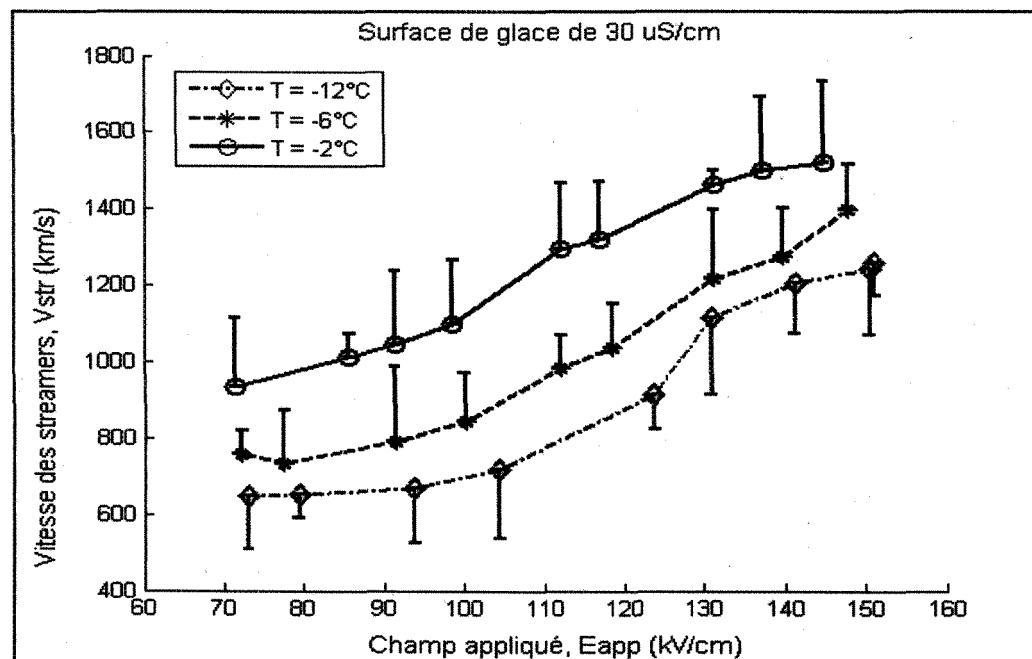


Fig IV.22: Vitesse de propagation moyenne des streamers en fonction du champ électrique appliqué. Cas de la glace $30 \mu\text{S}/\text{cm}$.

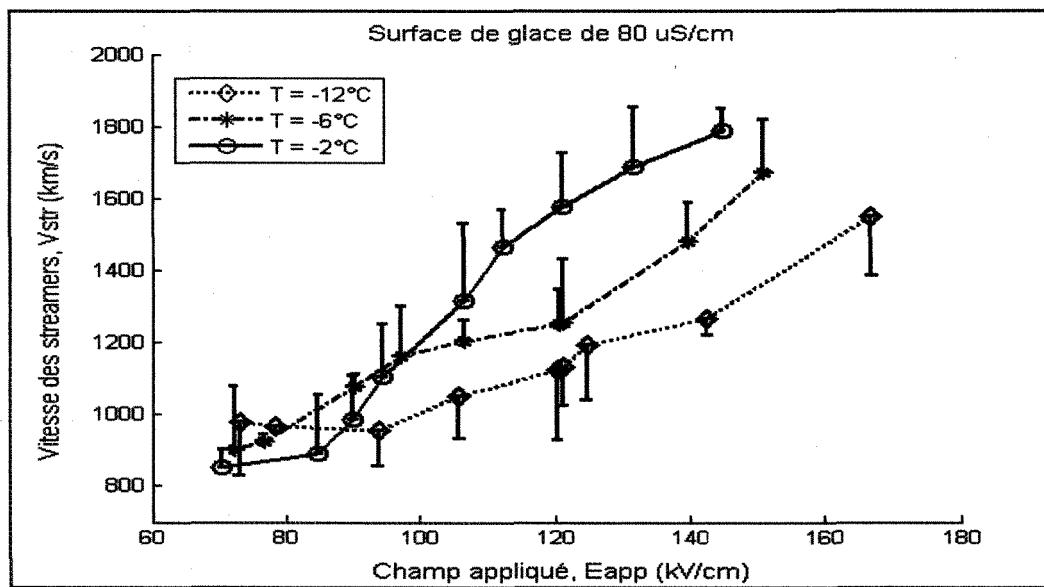


Fig IV.23: Vitesse de propagation moyenne des streamers en fonction du champ électrique appliqué. Cas de la glace 80 $\mu\text{S}/\text{cm}$.

Les résultats ci-dessus montrent donc plus clairement, pour le cas de l'air et pour chaque surface de glace, que l'augmentation de la température conduit à celle de la vitesse de propagation des streamers, tout comme c'est le cas avec l'augmentation de la conductivité de l'eau de congélation. Dans l'air, il est bien connu que la variation de la température a une influence spécifique sur la vitesse de propagation des streamers [51, 189]. Cette influence aurait cependant des tendances contradictoires. En effet, lorsque la température augmente, la densité de l'air diminue entraînant la réduction du champ critique d'ionisation [56]. Par contre pour la même cause, la mobilité des atomes et molécules diminue entraînant ainsi une réduction de la fréquence des ionisations sous l'effet du champ appliqué [51, 76]. Vraisemblablement pour une certaine gamme de température, un effet va prévaloir sur l'autre. On peut néanmoins souligner que pour les températures ici sous investigations, l'écart entre -12°C et -2°C n'est pas assez grand pour engendrer une

variation notable du champ critique d'ionisation. D'ailleurs les écarts observés dans les vitesses de propagation lorsque la température varie ne sont pas significatives [56]. Ils peuvent même être attribuables, comme montré précédemment au paragraphe IV.2.3, aux influences de la première couronne sur le développement ultérieur de la décharge.

En présence de surface de glace l'influence spécifique de la température réside surtout dans l'apparition et l'épaisseur de la couche quasi-liquide. On sait maintenant que les impuretés y sont abondamment présentes et que sa structure atomique est très désordonnée avec des liaisons atomiques incomplètes et une forte densité de défauts protoniques. Lorsque la température augmente ces propriétés de la couche quasi-liquide deviennent plus accentuées en plus de l'augmentation de son épaisseur (chapitre II, paragraphe II.4.3). On peut par conséquent s'attendre à ce que la vitesse de propagation des streamers augmente lorsque l'épaisseur de la couche quasi-liquide augmente. Les résultats montrent aussi que pour les températures plus basses (-12°C, -6°C), lorsque le champ appliqué est faible, les vitesses de propagation sur les surfaces de glace à 2,5 µS/cm et à 30 µS/cm sont très proches. En effet, lorsque les températures sont faibles, la conductivité de la surface de glace ne varie pas beaucoup puisqu'on peut supposer que la couche quasi-liquide n'a pas encore atteint une épaisseur considérable ou même n'est pas uniformément réparti [20, 28, 27]. Les seules contributions que nous pouvons alors supposer sont celles liées à la concentration d'impuretés dans la solution aqueuse. Une plus forte concentration d'impuretés (Na, NaCl, Cl⁻, Na⁺) produirait en effet plus d'électrons surtout lorsque le champ local est très intense, ce qui entraînerait un fort taux de détachement d'ions négatifs, la photo-ionisation, la contribution à des ionisations collisionnelles ou encore l'ionisation par effet champ.

Par ailleurs, lorsqu'un champ électrique intense de haute fréquence est appliqué à la glace, un autre paramètre important, peut spécialement influencer l'épaisseur et la structure de la couche quasi-liquide [185, 186, 187]. Il s'agit de l'énergie absorbée par la surface qui en modifiant l'état de la couche quasi-liquide peut largement influencer le développement des streamers. Ce paramètre peut être analysé à partir du facteur de pertes ($\epsilon' \cdot \text{tg}\delta$). Pour la glace polycristalline, il a été établi que le facteur de pertes, pour des fréquences (f) proches de 200 Mhz, était de $1,5 \cdot 10^{-3}$ tandis que celui de la couche quasi-liquide était d'environ 0,2 [185]. En corrélant ces valeurs avec la fréquence, la capacité d'absorption d'énergie ($\epsilon' \cdot \text{tg}\delta \cdot f$) de haute fréquence de la couche quasi-liquide a été déterminée. Les résultats ont montré qu'elle est de deux ordres de grandeur supérieure à celle de la glace [186]. À la lumière de ces résultats, on peut établir que lorsque la glace est soumise à un champ intense de haute fréquence, l'énergie que fournit celui-ci sera principalement absorbée par la couche quasi-liquide. Comme conséquence directe, l'épaisseur de la couche quasi-liquide augmentera et sa rigidité mécanique diminuera jusqu'à un point critique où les liaisons atomiques commenceront à se désintégrer en réponse à ces deux effets [186, 187].

Dans nos investigations, la tension appliquée qui est une impulsion de foudre, induira un champ intense de haute fréquence [177]. L'énergie injectée dans l'intervalle des électrodes sera donc essentiellement absorbée par la surface de glace [186, 187]. Avec l'augmentation de la conductivité de l'eau de congélation ou de la température, l'épaisseur de la couche quasi-liquide sera davantage plus importante. Ainsi les ionisations des atomes et molécules présents sur la surface seront plus abondantes favorisées une plus forte désintégration des liaisons atomiques dans la couche quasi-liquide. Par conséquent la vitesse de propagation

des streamers sera plus élevée avec l'augmentation de la température pour un même degré de pollution de la glace, ou avec la conductivité de l'eau de congélation pour une même température. L'influence de ces deux paramètres sera largement amplifiée si le champ appliqué est intense. On peut noter à ce sujet d'après les figures IV.17, IV.18 et IV.19 que l'écart des vitesses de propagation entre les différentes surfaces est plus grand lorsque les champs appliqués sont intenses, spécialement pour les températures plus faibles.

D'autre part, en présence d'une surface de glace, la décharge pourrait avoir deux composantes, une se propageant dans l'air et l'autre sur la surface [188]. Cette même observation a été effectuée dans des travaux qui ont concerné d'autres types de surfaces diélectriques [34]. Dans l'air, tout comme cela a été confirmé dans ces investigations (figure IV.20), la température a un effet spécifique sur la vitesse de propagation des streamers [189]. Pour ce qui concerne la composante de surface, l'influence de la température sera très certainement associée à l'épaisseur de la couche quasi-liquide et à au désordre atomique de sa structure. On sait maintenant que ces deux phénomènes dépendent aussi très largement de la quantité d'impuretés introduites dans l'eau de congélation la glace mais aussi de l'intensité de l'absorption de l'énergie et du désordre dans la structure atomique de la couche quasi-liquide. D'autre part, comme il a établi au paragraphe IV.2, la probabilité d'amorçage d'avalanches de taille critique en présence de surface de glace serait plus importante que celle dans l'air. Cependant lorsque la surface de glace est faiblement polluée la probabilité d'amorçage de ces avalanches serait comparable à celle dans l'air spécialement lorsque la température est basse. Dans ces conditions la décharge peut se propager en partie ou entièrement dans l'air. Cette observation est d'ailleurs souvent

apparue dans les enregistrements effectués à l'aide de la caméra ultra rapide notamment pour la surface de glace formée avec une eau de congélation de $2,5 \mu\text{S}/\text{cm}$. La figure ci-dessous en présente un exemple et compare la décharge en présence de deux surfaces de glace, l'une faiblement polluée ($2,5 \mu\text{S}/\text{cm}$) et l'autre qui l'est plus fortement ($30 \mu\text{S}/\text{cm}$).

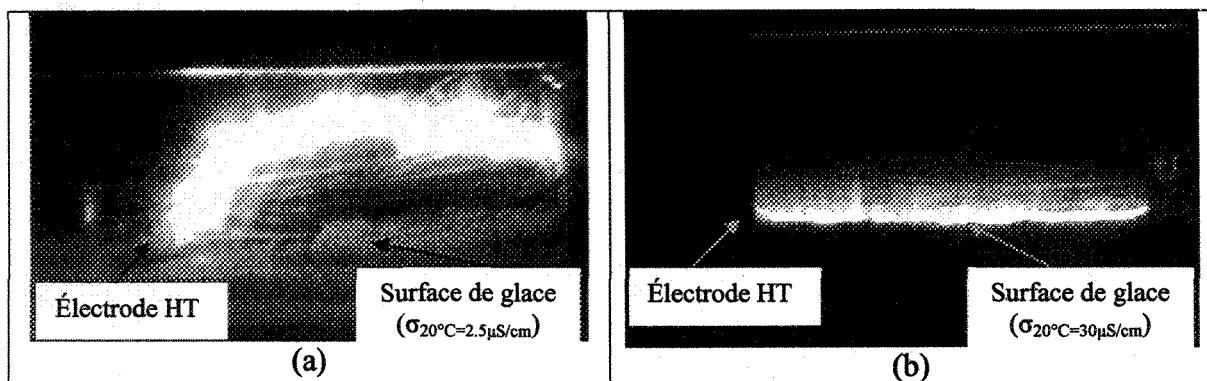


Fig IV.24: Vue horizontale du développement d'une décharge en présence de surface de glace à -12°C . $R = 3 \text{ mm}$ et $D = 50 \text{ mm}$.
 (a): $\sigma_{20^\circ\text{C}} = 2,5 \mu\text{S}/\text{cm}$. (b): $\sigma_{20^\circ\text{C}} = 30 \mu\text{S}/\text{cm}$.

Les enregistrements montrent qu'en présence d'une surface faiblement polluée, la décharge peut se propager entièrement dans l'air alors que dans le cas d'une surface fortement dopée, elle se propage entièrement à l'interface air/glace. Cette observation permet largement de justifier qu'à de basses températures (-12°C), la vitesse de propagation des streamers en présence d'une surface de glace faiblement polluée ($2,5 \mu\text{S}/\text{cm}$) soit très proche de celle dans l'air, spécialement lorsque le champ appliqué est faible ou moyen (figure IV.17). Lorsque le champ appliqué est suffisamment intense, le champ tangentiel produit serait fortement accentué et la contribution de la surface assez considérable pour influencer de manière significative les caractéristiques de la décharge.

Les paramètres tels la permittivité de la glace, la conductivité de l'eau de congélation et la température, même s'ils se sont révélés très déterminants, ne sont pas les seuls qui peuvent influencer les caractéristiques d'une décharge qui se propage sur une surface de glace. En effet, nous avons largement montré au chapitre II dans le paragraphe II.3.1.3, qu'une interface air/surface diélectrique pouvait accumuler des charges de différentes manières et que celles-ci pouvaient largement contribuer à l'accentuation du champ électrique dans l'intervalle des électrodes. Dans le cas de la glace, nous avions aussi mentionné que l'interface créée par son contact avec les électrodes métalliques pouvait constituer une source très importante de relaxations de ces charges surfaciques. Par ailleurs même si l'accumulation de charges surfaciques par ces mécanismes ne s'avèrait pas importante pour des raisons d'amplitude et de fréquence du champ appliqué, les charges déposées par la première couronne pourraient être, elles, très influentes dans la propagation ultérieure des streamers. De plus, l'interaction dynamique entre la surface de glace et la tête du streamer, pourraient impliquer des mécanismes physiques, absents dans l'air, favorisant une propagation plus rapide de la décharge. L'étude et l'interprétation de tous ces phénomènes seront l'objet du chapitre V suivant.

IV.4 Conclusion

Nous venons d'étudier dans ce chapitre les caractéristiques des streamers en présence de surface de glace en les comparant aussi avec celles dans le cas de l'air. Les résultats ont permis de constater que la présence de la surface de glace influençait considérablement, et ceci dans toutes les phases, le développement des streamers. En effet,

il a été noté que les streamers s'amorçaient toujours à des tensions et champs appliqués plus faibles en présence de glace. La permittivité de la glace, plus grande que celle de l'air en est l'une des principales raisons. Par la distorsion qu'elle induit, elle favorise l'accentuation du champ tangentiel et l'augmentation de la probabilité de génération d'avalanches de taille critique. Pour mieux faire ressortir les autres aspects de l'influence de la surface de glace, champs d'apparition ont été évalués en fonction du facteur de forme, paramètre qui tient déjà compte de la distorsion du champ. Cette approche a permis de montrer que l'intensification du champ dans le voisinage de l'électrode HT, n'est pas le seul facteur qui contribue à l'apparition précoce des streamers en présence de surface de glace. En effet, la forte présence d'impuretés et l'existence d'une couche quasi-liquide sur la surface sont aussi apparues comme étant des facteurs déterminants dans le développement des streamers. Ces deux paramètres ont été contrôlés par la conductivité de l'eau de congélation et la température et leur variation a permis de montrer que pour une configuration d'électrodes donnée, le champ d'apparition des streamers diminue lorsqu'on augmente la conductivité de l'eau de congélation pour une même température ou lorsqu'on augmente la température pour une conductivité. Le champ tangentiel intense combiné avec la présence abondante d'impuretés et la faiblesse des liaisons atomiques dans la couche quasi-liquide en sont les principales explications. D'ailleurs il a été montré que l'écart entre les champs d'apparition est toujours plus grand lorsque la température varie de -12°C à -6°C que lorsqu'elle varie -6°C à -2°C. Entre -12°C et -6°C, la surface de glace peut être considérée comme étant relativement sèche, ce qui diminue l'influence de la couche quasi-liquide. L'existence d'une couche quasi-liquide, notamment la diffusion surfacique qu'elle

engendre, montre aussi qu'en présence de surface de glace la période sombre qui suit l'apparition de la première couronne est plus faible que dans l'air. D'ailleurs cette période sombre, qui dépend aussi du champ appliqué, est généralement plus faible lorsque la conductivité de l'eau de congélation ou la température est plus grande.

Les résultats ont permis aussi de confirmer qu'en présence de surface de glace, la vitesse de propagation des streamers est plus grande que celle dans l'air. Même si dans les deux cas, elle dépend fortement du champ appliqué, en présence de glace on pouvait constater une valeur minimale qui suggère que pour des champs faibles, la propagation des streamers est plus contrôlée par le champ de charge d'espace qui serait plus intense que le champ appliqué. Les facteurs que nous avons établis comme étant les plus déterminants qui favorisaient une propagation plus rapide des streamers en présence de surface de glace sont notamment la couche quasi-liquide et l'implication d'atomes et de molécules d'énergie d'ionisation plus faible que ceux impliqués dans le développement des streamers dans l'air. A ce titre d'ailleurs, il a été noté que pour des surfaces de glace plus fortement dopées, la vitesse de propagation des streamers était plus grande comparativement aux surfaces plus faiblement dopées. D'autre part si dans l'air la température avait un léger effet dans la propagation des streamers, en présence de surface de glace son influence était nettement plus grande. L'augmentation de l'épaisseur de la couche quasi-liquide en est la principale explication. D'ailleurs il a été noté que la variation induite par la température était plus grande de -6°C à -2°C que de -12°C à -6°C . Cette observation permet de justifier que la présence de la couche quasi-liquide sur la surface de glace joue un rôle fondamental, puisqu'à des températures inférieures à -6°C , elle serait d'épaisseur négligeable.

CHAPITRE V

DESCRIPTION QUALITATIVE DES DÉCHARGES EN PRÉSENCE DE SURFACE DE GLACE ET ÉVALUATION DES FACTEURS INFLUENÇANT LEUR DÉVELOPPEMENT

CHAPITRE V

DESCRIPTION QUALITATIVE DES DÉCHARGES EN PRÉSENCE DE SURFACE DE GLACE ET ÉVALUATION DES FACTEURS INFLUENÇANT LEUR DÉVELOPPEMENT

V.1 Introduction

Nous venons d'effectuer, dans le chapitre précédent, l'étude des paramètres d'apparition et de propagation des streamers en présence de surface de glace. Cette étude a permis d'établir que la présence d'une surface de glace dans l'intervalle des électrodes modifiait considérablement la dynamique de développement de la décharge. Bien que l'interprétation des résultats obtenus ait permis d'aborder sommairement les mécanismes physiques impliqués dans les différentes phases de la décharge, une analyse plus étendue de ces mécanismes s'avèrent nécessaire pour décrire cette fois-ci les caractéristiques physiques de la décharge et son interaction avec la surface de glace. C'est à la présentation des ces caractéristiques physiques que sera consacrée en partie ce chapitre. Celles-ci incluent notamment la luminosité émise par le streamer, la zone de démarrage de sa propagation, l'étendue spatiale des couronnes, l'aspect du saut final. Leur interprétation nous a permis de proposer un modèle analytique de l'interaction entre la décharge et la surface de glace.

D'autre part, un paramètre fondamental dans le contexte des décharges surfaciques notamment la quantité de charge accumulée ou déposée sur la surface, n'a pas encore été

étudié. Même si son analyse a été brièvement abordée au chapitre précédent à travers l'interprétation de la période sombre, il reste encore à déterminer son influence directe dans la propagation des streamers. Cette étude a pu être effectuée en mesurant le courant injecté par le streamer et en déduisant la charge nette déposée sur la surface. Dans la même lancée, nous avons procédé à l'évaluation de la contribution des différents facteurs qui ont été déterminés comme étant les plus influents dans le développement de la décharge en présence de surface de glace. Ceux-ci incluent notamment la permittivité de la glace, la quantité de charge injectée dans l'intervalle et le taux net d'ionisation à l'interface air/glace, facteur qui tient compte autant de la densité des impuretés que de la température.

V.2 Aspects physiques des décharges en présence de surface de glace

La figure ci-dessous permet d'identifier, à partir d'un exemple d'enregistrement de la caméra, les paramètres décrits dans l'aspect physique.

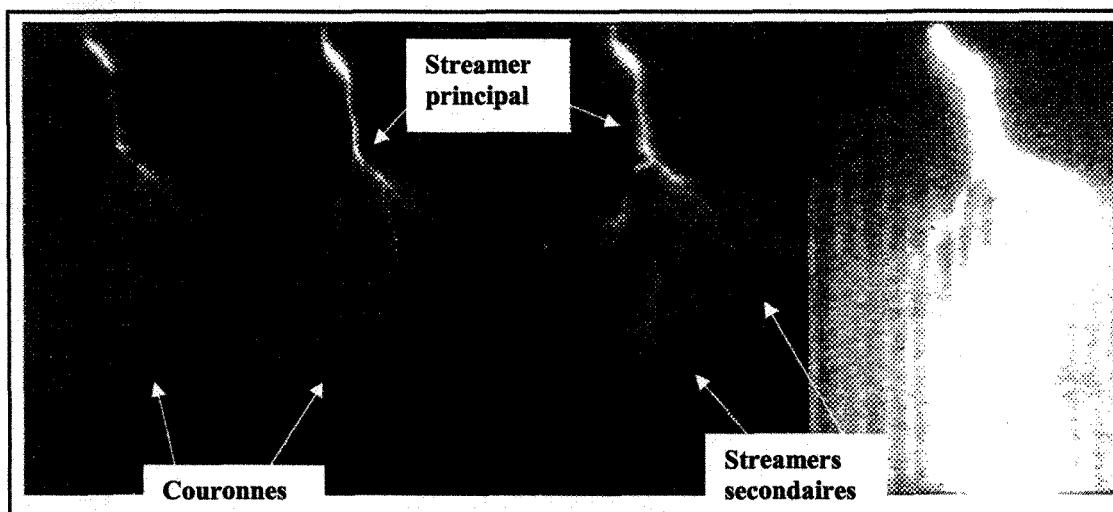


Fig V.1: Identification des différentes parties composant un streamer.

D'après les enregistrements de la caméra ultra rapide, il a constaté que l'aspect physique de la décharge; notamment l'apparence du canal de streamer et la taille des couronnes à sa tête; est aussi largement influencé par la présence de la surface de glace. En effet, pour tous les enregistrements obtenus en présence de surface de glace, il est apparu très nettement un profil particulier de la décharge comparativement à ce qui est observé dans le cas de l'air. La décharge n'était pas très lumineuse et les couronnes en tête du streamer principal (celui qui se propage le plus rapidement vers la cathode) étaient peu visibles. Ainsi la tête du streamer principal est beaucoup moins volumineuse que dans l'air comme en atteste la figure V.2 ci-dessous. Elle compare des enregistrements de décharges se propageant respectivement dans l'air et en présence de surfaces de glace, l'une faiblement polluée ($2,5 \mu\text{S}/\text{cm}$) et l'autre fortement polluée ($80 \mu\text{S}/\text{cm}$). De ces enregistrements, on peut remarquer qu'en présence d'une surface de glace, l'épaisseur du canal de streamer, sa luminosité, la taille des couronnes et la longueur des streamers secondaires sont beaucoup plus faibles que celles dans l'air et ce sans égard apparent à la conductivité de l'eau de congélation. Ces observations sont en contradiction avec ce qui a été déjà révélé dans d'autres travaux qui impliquaient des surfaces synthétiques [33]. Ils suggéraient que sur des surfaces diélectriques, les avalanches sont beaucoup plus abondantes que dans l'air, ceci dû à la forte distorsion du champ en tête du streamer et à l'accentuation du taux net d'ionisation dans l'interface air/surface. L'hypothèse était que le bombardement de la surface par les atomes, électrons et ions excités favorisaient une plus grande probabilité de génération d'avalanches secondaires. Elles seraient ainsi plus abondantes et étendues dans l'espace, provenant de toute part pour venir former de larges couronnes devant la tête du streamer.

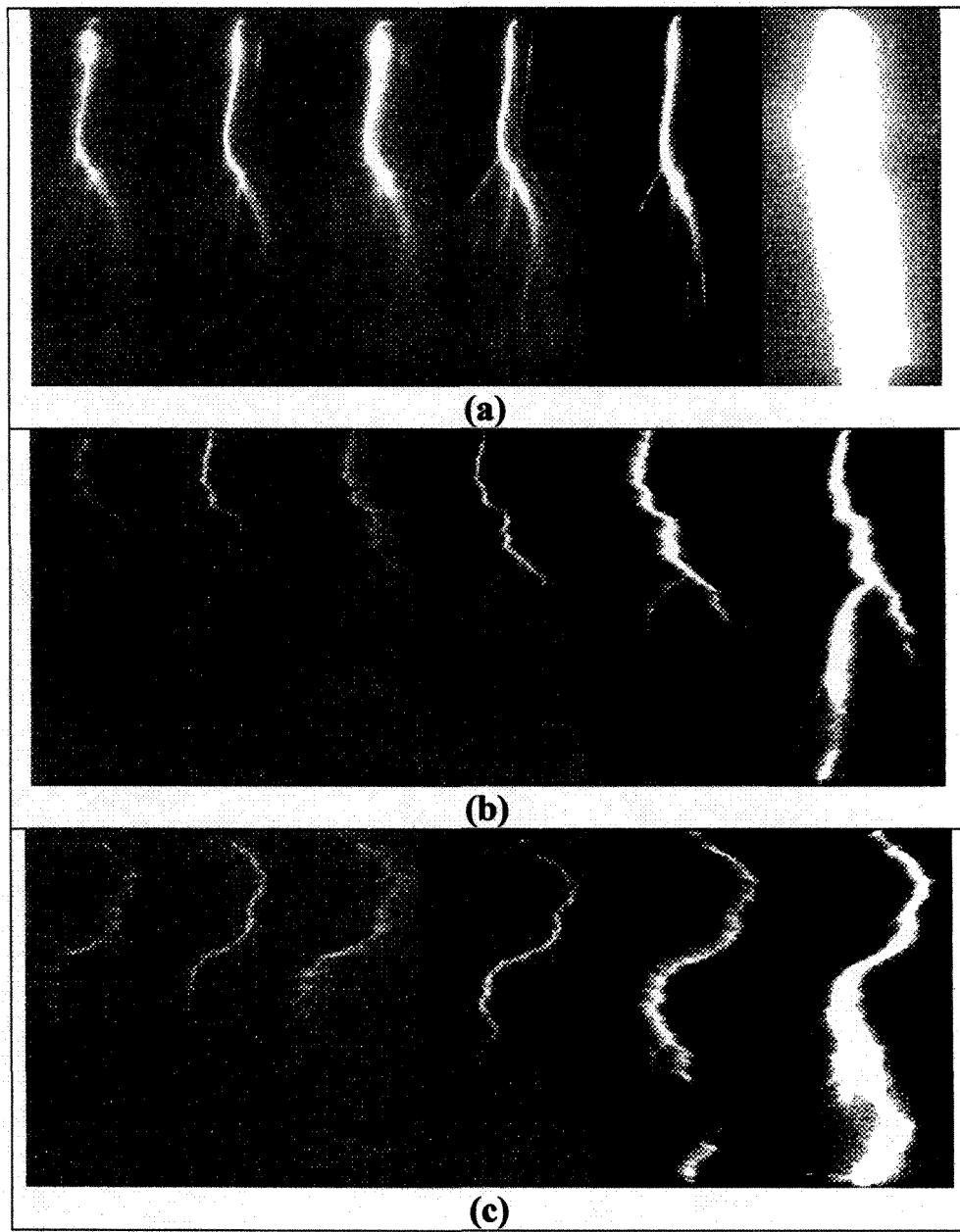


Fig V.2: Développement d'une décharge. $R = 3 \text{ mm}$; $D = 50 \text{ mm}$; $T = -2 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

- (a) : dans l'air
- (b) : en présence d'une surface de glace, $\sigma_{20^{\circ}\text{C}} = 2,5 \text{ } \mu\text{S/cm}$.
- (c) : en présence d'une surface de glace, $\sigma_{20^{\circ}\text{C}} = 80 \text{ } \mu\text{S/cm}$.

Des mesures basées sur les enregistrements de la caméra ultra rapide ont permis d'effectuer de déterminer et de comparer la taille des couronnes de streamers pour une décharge se

propageant sur une surface et celle se propageant dans l'air. Les résultats sont présentés dans les tableaux ci-dessous avec les écarts-types mis entre parenthèses.

		$D = 35 \text{ mm};$ $T = -12^\circ\text{C}$	$D = 35 \text{ mm};$ $T = -2^\circ\text{C}$	$D = 50 \text{ mm};$ $T = -12^\circ\text{C}$	$D = 50 \text{ mm};$ $T = -2^\circ\text{C}$
Air	Longueur (mm)	10,47 (4,18)	16,1 (1,75)	8,78 (2,83)	12,86 (4,41)
	Angle ($^\circ\text{C}$)	70 (24,4)	69,47 (6,8)	88,52 (12,17)	77,94 (14)
2,5 $\mu\text{S/cm}$	Longueur (mm)	7,2 (5,61)	7,62 (5,24)	9,87 (1,75)	13,62 (4,57)
	Angle ($^\circ\text{C}$)	72,04 (26,5)	67,6 (20,8)	65,14 (9,14)	62,8 (11,17)
80 $\mu\text{S/cm}$	Longueur (mm)	4,57 (1,55)	4,95 (2,46)	7,67 (2,09)	6,66 (2,21)
	Angle ($^\circ\text{C}$)	53,27 (14,86)	65,7 (10,41)	59,57 (9,7)	61,88 (13,43)

Tab V.1: Taille des couronnes de streamers dans l'air et en présence de surface de glace. Modèle de rayon de courbure 1,5 mm.

		$D = 35 \text{ mm};$ $T = -12^\circ\text{C}$	$D = 35 \text{ mm};$ $T = -2^\circ\text{C}$	$D = 50 \text{ mm};$ $T = -12^\circ\text{C}$	$D = 50 \text{ mm};$ $T = -2^\circ\text{C}$
Air	Longueur (mm)	7,45 (3,18)	11,05 (1,48)	9,68 (2,12)	12,16 (3,24)
	Angle ($^\circ\text{C}$)	56,45 (15,32)	63,27 (14,78)	78,7 (10,64)	84,27 (13,86)
2,5 $\mu\text{S/cm}$	Longueur (mm)	6,24 (0,99)	6,85 (1,09)	6,56 (1,31)	7,51 (2,23)
	Angle ($^\circ\text{C}$)	57,62 (11,24)	61,24 (9,69)	54,25 (8,88)	60,7 (11,9)
80 $\mu\text{S/cm}$	Longueur (mm)	4,11 (2,23)	5,69 (1,02)	5,88 (1,78)	7,59 (2,32)
	Angle ($^\circ\text{C}$)	53,52 (7,7)	56,1 (13,72)	60,38 (12,54)	63,98 (11,88)

Tab V.2: Taille des couronnes de streamers dans l'air et en présence de surface de glace. Modèle de rayon de courbure 6 mm.

Dans les tableaux le terme *longueur* fait référence à l'étendue des couronnes tandis que le terme *angle* représente leur extension spatiale. Les mesures ont concerné des intervalles d'électrodes présentant une forte inhomogénéité ($R = 1,5$ mm, Tab V.1) et par opposition ceux plus uniformes ($R = 6$ mm, Tab V.2). Les surfaces de glace considérées ont été celles faiblement polluées ($2,5 \mu\text{S}/\text{cm}$) et par opposition celles qui le sont fortement ($80 \mu\text{S}/\text{cm}$); à un état supposé sec ($T = -12^\circ\text{C}$) et par opposition à un état plus humides ($T = -2^\circ\text{C}$).

Les résultats montrent que les couronnes de streamers sont moins étendues en présence de surface de glace comparativement au cas de l'air malgré une accentuation du champ plus grande à l'électrode HT (chapitre IV, paragraphe IV.2.3). D'autre part, il apparaît aussi que la conductivité de l'eau de congélation et la température ont un léger effet sur la taille des couronnes de streamers même si la tendance n'est pas très nette en considérant l'écart-type des valeurs mesurées. Elles permettent néanmoins d'observer que pour une surface de glace faiblement polluée, la taille des couronnes est plus grande que celle en présence de surface de glace fortement polluée. Cette observation soutient amplement les hypothèses précédemment décrites sur la formation des couronnes de streamers en présence de surface de glace. Ces hypothèses sont davantage explicitées dans le paragraphe ci-dessous.

V.3 Mécanismes physiques de l'interaction dynamique entre la surface de glace et la décharge

Il est bien établi que pour qu'un streamer avance de façon stable, il faut qu'il dispose à sa tête d'une énergie au moins égale celle nécessaire à la création d'électrons germes pour des avalanches secondaires devant reconstituer la charge positive initiale de la

tête (chapitre II, paragraphe II.6.2). Cette énergie provient du champ électrique appliqué et du champ de charge d'espace. Pour la propagation du streamer dans l'air, les électrons secondaires sont générés essentiellement par la photo-ionisation des atomes d'azote (N_2) et d'oxygène (O_2). Un fort branchage du streamer est alors dû à un fort taux de photo-ionisation de ces atomes. En présence d'une surface de glace, il se pourrait que le streamer rencontre d'autres conditions d'avancement. Les hypothèses que nous suggérons sont explicitées plus en détails ci-dessous. Elles se résument en une forte ionisation en tête du streamer non pas une intensification des photo-ionisations mais plutôt par effet du champ tangentiel intense, peu d'énergie perdue dans la reconstitution de la charge positive et l'existence de deux composantes de la décharge, l'une entièrement surfacique et l'autre se produisant entièrement dans l'air.

La forte ionisation, malgré la faible apparence de photo-ionisation, serait justifiée par le champ tangentiel intense sur la surface due à la grande permittivité de la glace et par la présence abondante d'impuretés et de défauts sur la couche surfacique. Du fait de leur faible énergie d'ionisation, les atomes et molécules qui constituent ces impuretés (Na , $NaCl$) pourront facilement être ionisés ou se disloquer sous l'effet de ce champ intense. Ce phénomène contribuera à la formation rapide d'avalanches de taille critique. D'autre part, la permittivité de la glace induit une forte distorsion des lignes de champ dans le voisinage de la tête du streamer. Ceci conduit à la dérivation de la ligne de champ maximal vers la surface de glace, ce qui d'une part accentue le champ tangentiel et d'autre part réduit le volume dans lequel peuvent s'étendre les streamers. Ainsi on peut s'attendre à obtenir des couronnes plus petites et d'extension spatiale plus faible en présence de surface de glace.

Un autre phénomène attaché à l'existence d'une permittivité apparente, plus spécifique cette fois-ci à la présence de la couche quasi-liquide et de charges surfaciques, pourrait aussi contribuer au renforcement du champ tangentiel à la tête du streamer. En effet, la présence de la couche quasi-liquide s'apparentera à un milieu diélectrique différent superposé à la glace. Théoriquement la nouvelle composante capacitive de l'espace entre la tête du streamer et la cathode sera plus grande induisant ainsi une permittivité plus grande. Puisque la distorsion des lignes de champ est liée à la valeur de la permittivité, elle s'accentuera aussi induisant ainsi un champ tangentiel plus grand. Dans le cas des charges déposées sur la surface par les avalanches, la permittivité apparente résultera de l'écran qu'elles feront avec la tête du streamer, avec les autres groupes de charges accumulées sur la surface ou encore avec la cathode. Tous ces effets combinés renforcent la distorsion du champ et contribuent à l'augmentation de la probabilité de génération des streamers dans un volume restreint du voisinage de la tête du streamer. Les ionisations sous l'effet du champ tangentiel peuvent de plus être accentuées par le détachement des ions négatifs et la rupture des liaisons atomiques fragiles de la couche quasi-liquide. Nous avions déjà mentionné au chapitre II, paragraphe II.4.3 que le désordre atomique dans la couche quasi-liquide rendait la migration des ions et molécules possibles et la dislocation des liaisons atomiques faciles. Ce phénomène sera de plus largement renforcé par l'absorption d'énergie de la couche quasi-liquide (chapitre IV, paragraphe IV.3.2).

Une seconde hypothèse pouvant aussi expliquer la petite étendue des couronnes observée en présence de surface de glace serait que peu d'énergie soit perdue par la tête du streamer dans la formation de la réplique de la charge d'espace positive. La contribution de la

surface de glace dans les ionisations collisionnelles ou sous l'effet de bombardements ioniques, électroniques et photoniques permettrait à la tête du streamer d'accumuler des avalanches de petites tailles mais cependant avec une forte densité de charge. Dans ce contexte la tête du streamer peut se propager par de petits pas soutenus sans attendre la formation de couronnes de grande envergure pour reconstituer la charge d'espace positive de la tête. Ce mécanisme suppose que l'interface air/surface de glace aurait un taux net d'ionisation très élevé comme cela a déjà été suggéré par des travaux qui se sont intéressés à d'autres types de surfaces diélectriques. Dans le cas de la surface de glace elle se justifierait davantage par la présence de la couche quasi-liquide notamment en l'abondance des atomes d'impuretés et défauts protoniques que celle-ci contiendrait et en la fragilité des liaisons atomiques de sa structure. D'autre part, comme nous l'avons déjà mentionné au chapitre précédent paragraphe IV.3.2, une décharge se propageant sur une surface de glace peut avoir deux composantes, une surfacique et une dans l'air [34, 188]. Dans ce contexte l'énergie disponible pour ioniser les molécules d'air serait plus faible et ainsi la photo-ionisation de l'air en tête du streamer serait réduite. D'autre part, on sait que la photo-ionisation est très liée à l'énergie disponible à la tête du streamer qui elle-même est très dépendante de l'énergie injectée dans l'intervalle inter-electrode. Alors puisqu'en présence de glace les tensions appliquées sont beaucoup moins grandes que celles dans le cas de l'air (voir chapitre IV, paragraphe IV.2.1), il peut être logique que l'intensité des photo-ionisations soit plus faible.

Au vu de toutes ces hypothèses nous proposons les mécanismes décrits sur la figure ci-dessous comme étant les plus significatifs contribuant à la propagation des streamers en

présence de surface de glace. Ils permettent d'expliquer physiquement l'interaction dynamique entre la surface de glace et la décharge. D'après les observations et les mesures effectuées sur l'extension spatiale des couronnes, nous suggérons fortement qu'en présence de surface de glace le mécanisme décrit en (e) sur la figure ne se produit pas abondamment. Dans l'air il est le seul responsable de la propagation des streamers.

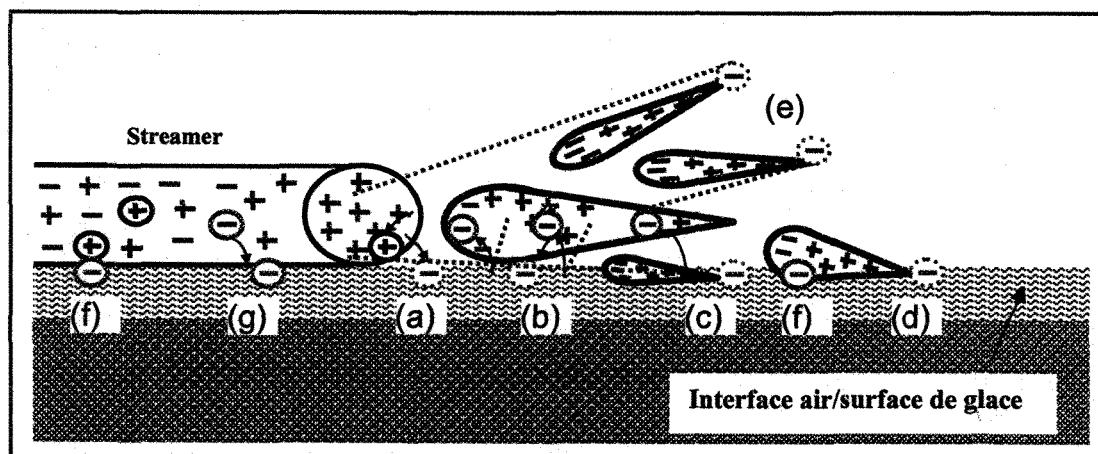


Fig V.3: Mécanismes fondamentaux contribuant aux ionisations et attachements dans la propagation d'un streamer sur une surface de glace.

- (a): création d'électrons par bombardements électronique et ionique
- (b): extraction de photoélectron contribuant aux ionisations
- (c): extraction d'un photoélectron
- (d): extraction d'électrons par effet champ
- (e): photo-ionisation dans l'air
- (f): ion positif capturé par les forces électrostatiques
- (g): électrons capturés dans les pièges surfaciques

V.4 Le saut final en présence de surface de glace

Un autre phénomène étrange noté en présence de glace est l'apparition d'un streamer près de la cathode à l'approche de la tête du streamer principal. On le remarque bien sur la figure V.2. Ce phénomène peut être lié à la présence de charges surfaciques sur

la couche de glace. Nous avons mentionné au chapitre II, paragraphe II.4.5 que le contact de la glace avec des électrodes métalliques pouvait conduire à des processus de relaxation de charges notamment négatives (OH^-) dans la zone de l'électrode HT et positives (H_3O^+) proche de la cathode. Ces charges positives entraînent une accentuation du champ dans la zone cathodique. Elles vont cependant réduire le champ dans la zone qui les sépare de la tête du streamer principal et vont l'accentuer vers le sens de la cathode. À l'approche de la tête du streamer principal, ce champ dans la zone cathodique s'accentuera car il lui sera ajouté le champ dans l'intervalle entre la tête du streamer principal et la cathode. A un niveau suffisamment intense, un streamer pourra s'amorcer dans la zone cathodique. Celui-ci serait indépendant du streamer principal mais créerait une cathode fictive. Le saut final surviendra ainsi lorsque ces deux têtes de streamers se rencontreront. On note d'ailleurs que lorsque les deux têtes s'approchent, les deux streamers s'illuminent vivement signe que le court-circuit, c'est-à-dire l'arc électrique proprement dit, est imminent.

V.5 Zone de démarrage de la propagation en présence de surface de glace

L'initiation d'une décharge électrique dans l'air peut être fondamentalement liée à la notion de volume critique. Cependant en présence d'une surface de glace, cette notion peut être assez complexe à concevoir. Le volume critique est défini comme étant le volume de gaz autour de l'électrode HT dans lequel des avalanches pourraient s'initier et se développer suffisamment pour générer des streamers. En d'autres termes, il doit être supposé que le champ électrique local est plus intense dans cette région que partout ailleurs dans l'espace entre les électrodes. Donc les premières ionisations devraient s'y produire, si

le champ électrique appliqué est supérieur au champ disruptif du gaz de remplissage. Cependant, d'après les précédents travaux tenus à la CIGELE [11 – 19] une décharge sur une surface de glace pouvait s'initier ailleurs que dans la région voisine de l'électrode HT. Ce phénomène a été confirmé à nouveau dans cette présente étude. Une illustration en est d'ailleurs donnée sur la figure ci-dessous.

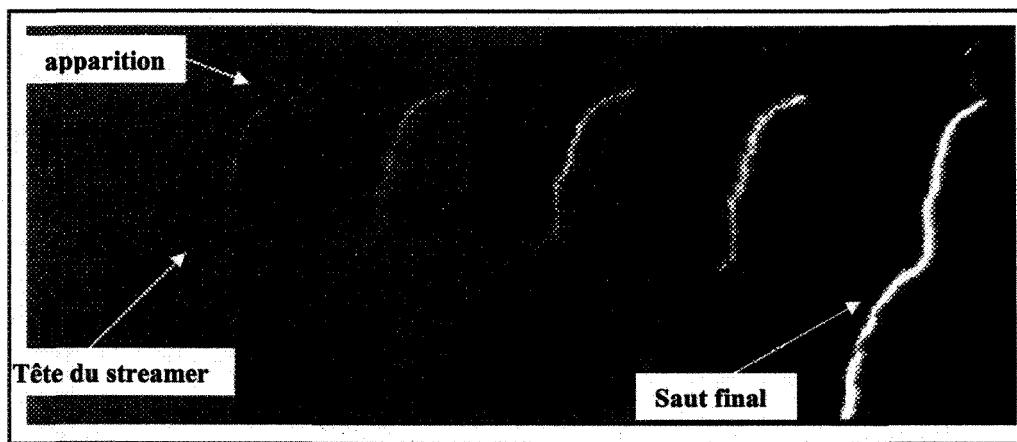


Fig V.4: Exemple d'apparition et propagation du streamer en présence de surface de glace.

Cette observation suggère qu'en présence d'une surface de glace, à l'instant d'amorçage de la propagation de la décharge (non pas de la première couronne), le champ électrique local n'est pas toujours plus intense autour de l'électrode HT. Dans ce cas, la probabilité de génération des streamers serait plus élevée vers la zone centrale de la surface que dans la région voisine de l'électrode HT. L'initiation de la propagation dans la zone centrale peut être certainement liée à la présence de charges surfaciques déposées par une décharge précédente ou injectées à partir de l'électrode HT. La théorie présentée au chapitre II, paragraphe II.3.3 élabore assez bien ce dernier mécanisme. Rappelons que les charges surfaciques négatives agiront en augmentant le champ local dans le sens de la cathode alors

que les charges surfaciques positives vont agir en diminuant ce champ dans le sens de l'anode. Cette modification de la distribution initiale du champ aura comme effet la création d'une zone de forte probabilité d'ionisations vers le centre de la surface de glace en prélude au renforcement du champ à l'électrode HT. Le tableau ci-dessous présente en exemple les mesures effectuées sur la zone d'initiation de la propagation pour le modèle de rayon de courbure 1,5 mm. Les écarts-types sont mis entre parenthèses.

	D = 35 mm; T = -12°C	D = 35 mm; T = -2°C	D = 50 mm; T = -12°C	D = 50 mm; T = -2°C
App. (mm)	5,84	4,5	3,76	9,5
2.5 μS/cm	(3,13)	(1,72)	(1,2)	(4,3)
App. (mm)	4,61	7,52	8,67	8,29
30 μS/cm	(1,99)	(3,04)	(3,87)	(0,28)
App. (mm)	6,63	6,9	9,68	12,64
80 μS/cm	(3,94)	(2,46)	(5,29)	(5,12)

Tab V.3: Amorçage de la propagation du streamer en présence d'une surface de glace.

On peut noter qu'en général quand on augmente la température ou la conductivité de l'eau de congélation, la propagation des streamers s'amorce plus loin dans la zone centrale de l'intervalle entre les électrodes. Ce résultat peut être attribué au fait que le premier streamer qui a précédé la propagation se développe plus longtemps et sur une plus grande distance quand la conductivité surfacique augmente. Nous faisons néanmoins une distinction entre la région d'apparition du premier streamer et la zone de démarrage de la propagation. En effet, dans plusieurs cas, la propagation peut être précédée par un premier streamer suivi

d'une période sombre. Et nous pensons d'ailleurs que c'est ce premier streamer qui contribue essentiellement à la présence de charges surfaciques qui existeraient avant le début de la propagation et non (sinon très faiblement) le mécanisme d'injection à partir des électrodes ou celui basé sur l'inhomogénéité du diélectrique. Nous supposons de plus, que la charge abondante injectée par ce premier streamer (première couronne) reste piégée à la surface dû à l'effet des électrodes bloquantes comme mentionné dans le chapitre II, paragraphe II.4.5. D'ailleurs pour ce qui s'agit du mécanisme d'accumulation résultant de l'inhomogénéité du diélectrique, les constantes de temps suggérées seraient trop grandes [117]. Elles ne permettraient donc pas de produire une charge surfacique consistance dans le contexte d'une onde appliquée de type foudre. De plus, il est spécifié dans la théorie que la constante de temps du processus d'accumulation de charge dépend et des interfaces du diélectrique et de la forme d'onde de la tension appliquée [70]. Dans nos investigations, puisque l'onde appliquée a une fréquence approximative très grande, elle accentuerait la constante de temps et donc réduirait le taux d'accumulation. Des travaux qui ont été effectués sur d'autres surfaces diélectriques en utilisant une onde impulsionale ont à ce sujet suggéré que la charge injectée par la première constituait, dans ces conditions, la source principale d'accumulation des charges surfaciques [101]. L'analyse de l'influence de ces charges dans la dynamique des streamers a déjà été effectuée au chapitre précédent.

Dans l'air, des travaux ont aussi suggéré que la probabilité d'obtenir un amorçage court ou long dépend principalement de la charge injectée par la première couronne [51, 190]. Si la charge injectée est élevée, elle provoque un effet d'inhibition sur le développement ultérieur de la décharge en réduisant le champ électrique près de l'électrode HT et en

l'augmentant vers la cathode, ce qui signifie que le champ devient plus homogène dans l'intervalle. La probabilité d'obtenir un amorçage tardif est alors beaucoup plus élevée que si la charge injectée est faible. En présence de surface de glace, la particularité de l'influence de la charge injectée est que, déposée sur la surface, elle peut rester plus longtemps bloquée par les électrodes. Son influence notamment sur la distribution champ électrique serait alors plus grande. Elle ne serait soumise qu'à la diffusion propre de la surface et à l'intensité du champ qui l'a générée, tendant ainsi à créer une densité de charge surfacique uniforme. Par contre dans l'air, la charge injectée diffuse en volume durant la période sombre quittant ainsi théoriquement la zone de fort champ de l'axe des électrodes [51]. En analysant les courants associés aux streamers et la charge qu'ils génèrent, il est possible de quantifier la charge déposée et son influence dans le développement de la décharge en présence de surface de glace.

V.6 Courants associés aux streamers et charge déposée

Dans cette étude, les courants à l'anode et à la cathode, en présence d'une surface de glace et dans l'air, ont été mesurée afin de quantifier les charges qui seraient déposées dans l'intervalle des électrodes. De précédents travaux ont déjà identifié le courant anodique comme étant un courant de conduction et celui à la cathode comme étant un courant de déplacement associé à l'avancement du streamer et ceci tant que le streamer ne touche pas à la cathode [36, 179]. À son arrivée à la cathode, le courant associé à son avancement devient un courant de conduction car le court-circuit s'établit dans l'intervalle. A cet instant le courant de streamer devient égal à celui du circuit extérieur.

Les mesures ont été effectuées à l'aide de bobines de Rogowski, spécialement dimensionnées pour mesurer les impulsions de courants en mode self-intégrateur, c'est-à-dire sans nécessiter de filtre intégrateur [180, 181]. Les investigations ont concerné le modèle de rayon 1,5 mm et d'intervalle 35 mm pour une tension appliquée de 30 kV. À cette tension, il ne peut y avoir de contournement dans l'intervalle autant pour le cas de l'air qu'en présence de surface de glace. Les conductivités considérées sont celle associée à la glace faiblement polluée, 2,5 μ S/cm et celle associée à la glace très fortement polluée 80 μ S/cm, à une température de -2°C.

Les figures V.5 et V.6 présentées ci-après montrent respectivement les courants mesurés à l'électrode HT et à l'électrode plane. Pour que leur interprétation soit significative, ils ont été naturellement mesurés simultanément par deux bobines identiques placées de par et d'autre de l'intervalle. Les résultats obtenus montrent une nette différence dans les allures et amplitudes des courants dépendamment de la présence ou non de la surface de glace. En effet, en présence de surface de glace, le courant injecté à l'anode est plus grand que celui dans le cas de l'air qui est toutefois comparable à celui mesuré pour une surface de glace faiblement dopée. On peut par ailleurs noter que le courant en présence de glace dépend aussi de la quantité d'impuretés rejetées sur la surface. En effet, si la conductivité de l'eau de congélation augmente, le courant mesuré à l'anode augmente aussi.

D'autre part, les mesures effectuées ont permis de constater que le courant cathodique était toujours plus faible que celui à l'anode, ceci autant en présence de surface de glace que dans le cas de l'air. Ce résultat prouve que le streamer ne s'est pas propagé jusqu'à la cathode. Les mesures montrent aussi que le courant cathodique, autant que le courant à

l'anode, augmente lorsque la conductivité de l'eau de congélation augmente. De plus, il est toujours plus grand en présence de surface de glace que dans le cas de l'air.

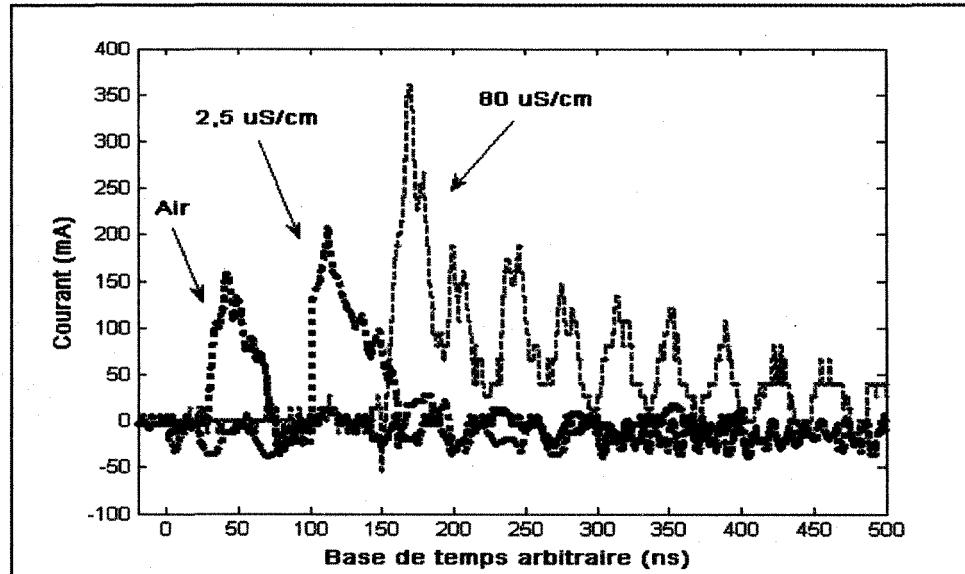


Fig V.5: Courants mesurés à l'électrode HT (anode).

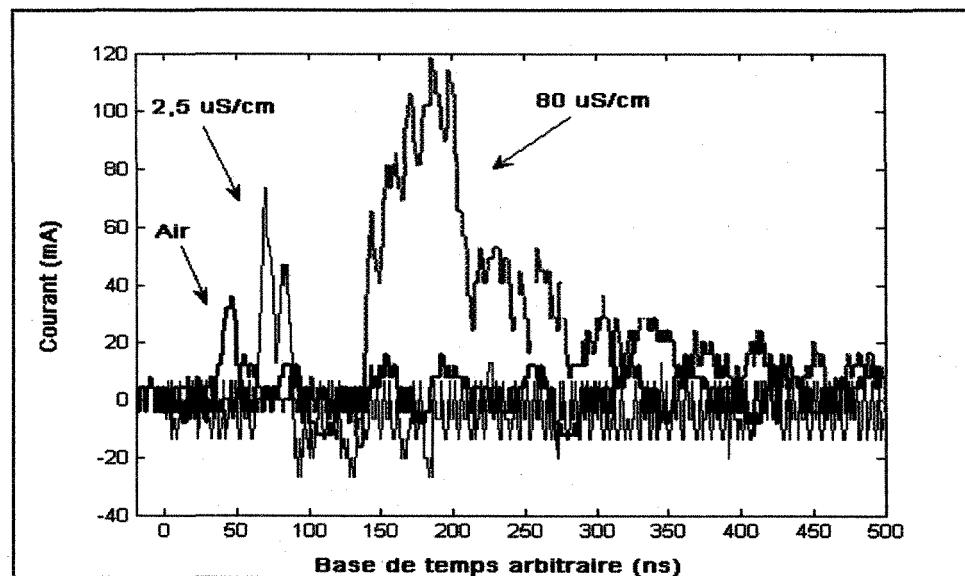


Fig V.6: Courants mesurés à l'électrode plane (cathode).

En intégrant en fonction du temps les courants à l'anode et à la cathode, on peut obtenir respectivement la charge injectée dans l'intervalle et la charge déduite. Les courants mesurés à l'anode suggèrent que la charge injectée dans l'intervalle devient plus grande quand la conductivité de l'eau de congélation augmente et qu'elle est toujours plus grande que celle injectée dans le cas de l'air. Cette même tendance est observée pour ce qui s'agit de la charge déduite à la cathode. La différence a été déterminée et identifiée comme étant la quantité de charge nette déposée dans l'intervalle. Ainsi tant que le courant injecté à l'anode n'arrive pas jusqu'à la cathode, on peut s'attendre à ce qu'il y ait une charge résiduelle qui restera prisonnière dans l'intervalle. En présence de surface de glace, on peut naturellement supposer que cette charge sera déposée sur la surface. Une fois déterminées la charge injectée (anode) et celle déduite (cathode), la charge nette ou déposée peut être calculée pour chaque cas. Le tableau ci-dessous présente les résultats obtenus.

	Air	Glace 2,5 μ S/cm	Glace 80 μ S/cm
Charge injectée à l'anode (nC)	4,6	6,1	28,7
Charge induite à la cathode (nC)	1,2	2,5	12,4
Charge nette déposée dans l'intervalle (nC)	3,4	3,6	16,3

Tab V.4: Charges injectée et déposée par la première couronne dans le cas de l'air et en présence de surface de glace. $R = 1,5$ mm; $D = 35$ mm; $U_{app} = 30$ kV; $T = -2^\circ\text{C}$.

Ces résultats montrent bien qu'en présence de surface de glace, les charges injectées et déduites sont supérieures à celles dans l'air. Ce qui est encore plus intéressant, c'est que la charge laissée dans l'intervalle après que le streamer soit stoppé est supérieure en présence de la surface de glace. Si dans l'air il est très logique de supposer que cette charge diffuse dans l'espace pour ainsi s'évaporer, en présence de glace on devrait plutôt s'attendre à ce qu'elle reste prisonnière de la surface du fait de l'action bloquante des électrodes qui ne permet pas le transfert effectif de charges entre le métal et la glace (chapitre II, paragraphe II.4.5). D'autre part, puisque la conductivité de la couche quasi-liquide est très élevée, son coefficient de diffusion sera grand et on peut alors supposer que la charge déposée diffusera rapidement pour se répartir uniformément sur la surface.

Par ailleurs, il a montré dans l'étude des propriétés physiques de la glace, effectuée au chapitre II, paragraphe II.4.5, que le contact de la glace avec des électrodes métalliques provoquait un processus de relaxation de charges d'espace dont la teneur ne pouvait être justifiée que par l'existence d'un processus d'électrolyse d'eau dans l'interface métal/glace. Les réactions chimiques impliquées dans un tel processus ont été aussi décrites dans ce paragraphe (équations II.30 et II.31). Elles montrent que l'injection d'électrons aux électrodes conduisait à la présence d'ions H_3O^+ tandis que leur éjection favorisait l'accumulation d'ions OH^- (figure II.14). Dans le contexte de nos investigations, puisque que le champ appliqué est positif et dirigé de l'électrode tige à l'électrode plane, les streamers générés induisent alors une circulation du courant dans le même sens. Durant la propagation du streamer, les électrons sont donc injectés dans l'intervalle par l'électrode plane et sortent vers le circuit extérieur par l'électrode tige. Ainsi donc la génération du

streamer conduit à une accumulation d'ions OH^- devant l'électrode tige et d'ions H_3O^+ devant l'électrode plane. Les résultats sur les mesures des courants associés au streamer ont montré que le courant anodique est toujours plus grand que celui à la cathode tant que le streamer ne franchit pas la cathode. On peut ainsi conclure qu'en présence de glace, la charge résiduelle déposée sur la surface, dans le voisinage de l'électrode HT, est négative, constituée abondamment d'ions OH^- . Ajoutons que durant la propagation du streamer dans l'intervalle la tête, constituée de la charge d'espace positive, représente d'une certaine manière un prolongement de l'anode car la chute de tension le long du canal de streamer est négligeable devant la tension appliquée [51]. Alors l'accumulation d'ions OH^- devant la tête du streamer va se poursuivre durant la propagation du streamer. On peut alors estimer que durant cette phase, une charge résiduelle négative est accumulée sur la surface de glace, dans le voisinage de la tête du streamer. Ce phénomène va davantage contribuer à la distorsion du champ électrique local et à l'intensification du champ tangentiel sur la surface conduisant ainsi à l'accentuation du taux net d'ionisation et donc à l'augmentation de la vitesse de propagation du streamer. Cette analyse semble être très pertinente pour expliquer les résultats présentés au chapitre précédent, paragraphe IV.3.2 montrant que les vitesses de propagation des streamers sont largement plus grandes en présence de surface de glace que dans le cas de l'air.

Les sources d'existence des ions impliqués dans le processus d'accumulation de charges sont essentiellement les deux types de défauts protoniques, inévitables dans la glace, et abondamment présents à l'interface air/surface de glace comme cela a été souligné au paragraphe II.4.2 du chapitre II. L'abondance de ces défauts se justifie tout d'abord par

l'existence sur la surface d'une couche quasi-liquide dont la structure physique présente un grand désordre avec des liaisons atomiques fragiles ou incomplètes mais aussi par l'asymétrie de la structure cristalline de la glace qu'il y a à l'interface air/surface (chapitre II, paragraphe II.4.3). En effet, la rupture de la régularité des liaisons chimiques à la surface fait que dans cette zone les règles de Bernal-Fowler ne sont plus respectées (chapitre II, paragraphe II.4.1). Ces liaisons incomplètes génèrent alors des défauts protoniques traduits par une forte densité d'ions H_3O^+ et OH^- .

D'autre part comme nous l'avons déjà mentionné aussi au chapitre II dans les paragraphes II.4.2.2 et II.4.4.3, les impuretés chimiques initialement présentes dans la solution aqueuse ne sont jamais incorporées ni sous leur forme originale ni en quantité notable dans la structure physique de la glace. Dans le cas du chlorure de sodium (NaCl), ce sont les ions Cl^- qui peuvent entrer en partie dans la couche de glace laissant dans la phase liquide les ions Na^+ et OH^- , rejetés vers la surface à la fin du processus de solidification. Ce phénomène contribue alors à augmenter la quantité d'ions OH^- qui peuvent être impliqués dans les réactions chimiques du processus électrolytique.

Ces phénomènes, spécifiques aux propriétés physiques de la glace, ne sont pas encore les seuls facteurs contribuant à la génération de quantité de charges à la surface, il y a aussi l'inhomogénéité du diélectrique placé entre les électrodes. Nous avons largement exposé au chapitre II dans le paragraphe II.3.1.3 les mécanismes d'accumulation de charges qui peuvent survenir en présence d'interface de différents milieux. Dans le contexte de nos investigations, le nombre d'interfaces peut amplement justifier la considération de ces mécanismes. En effet, on note outre la possibilité de la présence de bulles d'air dans la

glace, l'existence d'interfaces telles air/film d'eau, air/glace, glace polluée/glace pure. Cette dernière interface découle de l'existence d'une couche de glace formée avec de l'eau déionisée et d'une autre formée avec de l'eau portée à une conductivité prédéterminée. Puisque la condition nécessaire d'accumulation de charges était basée sur l'existence d'un champ normal et sur la variation de la permittivité et de la conductivité (équation II.18), on pourrait s'attendre, avec le contexte que nous venons de décrire, à de grandes possibilités de génération de charges même en absence de streamers. Cependant les processus d'accumulation par ces mécanismes dépendent très fortement de la variation du champ appliqué notamment la fréquence. Pour un champ alternatif appliqué, leur constante de temps pouvait atteindre plusieurs heures [70]. Sous des tensions impulsionales, des travaux ont même suggéré que l'origine des charges accumulées sur la surface du diélectrique était principalement les couronnes de streamers [101]. Ces deux considérations nous permettent de conclure alors que les charges mesurées et présentées plus-haut, au tableau V.4, sont essentiellement produites par la première couronne de streamers et non par les mécanismes d'injection aux électrodes et d'accumulation aux interfaces.

Lorsqu'elles sont déposées sur la surface de glace, ces charges influencent grandement le champ électrique local. Elles influencent alors la propagation de la décharge, spécialement lorsque la première couronne qui les a déposées est suivie par une période sombre (chapitre IV, paragraphe IV.2.3). Puisque nous avons déterminé que la charge nette est négative, le champ tangentiel responsable de la propagation du streamer dans l'interface air/surface de glace sera alors accentué. Nous avons d'ailleurs évalué qui de cette charge déposée ou de la permittivité de la glace influençait le plus la propagation du streamer.

V.7 Évaluation des facteurs contribuant à la propagation des streamers en présence d'une surface de glace

La propagation des streamers est bien connue comme étant fortement liée au taux d'ionisation en tête du streamer principal, qui lui-même est fonction du champ électrique local et de la nature du gaz ou de l'interface dans laquelle se développe la décharge. Ainsi toute accentuation du champ électrique local, augmentera le taux net d'ionisation et donc la vitesse de propagation des streamers. Il y a deux sources possibles d'accentuation du champ local, le champ appliqué et le champ induit par les charges d'espace. Le champ appliqué est déterminé par la permittivité du diélectrique présent dans l'intervalle des électrodes alors que le champ de charge d'espace est lié à la quantité de charges accumulées prioritairement à la propagation du streamer. Pour comparer ces deux effets, nous avons évalué l'impact du champ maximal sur la vitesse des streamers d'abord en absence de toutes charges surfaciques et ensuite en présence de celles-ci. Nous avons effectué les simulations du champ en supposant que la charge déposée est uniformément distribuée sur la surface de glace. Pour étayer cette hypothèse nous avons considéré que la surface de glace pouvait avoir une conductivité suffisamment grande pour que des charges surfaciques y diffusent rapidement. D'autre part, à la tête du streamer principal peuvent venir de toute part des streamers secondaires pour former une couronne, laissant à chaque fois derrière des porteurs de charge de même type. Ceci participera à une uniformisation plus ou moins rapide de la densité de charge sur la surface de glace. Par ailleurs il est difficile en pratique de définir une zone arbitraire où s'accumuleraient les charges car ni l'étendue du premier streamer ni sa trajectoire ne sont connus systématiquement.

Si nous reprenons l'exemple du modèle de rayon 1,5 mm pour un intervalle de 35 mm à -2°C, les vitesses de streamer enregistrées en présence d'une surface de glace 80 $\mu\text{S}/\text{cm}$ et dans l'air, donnent le rapport approximatif suivant:

$$\frac{V_{str}(\text{glace}, \sigma_{20^\circ\text{C}} = 80 \mu\text{S}/\text{cm})}{V_{str}(\text{air})} = \frac{1820}{750} = 2,43 \quad (\text{V.1})$$

Nous avons fait le rapport des champs maximaux pour ces mêmes spécimens en considérant une totale absence de charges surfaciques (chapitre III, paragraphe III.4).

$$\frac{E_{\max}(\text{glace}; \epsilon_r = 3,2)}{E_{\max}(\text{air}; \epsilon_r = 1)} = \frac{3,13}{2,43} = 1,288 \quad (\text{V.2})$$

En considérant que la charge nette établie précédemment est déposée sur la surface de glace et uniformément distribuée, les résultats des simulations du champ donnent le rapport des champs maximums suivant, toujours pour la surface de 80 $\mu\text{S}/\text{cm}$:

$$\frac{E_{\max}(\text{glace}, Q_{\text{nette}} = -16nC)}{E_{\max}(\text{air}, q = 0)} = 2,35 \quad (\text{V.3})$$

Notons que le champ maximal ici est le champ au bout de l'électrode HT. Sa valeur diminue légèrement dans l'axe si on tient compte du champ de stabilité du streamer induit par la propagation du streamer. L'intensification du champ en absence de charges surfaciques ne serait due qu'à la permittivité de la glace, plus grande.

Partant de ces comparaisons, nous pouvons considérer que l'augmentation de la vitesse de propagation du streamer en présence de surface de glace ($\approx 243\%$ pour la surface fortement dopée à une température de -2°C) n'était pas justifiée par l'intensification du champ appliqué dû à la permittivité de la glace (125%). Par contre en présence de charges surfaciques avant le début de la propagation, le rapport de champs obtenus justifie largement l'augmentation de la vitesse des streamers. Ainsi nous pouvons conclure que la présence de charges sur la surface de glace a une plus grande influence que la permittivité sur la propagation des streamers. L'influence de ces charges est cependant très liée à la durée de la période sombre, c'est-à-dire le temps pendant lequel elles sont présentes avant le début de la propagation du streamer. Cet effet n'élimine pas la contribution des autres facteurs pouvant accentuer la propagation. D'ailleurs, il est logique de supposer que c'est leur synergie qui pourra le plus rigoureusement expliquer l'impact de la présence de la surface de glace sur le développement des streamers. Analysons à ce sujet l'influence de la température qu'on pourrait aussi associer à la présence ou non de la couche quasi-liquide sur la surface de glace. En faisant le rapport des vitesses quand la température varie de -12°C à -2°C dans l'air et en présence de surface de glace, il est possible d'estimer l'influence de cette couche quasi-liquide.

Reprendons pour exemple le modèle précédent (rayon de courbure de l'électrode HT 1,5 mm et intervalle de 35 mm). Les valeurs des vitesses sont rappelées dans le tableau ci-dessous. D'après le rapport des vitesses de propagation à -12°C et à -2°C , on peut noter que l'influence de la température est accrue en présence de surface de glace mais reste toutefois très similaire à celle dans l'air pour les surfaces faiblement dopées.

	V_{air} (km/s); $T = -12^{\circ}\text{C}$	V_{air} (km/s); $T = -2^{\circ}\text{C}$	$\frac{V_{air} (T = -2^{\circ}\text{C})}{V_{air} (T = -12^{\circ}\text{C})}$
Air	750	900	1,2
Surface 2,5 $\mu\text{S/cm}$	1025	1250	1,22
Surface 80 $\mu\text{S/cm}$	1200	1700	1,42

Tab V.5: Rapports de vitesses en fonction de la température. Champ appliqué 140 kV/cm.

Ces résultats montrent bien qu'en présence de surface de glace, surtout lorsqu'elle est fortement dopée, la vitesse de propagation des streamers augmente beaucoup plus rapidement que dans l'air. Cela suggère que la température de l'air environnant agit sur la surface et génère des phénomènes supplémentaires, notamment l'apparition de la couche quasi-liquide, qui vont contribuer à accentuer la vitesse de propagation des streamers. Hormis la diminution de la densité de l'air et donc du champ d'ionisation, l'augmentation de la température en présence de surface de glace, induit une augmentation de l'épaisseur et de la conductivité de cette couche quasi-liquide. Ces deux facteurs contribuent largement contribuer à l'accentuation des quantités d'ionisations et d'attachement dans l'interface air/surface déjà induite par la présence de la surface de glace. Nous avons tenté d'évaluer à l'aide d'un modèle d'initiation bien connu [33], ces quantités d'ionisation et d'attachement en présence de surface de glace et dans l'air. Nous avons tenu compte des influences du facteur de forme et de la présence de la couche quasi-liquide notamment la température et le niveau de pollution de la glace. Les résultats obtenus sont présentés et discutés dans le paragraphe ci-dessous.

V.8 Estimation du taux net d'ionisation et du champ critique dans l'interface air/surface de glace

L'amorçage d'un streamer dans un intervalle d'air a souvent été quantitativement simulé en utilisant le critère défini à l'aide du concept du volume critique (chapitre II, paragraphe II.2.2.1). En simplifiant ce critère, il est possible d'établir une expression plus explicite pour la détermination des quantités d'ionisation et d'attachement dans l'intervalle.

$$\int_d^r [\alpha(E(x)) - \eta(E(x))] dx = \ln N_{cr} \quad (V.4)$$

où $\alpha(E)$ et $\eta(E)$ sont respectivement les coefficients d'ionisation et d'attachement en fonction du champ électrique. $E(x)$ représente le champ électrique suivant la ligne de champ maximale et N_{cr} le nombre critique de charges accumulées suivant la distance radiale d . Sa valeur est prise entre 10^7 à 10^9 électrons [41, 42, 47, 51, 52, 57, 61 – 67, 78].

En considérant le même concept, en présence de surface diélectrique, l'amorçage d'un streamer dans l'intervalle peut aussi être numériquement simulé si l'on tient compte de la distribution du champ. Dû à la contribution de la surface, les coefficients d'ionisation et d'attachement seront plus grands que ceux requis dans le cas de l'air [33].

V.8.1 Description du modèle numérique

Le diagramme ci-dessous décrit les différentes étapes du modèle numérique basé sur le concept du volume critique. x_{int} définit la position de la surface intérieure à partir de laquelle aucun électron germe ne peut initier une avalanche de taille critique (N_{cr}).

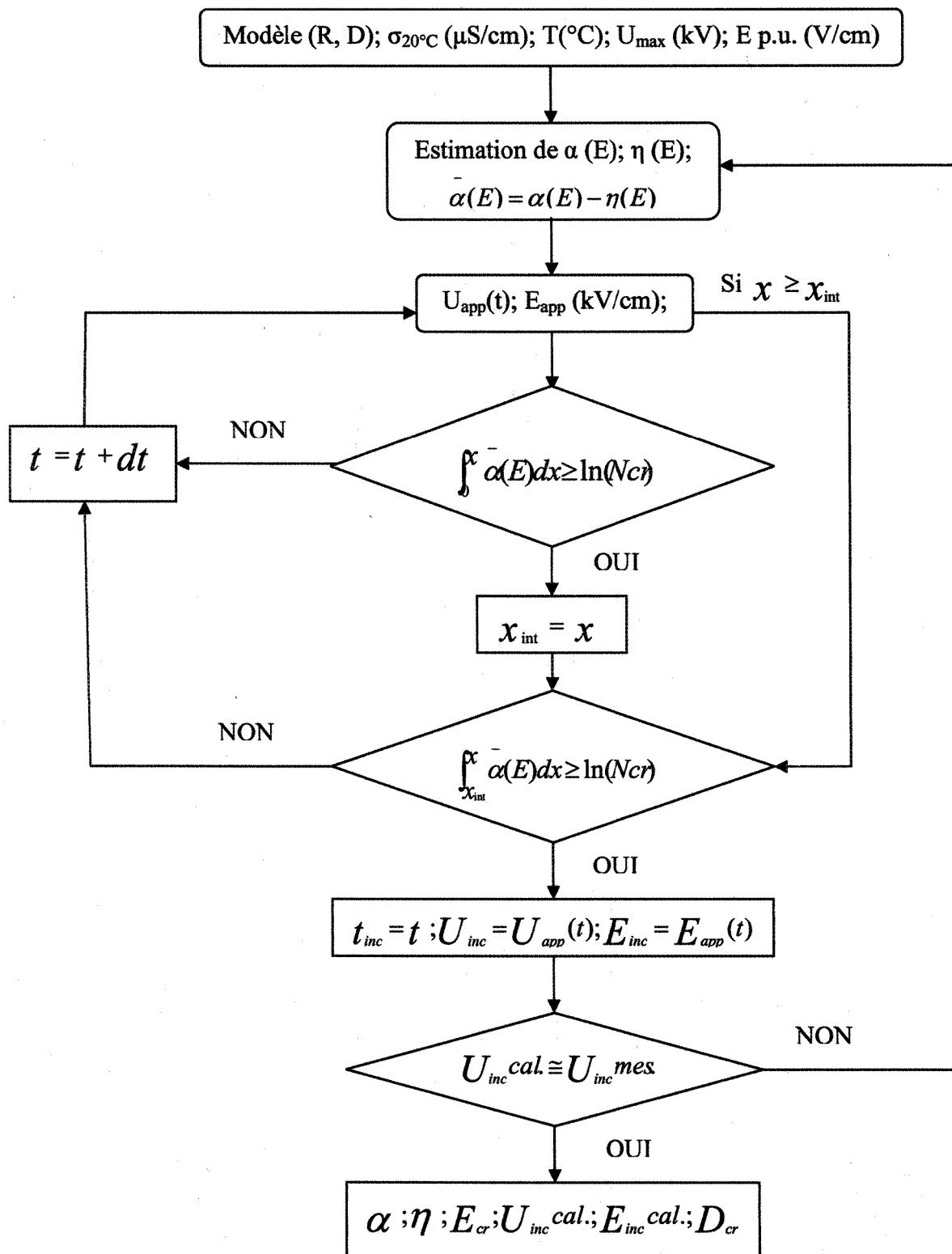


Fig V.7: Diagramme descriptif du modèle numérique d'amorçage des streamers.

Pour l'élaboration du modèle, nous avons du faire deux considérations majeures:

- d'une part, il est bien connu qu'en présence de surface diélectrique, l'amorçage du streamer peut être largement influencé par des charges initialement déposées sur la surface. Cependant dans le contexte de nos investigations, l'analyse des résultats expérimentaux obtenus a montré que ces charges étaient essentiellement injectées par la première couronne et donc ne seraient pas abondamment présentes avant son amorçage. Cette conclusion permet de justifier que le champ électrique appliqué pour l'estimation des coefficients d'ionisation et d'attachement ne tiendra compte que de la distorsion due à la permittivité de la glace.
- D'autre part, on sait aussi maintenant que dépendamment du facteur de forme de l'intervalle, la contribution de la surface peut être plus ou moins accentuée. Les simulations de champ que nous avions effectuées pour les modèles physiques dans nos investigations ont montré que le modèle de rayon de courbure 1,5 mm et d'intervalle inter-électrode 70 mm présentait le plus faible facteur de forme. C'est justement avec ce modèle que la contribution de la surface est plus accentuée car les lignes de champ sont plus abondamment déviées vers la surface et moins éparpillées dans l'air. Nous avons alors utilisé alors ce modèle pour estimer les coefficients d'ionisation et d'attachement en présence de surface de glace. Une fois ces coefficients déterminés une validation a été effectuée avec les autres modèles.

Les résultats attendus de ce modèle numérique sont outre la tension (U_{inc}) et le champ d'amorçage (E_{inc}), une estimation du taux effectif d'ionisation et du champ critique seuil (E_{cr}) dans l'interface air/surface de glace. Les coefficients d'ionisation et d'attachement ont

étés estimés en fonction de la température et de la conductivité de l'eau de congélation. Ils ont été ensuite transformés en une fonction dépendante du champ électrique à l'aide d'un algorithme d'interpolation utilisant les splines cubiques [191].

Dans l'air, pendant longtemps, la loi de Peek [54] a été utilisée pour déterminer le champ critique seuil au niveau des lignes aériennes de transport d'énergie. Une généralisation de cette loi au cas des électrodes sphériques a donné la formule approchée suivante qui est maintenant bien connue [56]:

$$E_{cr} = 31 \cdot \delta \cdot \left(1 + \frac{0,0436}{\sqrt{\delta * R}} \right) \quad (V.5)$$

Où R et δ représentent respectivement le rayon de courbure de l'électrode HT et la densité relative de l'air donnée par la relation ci-dessous où b est en mmHg et c en kPa.

$$\delta = \frac{0,392 \cdot b}{T} = \frac{2,92 \cdot c}{T} \quad (V.6)$$

Dans l'air à pression atmosphérique b = 760 mmHg et c = 101,3 kPa.

En présence de surface de glace aucune loi n'est encore connue pour déterminer le champ critique d'amorçage d'un streamer en fonction de la température et du niveau des impuretés. De plus, au meilleur de nos connaissances, aucune valeur de ce champ critique n'a encore été proposée. Autant pour le cas de l'air qu'en présence de surface de glace, la détermination de cette valeur devrait exiger la connaissance des lois $\alpha(E)$ et $\eta(E)$ et aussi la

répartition du champ électrique dans l'intervalle des électrodes. Une fois ces lois connues, le champ critique devrait rigoureusement satisfaire l'équation suivante.

$$\alpha (E_{cr}) = \eta (E_{cr}) \quad (V.7)$$

V.8.2 Résultats du modèle numérique et discussions

Les figures ci-dessous présentent les tensions d'amorçage obtenues à l'aide du modèle numérique et celles mesurées pour les configurations d'électrodes de rayon 1,5 mm aux intervalles de 70 mm et 35 mm. Les coefficients d'ionisation ont été d'abord estimés avec l'intervalle de 70 mm avant d'être appliqués au cas de l'intervalle de 35 mm.

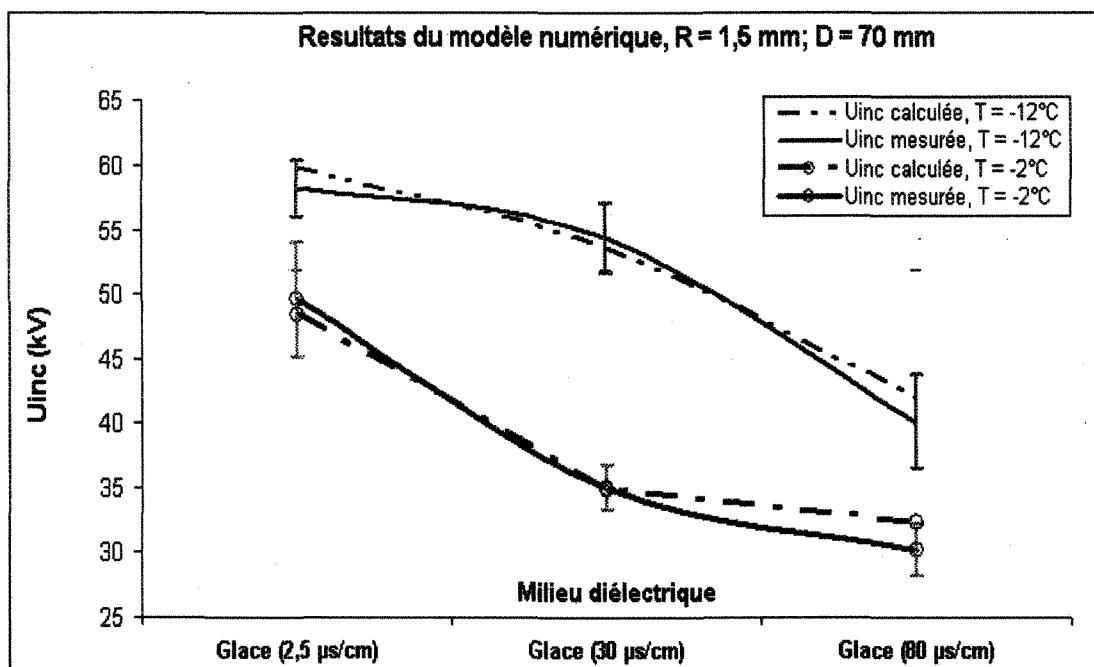


Fig V.8: Comparaison entre les résultats du modèle numérique et ceux expérimentaux. Configuration de rayon de courbure 1,5 mm et d'intervalle 70 mm.

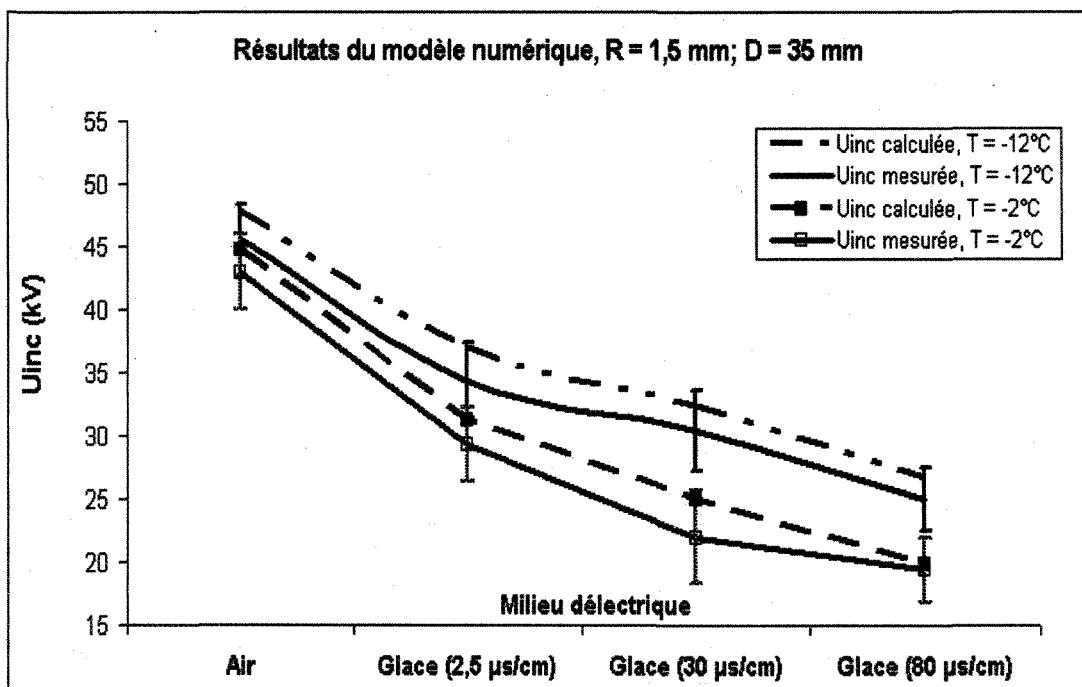


Fig V.9: Comparaison entre les résultats du modèle numérique et ceux expérimentaux.
Configuration de rayon de courbure 1,5 mm et d'intervalle 35 mm.

Ces résultats permettent de constater que le modèle numérique prédit assez bien l'amorçage d'un streamer en présence de surface de glace. Puisque les estimations des coefficients α et η ont été effectuées avec le modèle physique de rayon de courbure 1,5 mm et d'intervalle 70 mm, il est logique que pour ce modèle, les simulations présentent des résultats très comparables à ceux expérimentaux. Pour l'intervalle de 35 mm, la bonne corrélation des résultats du modèle numérique suggère que les estimations de α et η sont très acceptables. Cette observation permet d'établir une première validation du modèle numérique.

Les simulations effectuées avec le modèle physique de rayon de courbure 6 mm et d'intervalle 35 mm confirment encore que les résultats fournis par le modèle numérique restent assez comparables avec ceux expérimentaux.

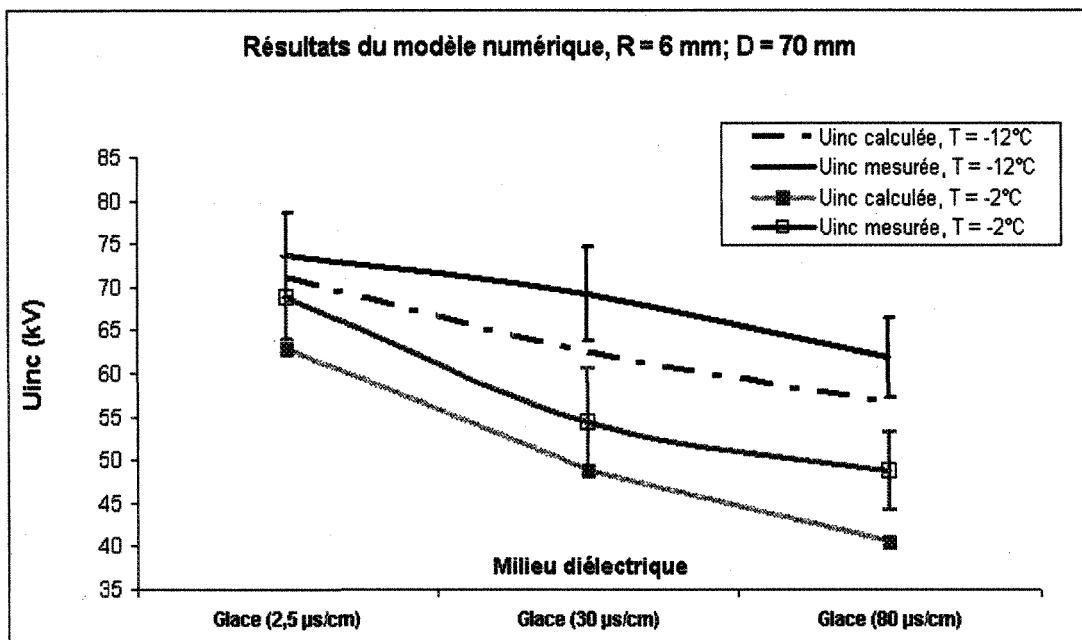


Fig V.10: Comparaison entre les résultats du modèle numérique et ceux expérimentaux.
Configuration de rayon de courbure 6 mm et d'intervalle 70 mm.

On note néanmoins que pour ce rayon de courbure, l'écart entre les prédictions du modèle numérique et les résultats expérimentaux devient plus grand comparativement au cas du rayon de courbure 1,5 mm. Ce fait peut être attribué à la non-uniformité de cette dernière configuration qui est moins accentuée que celle du modèle de rayon de courbure 1,5 mm. Dans ce cas les lignes de champ sont moins distordues et la contribution de la surface est réduite comparativement aux cas des configurations très inhomogènes. Nous avions d'ailleurs conclu au chapitre précédent, dans le paragraphe IV.3.2, que plus la configuration d'électrodes devient homogène, plus la probabilité de propagation des streamers dans l'air augmente car la densité des lignes de champ devient moins renforcée sur la surface. La précision de la prédition du modèle numérique en sera alors affectée puisque celui-ci est supposé tenir compte uniquement des avalanches se développant entièrement sur la surface

de glace. Par ailleurs, le modèle numérique a été élaboré pour prédire la valeur minimale de la tension d'amorçage et a basé sur le critère de transition avalanche-streamer $N_{cr} = 10^8$. N_{cr} étant approximatif, il se peut qu'un modèle basé sur une valeur légèrement différente puisse donner de meilleurs résultats. D'autre part le modèle numérique simule les caractéristiques d'un seul streamer sans tendance de formation de couronnes et aussi ne tient pas compte de la distribution statique de la présence des électrons germes dans l'espace et dans le temps. Ces considérations qui pourraient l'améliorer pourraient aussi alourdir sa mise en œuvre. Les figures ci-dessous présentent les courbes de variation des coefficients d'ionisation et d'attachement, estimés en fonction du champ appliqué. Les estimations ont tenu compte de la conductivité de l'eau de congélation et de la température pour davantage évaluer l'effet de la présence et de l'épaisseur d'une couche quasi-liquide sur la surface de glace.

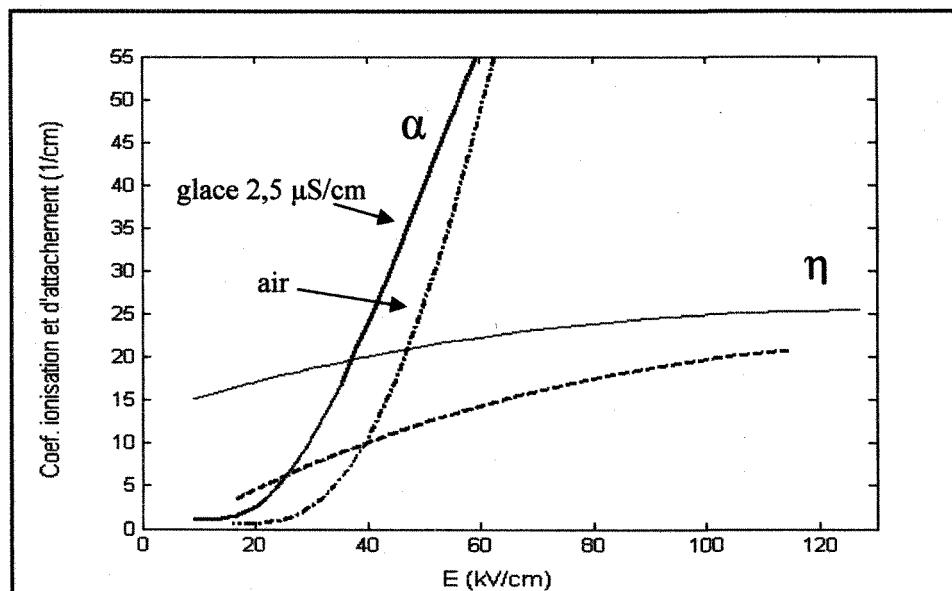


Fig V.11: Coefficients d'ionisation (α) et d'attachement (η) estimés dans le cas de l'air et en présence d'une surface de glace faiblement polluée ($\sigma_{20C} = 2,5 \mu S/cm$) pour une température de -12 C.

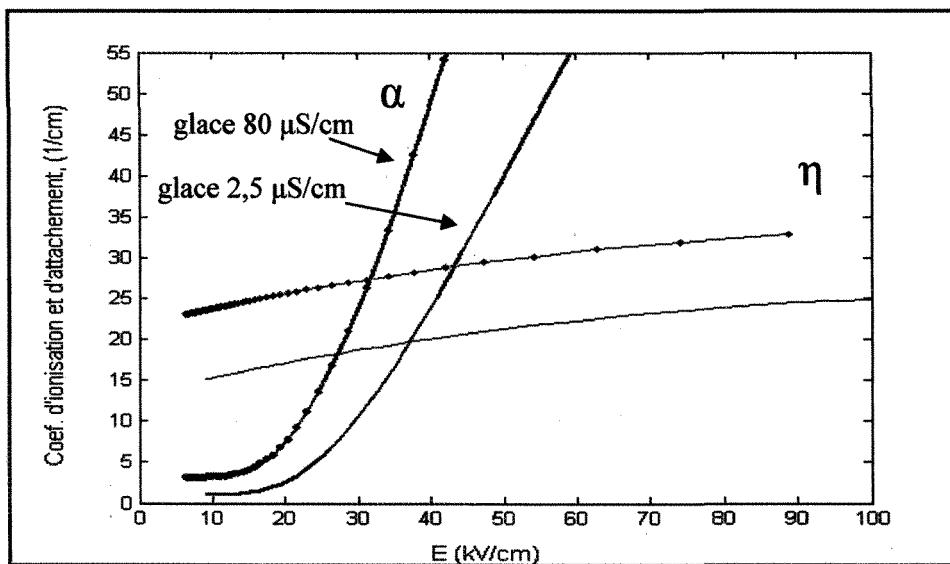


Fig V.12: Coefficients d'ionisation (α) et d'attachement (η) estimés en présence de surface de glace pour une température de -12 C. Comparaison entre une surface de glace faiblement polluée (2,5 μ S/cm) et une surface fortement polluée (80 μ S/cm).

D'après les courbes des figures V.11 et V.12, on peut noter qu'en présence de surface de glace, les coefficients d'ionisation et d'attachement seraient plus importants que ceux dans l'air. Cette observation est fortement appuyée par l'analyse que nous avons effectuée au paragraphe V.3 quant à la contribution de la surface de glace dans le développement des streamers. On peut par ailleurs souligner que la présence d'impuretés sur la surface aurait une influence spécifique sur le taux d'ionisation dans l'intervalle air/surface de glace. On note en effet que pour une surface de glace fortement polluée le coefficient d'ionisation augmente plus rapidement avec le champ électrique que pour une surface de glace faiblement polluée. Cette observation serait logique puisqu'il est connu que la grande majorité des impuretés présentes dans l'eau de congélation est rejetée sur la surface de glace lors du processus de solidification (chapitre II, paragraphe II.4.3). Alors un champ tangentiel intense produira plus d'ionisations lorsque la glace est plus fortement polluée.

La température aussi aurait un effet sur le taux net d'ionisation dans l'interface air/surface de glace comme le montrent les figures V.13, V.14 et V.15 ci-dessous.

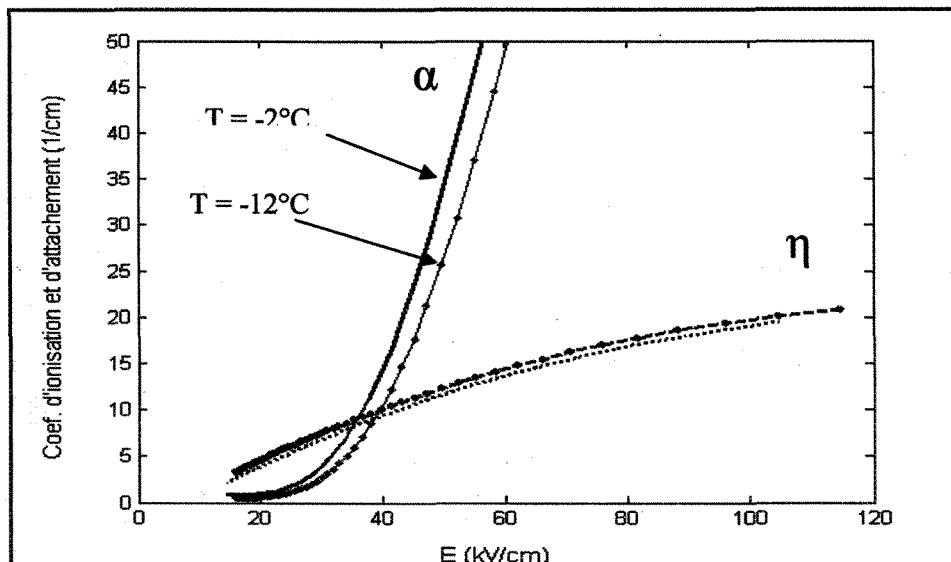


Fig V.13: Effet de la température sur les coefficients d'ionisation (α) et d'attachement (η) dans le cas de l'air.

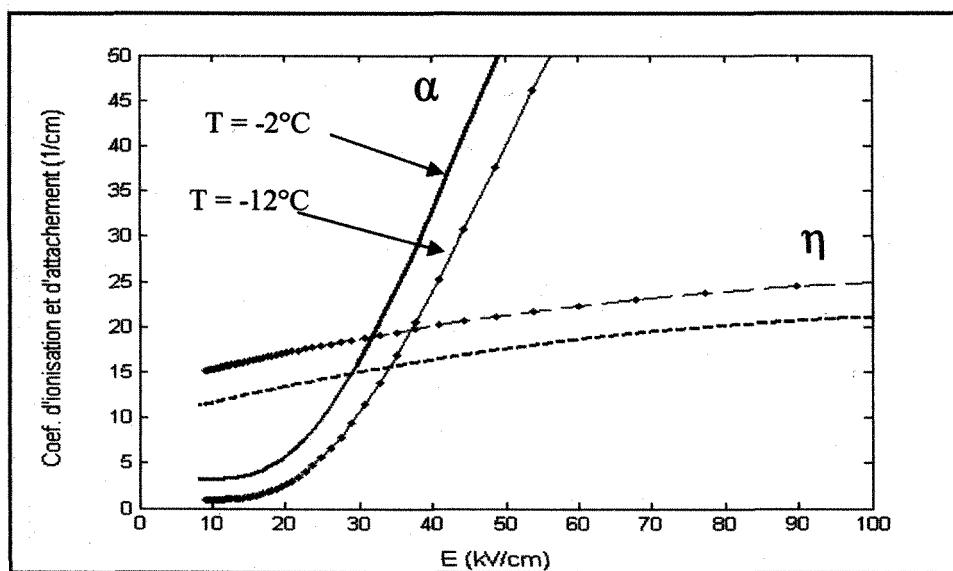


Fig V.14: Effet de la température sur les coefficients d'ionisation (α) et d'attachement (η) en présence d'une surface de glace faiblement polluée ($\sigma_{20C} = 2,5 \mu S/cm$).

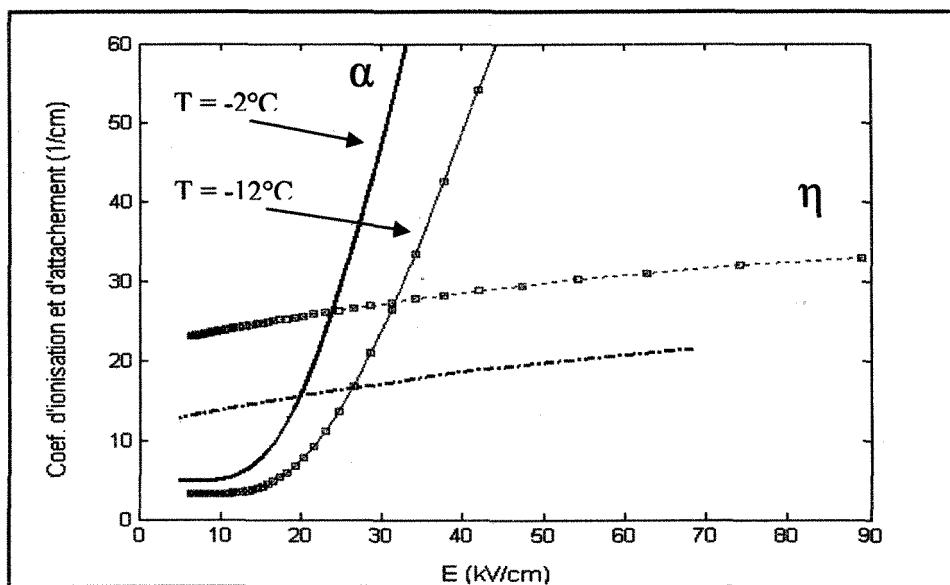


Fig V.15: Effet de la température sur les coefficients d'ionisation (α) et d'attachement (η) en présence d'une surface de glace fortement polluée ($\sigma_{20\text{C}} = 80 \mu\text{S/cm}$).

On peut noter que dans l'air, l'augmentation de la température n'a qu'un léger effet sur le taux net d'ionisation alors qu'en présence de surface cet effet est plus net et s'accentuerait avec un niveau de pollution plus grand. Ces résultats sont appuyés par les interprétations que nous avions effectuées au chapitre précédent sur l'influence de la température. En effet, l'augmentation de la température à l'interface air/surface de glace, induit l'accentuation de l'épaisseur de la couche quasi-liquide et du désordre dans sa structure atomique. Elle favorisera alors un plus fort taux d'ionisation et un taux d'attachement réduit, les atomes et molécules présents sur la couche quasi-liquide étant plus excités.

En utilisant les courbes des coefficients ainsi obtenues, le champ critique (E_{cr}), pour lequel un taux net d'ionisation devient nul, peut être établi. Le tableau ci-dessous présente les résultats pour les trois surfaces de glace étudiées à l'état sec ($T = -12^\circ\text{C}$) et lorsqu'elles sont plus humides ($T = -2^\circ\text{C}$).

	Milieu dielectrique	E_{cr} (kV/cm) $T = -12^{\circ}\text{C}$	E_{cr} (kV/cm) $T = -2^{\circ}\text{C}$
Air	Modèle numérique	39,57	35,5
	Loi de Peek	39,11	37,74
	Glace (2,5 $\mu\text{S}/\text{cm}$)	37,74	29,62
	Glace (30 $\mu\text{S}/\text{cm}$)	35,37	23,29
	Glace (80 $\mu\text{S}/\text{cm}$)	31,68	19,93

Tab V.6: Champ critique d'ionisation dans l'air et en présence de surface de glace.

De ces résultats, on peut établir qu'en présence de surface de glace, le champ critique d'ionisation serait plus faible que dans l'air suggérant que la probabilité d'ionisation et de formation d'une avalanche de taille critique est plus grande. Cette conclusion est largement justifiée par les tensions et champs d'amorçage plus faibles mesurés en présence de surface de glace. On constate aussi que lorsque la conductivité de l'eau de congélation augmente, le champ critique d'ionisation diminue, ce qui est du reste logique car les impuretés présentes sur la surface de glace deviennent plus abondantes. Ce qui est plutôt notable, c'est le fait que l'influence du niveau de pollution soit accentuée par la température. En effet, on observe que l'écart entre les champs critiques pour les différentes surfaces de glace est plus grand à -2°C qu'à -12°C . De plus la diminution du champ critique est plus grande en présence de surface de glace que dans l'air lorsque la température augmente de -12°C à -2°C . Ces deux constatations montrent à nouveau que la variation de l'épaisseur de la couche quasi-liquide sur la surface de glace est plus déterminante que celle de la densité de l'air sur

la dynamique de développement des streamers. Nous avions déjà établi cette même conclusion au chapitre précédent quant à l'influence de la température sur la vitesse de propagation des streamers en présence de surface de glace.

V.9 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre les mécanismes physiques impliqués dans l'interaction dynamique entre la tête du streamer et la surface de glace en se basant sur les enregistrements obtenus à l'aide de la caméra ultra rapide. Ces enregistrements ont révélé que malgré leur vitesse de propagation plus grande, les couronnes de streamers en présence de surface de glace ont une extension spatiale moins grande que dans l'air. Les mécanismes physiques les plus plausibles qui seraient impliqués dans leur développement ont été identifiés. Leur analyse suggère que les mécanismes d'ionisation sous l'effet d'un champ tangentiel intense seraient plus abondants que ceux de photo-ionisation. Ces mécanismes seraient de plus fortement favorisés par la présence sur la surface de glace d'atomes et de molécules ayant une faible énergie d'ionisation comparés à ceux impliqués dans les mécanismes de photo-ionisation dans l'air. D'autre part la présence sur la surface de glace d'une couche quasi-liquide avec le désordre atomique de sa structure cristalline et la fragilité de ses liaisons covalentes participerait à accentuer l'émission d'électrons sous l'effet du champ tangentiel intense. Ces phénomènes ont aussi permis d'expliquer qu'en présence de surface de glace, les streamers pouvaient se propager rapidement par de petits pas soutenus car la charge d'espace à leur tête pourrait se reconstituer rapidement sans attendre la formation de couronnes de grande envergure.

Un autre phénomène contribuant à l'accentuation de la vitesse des streamers en présence de glace est la charge injectée par la première couronne. L'analyse de ce paramètre a permis d'établir que la charge nette déposée dans le voisinage de l'électrode HT était négative, essentiellement constituée d'ions OH^- provenant du processus électrolytique à l'interface glace/électrode métallique et dans la couche quasi-liquide. L'existence de ce processus a déjà été démontrée dans différents travaux [28, 166, 168, 169]. Il a été par ailleurs noté que la charge laissée dans l'intervalle est plus importante en présence de surface de glace que dans le cas de l'air et qu'elle est d'autant plus grande que la conductivité de l'eau de congélation augmente. Si dans l'air il est logique de supposer que la charge injectée diffuse en volume et quitte la zone d'intensification du champ, en présence de glace, il est aussi logique de supposer qu'elle reste prisonnière sur la surface. Sa principale influence est l'accentuation du champ électrique dans l'intervalle. Une comparaison entre cette influence et celle de la permittivité a permis de conclure que c'est la charge déposée sur la surface qui contribuait plus significativement à l'augmentation de la vitesse de propagation des streamers en présence de surface de glace. L'existence de cette charge permet aussi d'expliquer pourquoi en présence de surface de glace, le démarrage de la propagation est souvent observé loin de la région voisine de l'électrode HT. En effet puisque cette charge a tendance à augmenter le champ électrique dans la direction de la cathode en le réduisant dans la direction de l'anode, la probabilité d'amorcer un second streamer sera plus élevée loin de l'électrode HT. La présence de charge positive, produite aussi par processus électrolytique, dans la zone de la cathode expliquerait les observations quant à la naissance d'un streamer indépendant lorsque la tête du streamer principal s'approche de la cathode.

Un modèle numérique de prédiction de l'amorçage des streamers, basé sur la notion de volume critique, a été élaboré en faisant une estimation des quantités d'ionisation et d'attachement dans l'interface air/surface de glace. Les résultats obtenus sont, dans l'ensemble, en bonne conformité avec les résultats expérimentaux et ont été validités avec plusieurs configurations d'électrodes. Ils suggèrent que les coefficients d'ionisation et d'attachement en présence de surface de glace seraient plus grands que ceux de l'air. Ces coefficients s'accentueraient avec l'augmentation de la conductivité de l'eau de congélation ou la température. Le champ critique d'ionisation dans l'air et en présence de surface glace a été aussi établi. Il apparaît plus faible en présence de surface de glace et diminue lorsque la température augmente pour une même conductivité de l'eau de congélation ou lorsque la conductivité de l'eau de congélation augmente pour une même température. Ce résultat suggère encore une fois que l'existence d'une couche quasi-liquide sur la surface de glace, de par sa conductivité et son épaisseur, a une influence certaine et déterminante sur la dynamique du développement des streamers.

CHAPITRE VI

CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS POUR LES TRAVAUX FUTURS

CHAPITRE VI

CONCLUSIONS GÉNÉRALES ET RECOMMANDATIONS POUR LES TRAVAUX FUTURS

VI.1 Conclusions générales

Ce projet de thèse avait pour objet d'étudier les mécanismes physiques fondamentaux impliqués dans le processus de développement d'une décharge électrique en présence de surface de glace. Il est venu s'inscrire dans la continuité des travaux précédemment entrepris à la CIGELE et qui avaient pour but d'améliorer les connaissances sur le contournement électrique des isolateurs recouverts de glace. Cependant puisque, ces isolateurs ont une configuration très complexe, nos investigations se sont d'abord intéressées à des modèles physiques de plus faibles dimensions et de géométrie simple. Toutefois, elles sont restées dans une logique d'approcher progressivement le contexte réel des isolateurs en utilisant des intervalles d'électrodes de plus grandes dimensions que ceux qui ont jusqu'ici étaient utilisés à la CIGELE dans le cadre des ses études sur le développement des décharges visibles en présence de surface de glace.

Les équipements qui ont été nécessaires pour mener à bien ce projet ont été d'une grande efficacité et ont déjà, pour la plupart servi et montré leur utilité dans de précédentes investigations. Nous travaux devaient cependant à travers de nouvelles mesures, explorer davantage les caractéristiques d'apparition et de propagation des streamers. Ils se sont à ce

titre appuyés sur une autre technologie de caméra ultrarapide dite *framing*, plus sophistiquée que celle précédemment utilisée dans les travaux à la CIGELE [10 – 19]. Cette nouvelle caméra effectue des enregistrements image par image et offre des photographies en deux dimensions sur des séquences aussi petites que 5 nanosecondes. Elle permet ainsi d'observer le développement spatial des décharges, d'interpréter avec plus de précision la propagation des streamers et de déterminer leur longueur et leur vitesse. Pour déterminer précisément l'instant d'apparition des couronnes de streamers, la tension et le champ appliqués correspondants, un photomultiplicateur ultrasensible a été utilisé simultanément avec la caméra. En mesurant le courant associé aux streamers des paramètres tels les quantités de charges induites dans l'intervalle inter-électrode et déposées sur la surface de glace ont été étudiés. Pour mieux évaluer l'influence de la surface de glace et des impuretés qui y sont présentes, notre approche a été de définir trois surfaces de glace distinctes, chacune identifiée par la conductivité de l'eau de congélation qui l'a formée. Les mêmes investigations expérimentales effectuées sur les modèles en présence de ces surfaces de glace ont été parallèlement tenues dans le cas de l'air considéré ici comme cas de référence. Les résultats ont été analysés en tenant compte de la présence ou non de la surface de glace dans l'intervalle. De ces investigations, ont découlé les conclusions suivantes:

- **Le champ d'apparition de la première couronne de streamers**

Les résultats obtenus ont permis de constater que la présence d'une surface dans l'intervalle modifiait considérablement les paramètres d'apparition et de propagation des streamers. En effet, les streamers s'amorcent à des champs appliqués plus faibles que ceux

dans l'air et se propagent avec une vitesse plus grande dans l'intervalle. La permittivité de la glace, plus grande que celle de l'air en est l'une des principales raisons. Elle induit en effet la déformation des lignes de champ vers la surface de glace et l'intensification du champ électrique appliqué dans la région de l'électrode HT. Ces deux phénomènes conduisent à l'accentuation du champ tangentiel et à l'augmentation de la probabilité de génération d'avalanches de taille critique. Pour mieux faire ressortir l'influence de la surface de glace, nous avons comparé les champs d'apparition pour des configurations d'électrodes présentant approximativement le même niveau d'inhomogénéité, paramètre qui a été défini à l'aide du facteur de forme. Cette approche a permis de montrer que l'intensification du champ dans le voisinage de l'électrode HT, n'est pas le seul facteur qui pouvait contribuer à l'apparition précoce des streamers en présence de surface de glace. En effet, la forte présence d'impuretés sur la surface, rejetées durant le processus de solidification et l'existence d'une couche surfacique quasi-liquide sont aussi apparus comme étant des facteurs déterminants dans le développement des streamers.

D'autre part, en présence de surface de glace, la période sombre qui suit l'apparition de la première couronne est plus courte que dans l'air. Les facteurs conduisant à cette réduction sont notamment une diffusion plus grande sur la surface de glace due à la conductivité surfacique, l'augmentation du taux net d'ionisation à l'interface air/surface de glace qui accentue la probabilité d'amorçage d'un streamer secondaire, l'augmentation des attachements et des recombinaisons qui réduit la densité de la charge d'espace positive dans la région de l'électrode HT. Il est apparu que ces phénomènes sont influencés par la conductivité de l'eau de congélation et la température.

- **La vitesse de propagation des streamers et l'interaction dynamique entre la décharge et la surface de glace**

Une caractéristique essentielle dans la compréhension de l'interaction dynamique entre une décharge électrique et la surface diélectrique sur laquelle elle se propage est la vitesse de propagation des streamers. A l'aide de la caméra ultrarapide ce paramètre a été étudié. Les résultats ont permis de confirmer qu'en présence de surface de glace, les streamers se propagent avec une vitesse plus grande que celle dans l'air. Même si dans les deux cas, la vitesse de propagation des streamers dépend fortement du champ appliqué, en présence de surface on a pu constater une vitesse minimale qui suggère que pour des niveaux de champ faibles, la propagation des streamers était plus contrôlée par un champ de charge d'espace supposé plus intense que le champ appliqué. Les facteurs que nous avons établis comme étant les plus déterminants qui favorisaient une propagation plus rapide des streamers en présence de surface de glace sont notamment les nombreux défauts protoniques et impuretés présents dans la couche quasi-liquide et l'implication dans le développement des avalanches d'atomes et de molécules (Na, NaCl) ayant une énergie d'ionisation plus faible que ceux impliqués dans le développement des streamers dans l'air. Ces facteurs expliquent d'ailleurs largement les enregistrements obtenus à l'aide de la caméra ultra rapide montrant qu'en présence d'une surface de glace, les streamers ont une luminosité et une extension spatiale plus faibles que dans l'air et ceci malgré une vitesse de propagation plus grande. L'analyse des caractéristiques physiques de la décharge en présence de glace et son interaction avec la surface a permis de proposer un modèle théorique de propagation. Celui-ci a identifié tous les mécanismes qui sont susceptibles de

contribuer au développement des streamers sur une surface de glace. Il a permis de suggérer qu'en présence de surface de glace les mécanismes d'ionisation sous l'effet du champ tangentiel très intense dans le voisinage de la tête du streamer étaient plus abondants que ceux de photo-ionisation dans l'air. À ce mécanisme, s'ajoutent la contribution de la surface sous l'effet du bombardement par les photons, électrons et ions et la présence en forte densité de défauts protoniques dans la couche quasi-liquide. Cette couche quasi-liquide a la propriété d'exister, même à des températures très inférieures à 0 °C, avec une structure cristalline en désordre et des liaisons atomiques fragilisées par l'absorption d'énergie. Elle participe alors à accentuer l'émission d'électrons sous l'effet du champ tangentiel permettant ainsi à la tête du streamer de se propager rapidement par de petits pas soutenus sans attendre la formation de couronnes de grande envergure.

Si comparativement à l'air la surface de la glace induit une influence certaine sur la dynamique des streamers, sa nature contrôlée notamment par la quantité d'impuretés qu'elle contient, la température et les charges surfaciques peuvent avoir des effets spécifiques qui contribueront à accentuer cette influence.

• L'influence des charges surfaciques

Un autre phénomène contribuant à l'augmentation de la vitesse des streamers en présence de glace comparativement au cas de l'air est la charge déposée sur la surface préalablement à l'amorçage de la propagation des streamers. Sa principale influence serait l'accentuation du champ tangentiel par la génération d'une permittivité apparente et la distorsion des lignes de champ dans le voisinage de la tête du streamer.

L'analyse du courant injecté par la première couronne a permis de quantifier cette charge et son influence dans la propagation ultérieure du streamer. Nous avons conclu que la charge nette déposée dans le voisinage de l'électrode HT était négative, essentiellement constituée d'ions OH-, provenant du processus électrolytique à l'interface glace/électrode métallique et des nombreux défauts protoniques présents sur la surface notamment dans la couche quasi-liquide. La charge déposée a tendance à augmenter le champ électrique dans la direction de la cathode en le réduisant dans la direction vers l'anode. Ce phénomène fait qu'en présence de surface, la probabilité d'amorcer un second streamer sera plus élevée dans l'espace qui la sépare de la cathode. Ainsi on observe souvent le démarrage de la propagation vers le milieu de la surface, loin du voisinage de l'électrode HT. Le processus électrolytique dans la couche quasi-liquide et dans les interfaces glace/électrodes métalliques crée une accumulation de charge positive dans la zone de la cathode. Cette charge positive pourrait expliquer le fait qu'on observe souvent un streamer indépendant qui s'amorce dans la zone cathodique lorsque la tête du streamer principal s'en approche.

Il est établi que la vitesse de propagation des streamers est entièrement liée au taux net d'ionisation devant leur tête, qui lui-même est dépendant du champ électrique local. Nous avons identifié et évalué, deux principaux facteurs pouvant contribuer à son accentuation en présence d'une surface de glace. Il s'agit de la permittivité de la glace et de la présence de charges accumulées sur la surface. Les simulations ont montré que le champ maximal n'augmentait que légèrement dû à l'effet de la permittivité ce qui laissait supposer une faible influence sur la vitesse de propagation des streamers. En présence de charge

surfacique positive, le champ à la tête des streamers serait réduit. Par contre en présence de charge surfacique négative, comme dans le cas des mesures effectuées, le champ maximal en tête des streamers serait fortement accentué. Ainsi il a été établi que le taux d'ionisation et la vitesse des streamers seraient accentués par l'accumulation de charges négatives sur la surface de glace. Les mécanismes d'accumulation de ces charges ont été théoriquement identifiés même si, à ce stade-ci, les quantifier formellement paraît techniquement très difficile voire impossible. Il nous est toutefois apparu que c'est la naissance d'un premier streamer suivi d'une période sombre bien avant le début de la propagation qui pouvait justifier le plus des quantités de charges telles que celles qui ont été mesurées. Dans le contexte de nos investigations nous avons établi que ces charges étaient essentiellement produites par la première couronne et non par les mécanismes de conduction dans le diélectrique et de transport dans l'air. La variation du champ appliqué ne justifiait pas en effet que le processus d'accumulation par ces mécanismes soit suffisamment soutenu pour produire une quantité de charges significative sur la surface. D'ailleurs les courants mesurés à l'anode et à la cathode avant l'amorçage de la première couronne n'ont permis de détecter aucune variation de la quantité de charges injectées dans l'intervalle. Ceci prouve que les charges surfaciques dans le contexte de nos investigations ne seraient produites que par les couronnes de streamers ou déposées par une décharge précédente. Cette conclusion est largement appuyée par les mesures qui ont montré que la charge déposée est plus abondante lorsque la surface de glace est plus fortement polluée (80 $\mu\text{S}/\text{cm}$). Dans ce cas le courant associé au streamer est de plus grande amplitude que dans le cas des surfaces de glace plus faiblement polluée (2,5 $\mu\text{S}/\text{cm}$) ou dans le cas de l'air.

- **Influence spécifique de la conductivité de l'eau de congélation**

Les résultats ont montré que le niveau de pollution de la glace, défini par la conductivité de l'eau de congélation, avait un effet spécifique sur les caractéristiques des streamers. Pour une même configuration d'électrodes et pour une même température, le champ d'apparition des streamers diminue tandis que leur vitesse de propagation augmente lorsque la conductivité de l'eau de congélation devient plus élevée.

Il a été établi que pour les surfaces faiblement dopées ($2,5 \mu\text{S}/\text{cm}$), les paramètres d'apparition des streamers sont assez comparables avec ceux dans le cas de l'air, spécialement lorsque la température est relativement basse ($T = -12^\circ\text{C}$). Les enregistrements fournis par la caméra ont permis d'ailleurs d'observer que pour cette surface, la décharge pouvait s'amorcer et se propager en partie ou entièrement dans l'air. Pour les surfaces de glace plus fortement dopées ($30 \mu\text{S}/\text{cm}$ et $80 \mu\text{S}/\text{cm}$), l'écart induit par la conductivité est apparu moins prononcé. Ces mêmes observations ont été effectuées pour les vitesses de propagation des streamers. Ces résultats s'expliquent par le champ tangentiel intense combiné avec la présence d'impuretés et la faiblesse des liaisons atomiques dans la couche quasi-liquide. Il est en effet connu que l'épaisseur de la couche quasi-liquide et la densité d'impuretés sur la surface augmentent lorsque la conductivité de l'eau de congélation augmente pour une même température. Lorsque la glace est formée à partir d'une solution aqueuse comme celle de chlorure de sodium (NaCl), les impuretés ne sont incorporées qu'en très petites parties dans la structure cristalline de la glace. La plus grande part est plutôt rejetée dans les inclusions liquides ou les interfaces d'air pour se retrouver à la fin du processus de congélation sur la surface de glace. Leur présence abaisse la température

d'apparition de la couche quasi-liquide et augmente son épaisseur. Ainsi plus la conductivité de l'eau de congélation est grande pour une même température, plus il y a d'impuretés sur la surface et conséquemment plus la couche quasi-liquide est abondante. Puisque les molécules et atomes de la couche quasi-liquide peuvent s'ioniser facilement, l'augmentation de son épaisseur accentue la probabilité d'amorçage des streamers par la production d'électrons germes, l'intensification des ionisations collisionnelles et le renforcement du champ local sous l'effet de la permittivité apparente qu'elle induit.

L'analyse ci-dessus est largement appuyée par le fait que la couche quasi-liquide a un facteur de pertes largement plus grand que celui de la glace. Elle absorbe donc toute l'énergie injectée par le champ électrique appliqué dans l'intervalle. L'absorption de cette énergie augmente davantage l'épaisseur de la couche quasi-liquide tout en induisant la dislocation de ses molécules et l'affaiblissement des liaisons atomiques de sa structure cristalline. D'ailleurs il a été établi que l'écart des vitesses de propagation des streamers entre les différentes surfaces est plus grand lorsque les champs appliqués sont intenses spécialement quand les températures sont plus élevées. Ces phénomènes sont les mêmes qui justifient que la vitesse de propagation des streamers augmente lorsque la conductivité de l'eau de congélation augmente.

En plus de la diminution du champ d'amorçage des streamers et de l'accentuation de leur vitesse de propagation, l'augmentation de la quantité d'impuretés agit aussi sur le coefficient de diffusion propre de la surface. Cet effet fait que la période sombre qui suit généralement la première couronne diminue lorsque la conductivité de l'eau de congélation augmente pour un même champ appliqué et pour une même température.

- **Influence spécifique de la température de l'interface air/surface de glace**

La température agit généralement dans le même sens que la conductivité de l'eau de congélation car elle a aussi pour principale influence l'augmentation de l'épaisseur et de la conductivité de la couche quasi-liquide. Pour les surfaces de glace faiblement dopées son influence n'est cependant pas très nette. En effet, il a été observé que pour la glace formée avec une eau de congélation de (2,5 μ S/cm), les variations du champ d'apparition autant que celles de la vitesse de propagation des streamers ne sont pas significatives. Certainement que malgré l'augmentation de l'épaisseur de la couche quasi-liquide, la présence des impuretés, participant aussi à accentuer cette augmentation, n'est pas encore suffisamment abondante pour influencer nettement les caractéristiques des streamers.

Il est apparu que pour des surfaces de glace faiblement polluées, la température influençait plus fortement la propagation quand les champs appliqués sont faibles. Lorsque la surface de glace est plus fortement polluée, l'influence de la température devient plutôt accrue pour des champs appliqués intenses. Pour ces mêmes surfaces, il est apparu que l'écart induit par l'augmentation de la température est plus grande pour une variation de -12°C à -6°C que pour une variation de -6°C à -2°C. Cette observation n'est pas très étonnante car beaucoup de travaux ont déjà suggéré que l'épaisseur de la couche quasi-liquide ne commençait à être significative que pour des températures autour de -6°C [20, 28]. Ainsi il est compréhensible que son influence soit moins importante entre -12°C et -6°C qu'entre -6°C et -2°C.

Par ailleurs il est bien connu que la température a un effet spécifique sur la dynamique des streamers dans l'air. Son augmentation induit une diminution de la densité de l'air et du

champ critique d'ionisation, ce qui favorise l'accentuation des quantités d'ionisations devant la tête du streamer. Alors sa vitesse de propagation augmente. Cependant en présence de surface de glace, l'effet spécifique de la température agira beaucoup plus largement sur l'épaisseur de la couche quasi-liquide que sur la densité de l'air. L'évaluation de cette influence a permis de montrer que pour une surface de glace très fortement polluée ($80 \mu\text{S}/\text{cm}$), l'augmentation de la température induisait une accentuation plus grande de la vitesse de propagation des streamers comparativement à une surface de glace faiblement polluée ($2,5 \mu\text{S}/\text{cm}$) ou au cas de l'air. Le taux d'accentuation dans ces deux derniers cas est d'ailleurs très similaire, signe que la décharge se propage éventuellement dans le même milieu, qu'est l'air.

• Influence spécifique du facteur de forme de l'intervalle

Nous avons mentionné plus haut que comparer le champ d'apparition en présence de différentes surfaces de glace et le cas de l'air en fonction du facteur de forme a permis de mieux évaluer l'influence de la surface de glace. En effet il est apparu que lorsque le facteur de forme augmente, l'écart observé dans les champs d'apparition des streamers entre les différentes surfaces de glace ainsi qu'entre celles-ci et le cas de l'air diminue. L'explication en est que la présence de la surface de glace dans l'intervalle a comme premier effet la distorsion du champ électrique. Cette distorsion est induite par la déformation des lignes de champ qui sont déformées et dirigées vers la surface, accentuant ainsi le champ tangentiel et le champ dans la zone de l'électrode HT. Plus la distorsion du champ est accentuée (facteur de forme faible), plus le champ tangentiel à la surface sera

intense. Dans ce contexte la contribution de la surface dans la génération d'électrons primaires et dans les ionisations collisionnelles sera renforcée. Par contre un plus grand facteur de forme traduit une distorsion des lignes de champ moins grande. Ainsi la proportion des lignes de champ existant dans l'air augmente et avec, naturellement la probabilité d'amorçage d'un streamer dans l'air. Cette observation permet donc d'établir que plus l'intervalle est homogène moins la surface de glace influence les caractéristiques d'apparition des streamers.

- **Modèle numérique de la prédition de l'amorçage des streamers**

Un modèle numérique a été élaboré pour la prédition de l'amorçage des streamers en présence de surface de glace. Il a été basé sur le concept du volume critique et sur la bonne estimation des quantités d'ionisations et d'attachement à l'interface air/surface de glace. Les résultats obtenus et comparés avec ceux expérimentaux ont montré que le modèle numérique prédisait suffisamment bien l'amorçage des streamers en présence de glace. Ils ont permis d'évaluer davantage la contribution de la surface dans le développement des avalanches et suggèrent qu'en présence de surface de glace le taux effectif d'ionisation est plus important que dans l'air. Il varie plus rapidement avec le champ électrique et s'accentue aussi très nettement avec la température, ceci dû à la présence sur la surface de glace d'une couche quasi-liquide dont l'épaisseur augmente avec la température et les impuretés. Le champ critique d'ionisation a été aussi déterminé dans l'air en présence de surface de glace. Nous avons noté qu'il est plus grand dans l'air et diminue lorsque la conductivité de l'eau de congélation augmente. Ce résultat montre à

nouveau qu'en présence de surface de glace, la probabilité d'amorçage des avalanches serait plus importante que dans l'air. Il a été aussi noté que dans l'air lorsque la température augmente, le champ critique ne diminue que faiblement alors qu'en présence de surface de glace l'écart est très net et s'accentue même lorsque le niveau de pollution de la glace. L'établissement du champ critique peut être très utile surtout dans l'élaboration d'un modèle dynamique de propagation des streamers sur une surface de glace. En effet, dans un tel modèle, il pourrait permettre de définir durant l'avancement du streamer, le volume dans lequel des ionisations sont possibles devant la tête du streamer. Le champ de charge d'espace devra être naturellement considéré et ajouté au champ appliqué.

VI.2 Recommandations

Ces investigations viennent apporter leur contribution dans les travaux déjà entrepris à la CIGELE pour améliorer les connaissances sur les processus physiques fondamentaux du développement d'une décharge électrique sur une surface de glace. Elles ont proposé une approche basée sur l'interprétation des différentes phases connues de la décharge dans l'air tout en tenant compte des propriétés spécifiques de la glace. Elles ont utilisé des techniques sophistiquées de détection des décharges visibles et ont évalué une large gamme de paramètres expérimentaux pouvant influencer les caractéristiques du développement de la décharge en présence de surface de glace. Cependant, malgré les grandes avancées réalisées dans la compréhension du phénomène, plusieurs aspects restent encore à explorer avant la maîtrise de tous les mécanismes impliqués et leur synergie. À court terme, nous proposons ces quelques axes de recherche pour la continuité des travaux.

- **Établissement de lois pour l'apparition et la propagation des streamers**

Dans le cas de l'air des lois empiriques existent pour prédire le claquage des intervalles en fonction de la distance entre les électrodes, du rayon de courbure de l'électrode HT et des conditions environnementales. Les plus connues sont celles basées sur la loi de Peek généralisée. Par contre en présence d'une surface de glace, il n'existe encore aucune loi capable de prédire l'amorçage d'une décharge électrique dans un intervalle entre deux électrodes. Il est par conséquent proposé d'étudier différents cas de figure pour établir des lois déterminant le champ d'apparition des streamers et leur vitesse de propagation en fonction de paramètres macroscopiques tels la conductivité de l'eau de congélation, la température et la géométrie de l'intervalle. Les résultats obtenus de nos investigations peuvent servir de base pour de telles lois. Il serait aussi important d'effectuer des travaux sur des modèles de dimensions plus grandes pour approcher le contexte réel des isolateurs.

- **Etablissement du champ de stabilité pour la propagation des streamers en présence de surface de glace**

En champ non uniforme, la propagation des streamers dépend de la distorsion du champ électrique. La distorsion permanente des lignes de champ permet au streamer de pouvoir se propager dans des zones où le champ appliqué est relativement faible et largement inférieur au champ nécessaire pour établir une décharge. Cependant il y a un champ externe minimum en dessous duquel la propagation du streamer ne peut plus être énergiquement stable. Cette valeur limite est appelée champ de stabilité. Il traduit l'énergie à fournir au streamer pour que les pertes inhérentes à la formation d'avalanches secondaires soient exactement compensées par l'énergie fournie par le champ appliqué. Le champ de

stabilité dépend de la polarité de la tension appliquée et peut augmenter avec la densité du gaz et l'humidité absolue. Dans l'air atmosphérique, il atteint 5.10^5 V.m⁻¹ en polarité positive. En présence d'une surface de glace, sa valeur n'est pas connue. Elle peut être tout de même obtenue si on peut déterminer le champ minimal avec lequel un court-circuit s'établit entre les électrodes. Le saut final pourra être détecté à l'aide de la caméra ultra rapide déjà disponible à la CIGELE ou encore à l'aide de deux photomultiplicateurs placés judicieusement en face des électrodes. A l'atteinte du champ de stabilité les courants mesurés à l'anode et à la cathode auront la même amplitude. L'importance de déterminer le champ de stabilité se justifie pour les besoins d'une meilleure compréhension de l'influence de la surface de glace dans le développement des décharges. De plus c'est une donnée incontournable pour toute tentative ultérieure d'élaboration de modèle analytique pour la propagation des streamers en présence de surface de glace.

• Mesures de charges déposées à la surface de la glace

Toutes les investigations menées jusqu'ici à la CIGELE, notamment celles-ci, ont révélé que la présence de charges surfaciques avant l'amorçage de la propagation des streamers était déterminante dans les caractéristiques de la décharge en présence de surface de glace. La quantification de ces charges surfaciques est fondamentale pour l'établissement d'un critère d'amorçage fiable en présence de surface de glace. Même s'il existe de sérieuses contraintes expérimentales pour les quantifier formellement, il serait utile et important d'en donner une approximation et d'analyser plus profondément leur influence en relation avec les paramètres tels la conductivité, la température, la taille des

électrodes et la distance. Des méthodes expérimentales de mesure de charges ont déjà été élaborées dans le domaine des décharges surfaciques, certaines peuvent être appliquées au cas des décharges sur une surface de glace. Le principe serait d'effectuer les mesures en l'absence de tout streamer, donc à des tensions faibles. Il devrait aussi être possible de déterminer les différents régimes, transitoire et saturation, existants dans le processus d'accumulation et d'en déduire des données telles la constante de temps du processus, la zone d'accumulation des charges, leur polarité ainsi que la modification qu'elles induisent sur la distribution du champ électrique initial. Les investigations devraient être effectuées en DC car à ce régime de tension, l'existence de processus d'accumulation de charges est évidente. Les résultats permettraient de définir des critères tels le temps minimum nécessaire entre deux tests pour retrouver les conditions initiales ainsi la correction à apporter dans la distribution du champ appliqué.

- **Comparaisons avec les streamers négatifs, en AC et en DC**

Dans les investigations sur les mécanismes physiques impliqués dans le développement des streamers en présence de surface de glace, très peu ont été consacrées aux streamers négatifs ou aux régimes AC et DC. Des études devraient être menées aussi pour ces cas afin d'explorer davantage les mécanismes physiques impliqués et de déterminer le contexte dans lequel l'influence de la surface de glace est plus sévère. D'autre part les investigations devraient impliquer des configurations d'électrodes de plus grandes dimensions afin d'approcher le contexte réel des isolateurs et d'étudier aussi les caractéristiques du développement des leaders en présence de surface de glace.

- **Utilisation de contaminants autres que le NaCl pour davantage explorer l'interaction entre la surface de glace et la décharge**

Dans nos investigations tout comme dans celles qui les ont précédées à la CIGELE, le chlorure de sodium (NaCl) a été le seul contaminant utilisé pour produire une eau de congélation de conductivité prédéterminée. Il a été montré que les molécules de NaCl, dissociés ou non, contribuaient largement au développement des streamers, parce que faible énergie d'ionisation et abondamment présentes sur la surface après leur réjection durant le processus de solidification de la glace. Pour évaluer à quelle hauteur ces molécules influencent vraiment la dynamique des streamers, il serait intéressant de mener une étude comparative entre les surfaces de glace dopées avec du NaCl et celles dopées avec d'autres types de contaminant. Des cas intéressants pourraient être le chlorure d'hydrogène HCl ou l'acide fluorhydrique HF. Il s'agira, pour ce faire, de mener les investigations sur deux surfaces de glace formées à partir d'eaux de congélation de même conductivité, l'une contaminée avec du NaCl et l'autre avec du HCl ou du HF. Il est connu que ces derniers types de contaminant influencent différemment les propriétés physiques et diélectriques de la glace notamment dans la génération des défauts protoniques et dans la nature des atomes et molécules qui émergent sur la surface. L'analyse des caractéristiques des streamers en présence de surfaces de glace dopées avec ces contaminants permettra alors d'explorer davantage l'interaction dynamique entre la surface de glace et la décharge.

Les investigations pourront néanmoins se poursuivre sur d'autres aspects, aussi bien théoriques qu'expérimentaux, pour améliorer les connaissances actuelles et élaborer une théorie claire et complète des décharges se développant sur une surface de glace.

RÉFÉRENCES

RÉFÉRENCES

- [1] **A. Meier and W. M. Niggli**, "The Influence of Snow and Ice Deposit on Supertension Transmission Line Insulator Strings with Special Reference to High Altitude Operation", IEEE Conference Publication, London (UK), Vol. 44, pp. 386-395, 1968.
- [2] **M. Farzaneh and O. T. Melo**, "Properties and effect of freezing rain and winter fog on outline insulators", Cold Regions Science and Technology, Vol. 19, pp 33-46, 1990.
- [3] **W. A. Chisholm, Y. T. Tam, T. O. Melo, I. K. Pavers and C. C. Erven**, "60-Hz Performance of 500 kV Insulators under Light Contamination, Ice, Fog and Rising Temperatures: Operating Experience and Field Studies", IEEE Power Engineering Summer Meeting, pp. 1-8, 1993.
- [4] **M. Farzaneh and O. T. Melo**, "Flashover performance of insulators in the presence of short icicles", Int. Journal of Offshore and Polar Eng., Vol. 4, No. 2, pp. 771-778, 1995.
- [5] **M. Farzaneh and J. Kiernicki**, "Flashover performance of IEEE standard insulators under ice conditions", IEEE Electr. Insul. Magazine, Vol. 11, No 2, pp. 5-17, 1995.
- [6] **M. Farzaneh and J. F. Drapeau**, "AC flashover performance of insulators covered with artificial ice", IEEE Trans. on Power Delivery, Vol. 22, No. 3, pp. 1038-1051, 1995.
- [7] **M. Farzaneh and J. Kiernicki**, "Flashover problems caused by ice build-up on Insulators", IEEE Trans. on Power Delivery, Vol. 12, No. 4, pp. 1602-1613, 1997.
- [8] **CIGRE Task Force 33.04.09**, "Influence of ice and snow on the flashover performance of outdoor insulators, part I: Effects of ice", Electra, No. 187, pp. 91-111, 1999.
- [9] **M. Farzaneh**, "Ice accretion on high voltage conductors and insulators and related phenomena", Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, Vol. 358, No. 1776, pp. 2971-3005, 2000.
- [10] **CIGRE Task Force**, "Influence of ice and snow on the flashover performance of outdoor insulators, part II: Effects of Snow", Electra, No. 188, pp. 55-69, 2000.
- [11] **S. Brettschneider**, "Contribution à l'étude de l'apparition et du développement des décharges visibles à la surface de la glace", Thèse présentée à l'Université du Québec à Chicoutimi comme exigence partielle du doctorat en ingénierie, octobre 2000.

- [12] **M. Farzaneh, S. Brettschneider and K. D. Srivastava**, "Study of Visible Discharge Onset and Development on Ice Surface", IEEE Int. Symp. on Electr. Insul., Anaheim, CA, pp. 216-221, April 2000.
- [13] **M. Farzaneh, I. Fofana, I. Ndiaye, C. Volat and K. D. Srivastava**, "Corona streamer inception at an ice surface", 2nd IASTED Int. Conf. on Power and Energy Systems, Crete (Greece), 2002.
- [14] **I. Ndiaye**, "Étude de l'apparition et de la propagation de décharges couronnes à la surface de la glace", mémoire présenté à l'Université du Québec à Chicoutimi comme exigence partielle à l'obtention de la Maîtrise en ingénierie, Mars 2003.
- [15] **M. Farzaneh and I. Fofana**, "Study of insulator flashovers caused by atmospheric ice accumulation", Journal of Iranian Association of Electrical and Electronics Engineers, Iran, Vol. 1, No. 1, pp. 10-23, 2004.
- [16] **S. Brettschneider, M. Farzaneh and K. D. Srivastava**, "Nanoseconds streak photography of discharge initiation on ice surfaces", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 11, pp. 450-460, 2004.
- [17] **M. Farzaneh and I. Fofana**, "Experimental study and analysis of corona discharge parameters on an ice surface", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 37, pp. 721-729, 2004.
- [18] **I. Fofana and M. Farzaneh**, "Dynamics of streamers on ice surface", 11th International Workshop on Atmospheric Icing of Structures, Montreal (Canada), 2005.
- [19] **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, pp. 34-41, 2006.
- [20] **P. V. Hobbs**, *Ice Physics*, Clarendon Press, Oxford, 1974.
- [21] **Y. Furukawa, M. Yamamoto and T. Kuroda**, "Ellipsometric study of the transition layer on the surface of an ice crystal", Journal of Cryst. Growth, No. 82, pp. 665-677, 1987.
- [22] **J. S. Wettlaufer**, "Ice surfaces: macroscopic effects of microscopic structure", Phil. Trans. Royal Soc. Lond. A 357, pp. 3403-3425, 1999.
- [23] **C. Toubin, S. Picaud, P. N. M. Hoang, C. Girardet, B. Demirdjian, D. Ferry and J. Suzanne**, "Dynamics of ice layers deposited on MgO(001): Quasielastic neutron scattering experiments and molecular dynamics simulations", Journal of Chemical Physics, Vol. 114, pp. 6371-6381, 2001.

- [24] **D. Beaglehole and D. Nason**, "Transition layer on the surface of ice", *Surf. Sci.*, Vol. 96, pp. 357-363, 1980.
- [25] **B. Dermidjian, D. Ferry, J. Suzanne, C. Toubin, S. Picaud, P. N. M. Hoang and C. Girardet**, "Structure and dynamics of ice Ih films upon HCl adsorption between 190 and 270 K. Part I: Neutron diffraction and quasielastic neutron scattering experiments", *J. Chem. Phys.*, Vol. 116, pp. 5143-5149, 2002.
- [26] **C. Toubin, S. Picaud, P. N. M. Hoang, C. Girardet, B. Demirdjian, D. Ferry and J. Suzanne**, "Structure and dynamics of ice Ih films Structure and dynamics of ice Ih films upon HCl adsorption between 190 and 270K. Part II: Molecular dynamics simulations", *J. Chem. Phys.*, Vol. 116, pp. 5150-5157, 2002.
- [27] **V. Sadtchenko and G. E. Ewing**, "A new approach to the study of interfacial melting of ice: infrared spectroscopy", *Canadian Journal of Physics*, Vol. 81, pp. 333-341, 2003.
- [28] **P. F. Petrenko and R. W. Whitworth**, *Physics of Ice*, Oxford University Press, New York (USA), 1999.
- [29] **C. Girardet and C. Toubin**, "Molecular atmospheric pollutant absorption on ice: a theoretical survey", *Surface Science Reports*, Vol. 44, pp. 159-238, 2001.
- [30] **T. S. Sudarsham and R. Dougal**, "Mechanisms of surface flashover along solid dielectrics in compressed gases", *Review, IEEE Trans. Electr. Insul.*, No. 21, pp. 727-746, 1986.
- [31] **H. F. A. Verhaart and A. J. L. Verhage**, "Insulator flashover in SF₆ gas", *Kema Scientific and Technologic Reports*, Vol. 6, No. 9, pp. 179-228, 1988.
- [32] **H. Craig Miller**, "Surface flashover on insulators", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. 24, No. 5, pp. 765-786, 1989.
- [33] **I. Gallimbertti, I. Marchesi and L. Niemeyer**, "Streamer corona at an insulating surface". *Proc. of 7th Int. Symp. on HV Eng.*, Dresden (Germany), pp. 1-4, 1991.
- [34] **N. L. Allen and P. N. Mikropulos**, "Streamer propagation along insulating surfaces in air", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 6, No. 3, pp. 357-362, 1999.
- [35] **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, pp. 2551-2557, 2002.

- [36] **M. Akyuz, L. Gao, V. Cooray, T. G. Gustavsson, S. M. Gubanski and A. Larsson**, "Positive streamer discharge along insulating surface", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 8, No. 6, pp. 902-910, 2001.
- [37] **L. S. Pritchard and N. L. Allen**, "Streamer propagation along profiled insulator surfaces", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. Vol. 9, No. 3, pp. 371-380, 2002.
- [38] **N. L. Allen and P. N. Mikropoulos**, "Surface profile effect on streamer propagation and breakdown in air", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 8, No. 5, pp. 812-817, 2001.
- [39] **I. Al-Bawy and O. Farish**, "Insulator flashover in SF₆ under impulse voltage conditions", IEE Proc.-A. Vol. 138, pp. 89-97, 1991.
- [40] **N. L. Allen and B. H. Tan**, "Initiation of positive corona on insulator surface". Proc. of the 12th Int. Symp. on HV Eng., Bangalore (India) Vol. 3, pp. 5-8, 2001.
- [41] **L. B. Loeb**, *Electrical Coronas: Their Basic Physical Mechanisms*, University of California Press, United States, 1965
- [42] **Les Renardières**, "Analyse de la première impulsion d'effet couronne", Electra, No. 23, pp 105-120, 1972.
- [43] **M. Pouard**, "Amorçage dans l'air aux grandes distances", demi-journée d'études organisée le 29 avril 1974, Société des Électriciens, des Électroniciens et des Radioélectriciens, 1974.
- [44] **C. Gary and M. Moreau**, "L'effet couronne en tension alternative", Éditions Eyrolles, Paris, 1976.
- [45] **Renardières Group**, "Positive discharge in long air gaps", Electra, No. 53, pp. 31-153, 1977.
- [46] **Les Renardières**, "L'amorçage des grands intervalles d'air en polarité positive", Conférence Internationale des Grands Réseaux, 1977.
- [47] **J. M. Meek and J. D. Graggs**, *Electrical Breakdown of Gases*, Editions John Wiley and Sons, New York (USA), 1978.
- [48] **I. Gallimberti**, "The mechanism of long spark formation", J. Phys., C7, Vol. 40, pp. 193-250, 1979.
- [49] **R. S. Sigmond and M. Goldman**, "Coronas discharge physiques and applications: electrical breakdown and gas discharge", in *Electrical breakdown and discharges in*

gases. Part B. edited by E. E. Kunhardt and L. H. Luessen, Plenum press, New York (USA), pp. 1-65, 1981.

- [50] **P. Domens, J. Dupuis, A. Gibert**, "Positive streamer behavior in atmospheric air: theoretical approach and experimental results", 7th Int. Conf. Atmosph. Electricity, Albany, pp. 429-433, 1984.
- [51] **G. Le Roy, C. Gary, B. Hutzler, J. Lalot and C. Dubanton**, "Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions", Collection de la D.E.R d'Électricité de France (E.D.F) Editions Eyrolles, Paris, 1984.
- [52] **R. Morrow and J. J. Lowke**, "streamer propagation in air". J. of Phys. D: Appl. Phys., Vol. 30, pp. 614-627, 1997.
- [53] **S. Vacquié**, *L'arc Électrique*, CNRS Éditions et Eyrolles, France, 2000.
- [54] **F. W. Peek**, "Phénomènes diélectriques dans la technique des hautes tensions", Traduction de R. Ackermann, Delagrave Edition, Paris, 1924.
- [55] **C. Gary, B. Hutzler and J. P. Schmitt**, "Peek's law generalization: Application to various field configuration", IEEE Summer Meeting, Paper C72-549-4, 1972
- [56] **B. Hutzler and D. Hutzler**, "A model of breakdown in large air gaps", Bulletin de la DER d'EDF, serie B, No. 4, pp. 11-39, 1982.
- [57] **J. J. Lowke and F. D'Alessandro**, "Onset corona fields and electrical breakdown criteria", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 28, pp. 2673-2682, 2003.
- [58] **E. Poli**, "A comparison between positive and negative impulse corona", 7th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp. 132-135, 1982.
- [59] **A. Pedersen**, "On the electric breakdown of gaseous dielectrics: an engineering approach", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol.24, No.5, October 1989, 721-739. Plasma Physics Reports, Vol. 21, No. 1, pp 2005-2015, 1995.
- [60] **R. R. Diaz, R. Tagashira, F. Rühling, F. Heilbronner**, "The impulse corona inception in inhomogeneous fields: a model", 10th Int. Symp. on HV Eng. , Montréal (Canada), Vol. 5, pp. 363-366, 1997.
- [61] **J. P. Donohoe**, "Physical carateristics of criteria governing the computation of air gap breakdown voltages for slightly divergent fields", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 5, No. 4, pp. 485-492, 1998.

- [62] **M. Giralt**, "Adaptation d'un modèle de décharge en vue de son application à la conception de l'isolation aérienne H.T et T.H.T", Thèse de doctorat présentée à l'École Centrale de Lyon, France, 1999.
- [63] **G. A. Dawson and W. P. Winn**, "A model for streamer propagation", *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, Vol. 183, No. 2, pp. 159-171, 1965.
- [64] **I. Gallimberti**, "A computer model for streamer propagation", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 5, pp. 2179-2189, 1972.
- [65] **R. F. Fernsler**, "General model of streamer propagation", *Physics of Fluids*, Vol. 27, No. 4, pp. 1005-1012, 1984.
- [66] **A. Boundiou and I. Gallimberti**, "Theoretical modeling of the development of the positive spark in long gaps", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 27, No. 6, pp. 1252-1266, 1994.
- [67] **N. L. Aleksandrov and E. M. Bazelyan**, "Simulation of long-streamer propagation in air atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 29, pp. 740-752, 1996.
- [68] **K. Adamiak, V. Atrazhev and P. Atten**, "Corona discharge in the hyperbolic point-plane configuration: Direct ionization criterion versus approximate formulations", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 12, No. 5, 1025-1034, 2005.
- [69] **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, pp. 1302-1313, 1972.
- [70] **T. Jing**, "Surface charge accumulation: an inevitable phenomenon in DC GIS", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 2, No. 5, pp. 771-778, 1995.
- [71] **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, pp. 1055-1063, 1997.
- [72] **R. A. Fouracre, F. A. Twema, S. J. MacGregor and M. J. Given**, "The influence of charge on surface flashover", 11th Int. Symp. on HV Eng., Conf. Publ. No. 467, Vol. 3, pp. 329-332, 1999.
- [73] **C. Laurent**, "Diélectriques solides et charges d'espace", Techniques de l'Ingénieur, Traité d'électricité D2305, Vol. D2II, pp. 1-13, 1999.
- [74] **N. L. Allen and D. C. Faircloth**, "Corona propagation and charge deposition on a PTFE surface", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 10, No. 2, pp. 295-304, 2003.

- [75] **A. M. Pointu**, "Décharge électrique", *Techniques de l'Ingénieur*, Vol. D2II Electrotechnique Matériaux D322, pp. 1-21, 1986.
- [76] **N. St J. Braithwaite**, "Introduction to gas discharges", *Plasma Sources Sci. Technol.*, Vol. 9, pp. 517-527, 2000.
- [77] **F. Paschen**, "Sur la différence de potentiel nécessaire à la formation d'arc électrique dans de l'air, de l'hydrogène et du gaz carbonique sous différentes pressions (trad. Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff and Kohlensäure bei verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz)", *Wied. Annales de Physique*, Vol.37, pp. 69-96, 1889.
- [78] **E. M. van Veldhuizen**, *Electrical Discharges for Environmental Purposes: Fundamentals and Applications*, Nova Science Publishers, New York, 1999.
- [79] **E. M. van Veldhuizen and W. R. Rutgers**, "Pulsed corona streamer propagation branching", *J. Appl. Phys.*, Vol. 35, pp. 2169-2179, 2002.
- [80] **Y. Raizer**, *Gas discharge physics*, Ed. Springer, Berlin (Germany), 1991.
- [81] **H. Raether**, "The development of electron avalanche in a spark channel (from observations in a cloud chamber)", *Z. Physik*, No. 112, pp. 464-489, 1939. (Reproduced in: J. A. Rees (editor), *Electrical breakdown of gases*, Ed. Macmillan, London (UK), 1978).
- [82] **A. A. Kulikovsky**, "The Role of Photo-ionization in Positive Streamer Dynamics", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 33, pp. 1514-1524, 2000.
- [83] **N. L. Allen and A. Ghaffar**, "The conditions required for the propagation of a cathode-directed positive streamer in air", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 28, pp. 331-337, 1995.
- [84] **C. T. Phelps and R. F. Griffiths**, "Dependence of positive corona streamer propagation on air pressure and water vapor content", *J. Appl. Phys.*, Vol. 47, No. 7, pp. 2929-2934, 1995.
- [85] **R. T. Waters**, "Breakdown in nonuniform fields", *IEE Proc.*, Vol. 128, Pt.A, No. 4, pp. 319-325, 1981.
- [86] **N. L. Allen and P. N. Mikropoulos**, "Dynamics of streamer propagation in air", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 32, pp. 913-919, 1999.
- [87] **M. I. Dyakonov and V. Y. Kachorovskii**, *Sov. Phys. JETP*, Vol. 67, page 1049, 1988.

- [88] **I. Gallimberti, J. K. Hepworth and R. C. Klewe**, "Spectroscopic investigation of impulse corona discharges", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 7, pp. 881-898, 1974.
- [89] **B. Hutzler and M. Kleimaier**, "Un éventuel mécanisme de propagation de la décharge négative", *Electra*, No. 74, pp. 117-124, 1981.
- [90] **E. Nasser**, *Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics*, Ed. Wiley Interscience, New York, 1971.
- [91] **R. S. Sigmond**, "The residual streamer channel: Return strokes and secondary streamers", *J. Appl. Phys.*, Vol. 56, No. 5, pp. 1355-1370, 1984.
- [92] **J. Dupuy and A. Gibert**, "Relationship between a critical charge value and the streamer-to-spark transition", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 16, pp. 379-384, 1983.
- [93] **J. Dupuy and A. Gibert**, "Comparison of point-to-plane discharges in air and SF₆", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 15, pp. 655-664, 1982.
- [94] **E. Marode**, "The mechanism of spark breakdown in at atmospheric pressure between a positive point and plane", *J. Appl. Phys.*, Vol. 46, No. 5, pp. 2016-2020, 1975.
- [95] **H. N. Garcia and B. Hutzler**, "Electrical breakdown in long air gaps, the final jump", 3rd IEE Conf. on Gas Discharges, Londres (UK), pp. 206-210, 1974.
- [96] **C. X. Wang, A. Wilson and M. W. Watts**, "Surface charge flashover sustained by electrostatic surface charge on epoxy resin insulator in SF₆", *IEE Proc., A Sci. meas. technol.*, Vol. 140, No. 5, pp. 346-350, 1993.
- [97] **S. M. Korobeynikov, 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.
- [98] **K. Nakanishi, A. Yoshioka, Y. Shibuya and T. Nitta**, "Charge accumulation on spacer surface at DC stress in compressed SF₆ gas" in *Gaseous Dielectrics III*, Ed. Pergamon, New York (USA), pp. 365-373, 1982.
- [99] **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.
- [100] **C. W. Mangelsdorf and C. M. Cooke**, "Bulk charging of epoxy insulation under DC stress", *Proc. of IEEE Int. Symp. Electr. Insul.*, Boston (USA), pp. 146-149, 1980.

- [101] **K. D. Srivastava and J. Zhou**, "Surface charging and flashover of spacers in SF₆ under impulse voltages", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 26, No. 3, pp. 428-442, 1991.
- [102] **K. Nakanishi, A. Yoshioka, Y. Shibuya and T. Nitta**, "Charge accumulation on spacer surface at DC stress in compressed SF₆ gas", in *Gaseous Dielectrics III*, Ed. Pergamon, New York (USA), pp. 365-373, 1982.
- [103] **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, pp. 333-340, 1987.
- [104] **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, pp. 333-340, 1987.
- [105] **T. Takano**, "Characteristics of surface charge accumulation on a spacer in SF₆", Proc. of 5th Int. Symp. on HV Eng., Braunschweig, paper 15.08, 1987.
- [106] **M. Yashima, H. Fujinami and T. Takuma**, "Measurement of accumulated charge on dielectric surface with an electrostatic probe", in *Gaseous Dielectrics V*, Ed. Pergamon, New York (USA), pp. 242-248, 1986.
- [107] **T. Jing, P. H. F. Morshuis and F. H. Kreuger**, "Mechanisms of surface charge accumulation in SF₆", Archiv für Elektrotech., Vol. 77, pp. 151-155, 1994.
- [108] **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 für Elektrotech., Vol. 74, pp. 315-319, 1991.
- [109] **J. J. O'Dwyer**, *The theory of electrical conduction and breakdown in solid dielectrics*, Clarendon Press, Oxford (England), 1973
- [110] **R. Coelho and B. Aladenize**, *Les diélectriques*, Editions Hermés, Paris (France), 1993.
- [111] **L. A. Dissado and J. C Fothergill**, *Electrical degradation and breakdown in polymers*, (Peter Peregrinus) IEE Publishers, 1992.
- [112] **H. A. Haus and J. R. Melcher**, *Electromagnetic field and energy*, Prentice-hall. Inc., New York (USA), 1989.

- [113] **A. Knecht**, "Development of surface charge accumulation on epoxy resin spacers stressed with direct applied voltage", in *Gaseous Dielectrics III*, Ed. Pergamon, New York (USA), pp. 356-364, 1982.
- [114] **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, pp. 3919-926, 1983.
- [115] **J. Lykema**, "Surface Conduction", *J. Phys.: Condensed Matter*, Vol. 13, pp. 5027-5034, 2001.
- [116] **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), pp. 102-106, 1992.
- [117] **T. Jing**, "Surface Charge Accumulation in SF₆: Mechanisms and Effects", Ph.D Thesis, Chap. 3 and 4, Delft University of Technology, Delft (The Netherlands), 1993.
- [118] **J. W. Glen**, *The Physics of Ice*, U. S. Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory, Hanover, New Hampshire, 1974.
- [119] **E. Whalley**, "Structure problems of ice" in *Physics of ice* (Ed. N. Riehl, B. Bulemer and H. Engelhardt), Proc. of the Int. Symp. Physics of Ice, Plenum Press, New York (USA), pp. 19-43, 1969.
- [120] **J. D. Bernal and R. H. Fowler**, "A theory of water and ionic solution, with particular reference to hydrogen and hydroxyl ions", *J. Chem. Phys.*, Vol. 1, No. 8, pp. 515-548, 1933.
- [121] **T. L. Cottrel**, *The Strengths of Chemical Bonds*, Butterworths, London (UK), 1958.
- [122] **C. W. Kern and M. Karplus**, "The water molecule. In Water – A comprehensive treatise", Vol. 1, Ed. F. Franks, pp. 21-91, Plenum Press, New York (USA), 1972.
- [123] **C. R. Claydon, G. A. Segal and H. S. Taylor**, "Theoretical interpretation of the optical and electron scattering spectra of H₂O", *J. Chem. Phys.*, Vol. 54, pp. 3799-3816, 1971.
- [124] **N. Bjerrum**, "Structure and properties of ice", *Konigelige Danske Videnskabernes Selskab Matematisk-fysiske Meddelelser*, Vol. 27, pp. 1-56, 1951.
- [125] **I. G. Young and R. E. Salomon**, "Dielectric behavior of ice with HCl impurity", *J. Chem. Phys.*, Vol. 48, No. 4, pp. 1635-1644, 1968.

- [126] **J. M. Warman, M. P. de Haas, J. B. Verberne**, "Decay kinetics of excess electrons in crystalline ice", *J. Chem. Phys.*, Vol. 84, pp. 1240-1248, 1980.
- [127] **M. P. de Haas, M. Kunst and J. M. Warman**, "Nanosecond time-resolved conductivity studies of pulse-ionized. 1. The mobility and trapping of conduction-band electrons in H_2O and D_2O ice", *J. Chem. Phys.*, Vol. 87, pp. 4089-4092, 1983.
- [128] **P. S. Julienne and L. P. Gary**, "Trapped electrons in ice", *Molecular Crystals*, Vol. 5, No. 1, pp. 135-139, 1968.
- [129] **M. Kunst and J. M. Warman**, "Nanosecond time-resolved conductivity studies of pulse-ionized. 2. The mobility and trapping of protons", *J. Phys. Chemistry*, Vol. 87, pp. 4096-4098, 1983.
- [130] **N. N. Khusnatdinov, V. F. Petrenko and A. N. Turanov**, "Intrinsic photoconductivity of hexagonal ice", *Physica Status Solidi (a)*, Vol. 118, pp. 401-408, 1990.
- [131] **V. F. Petrenko and N. N. Khusnatdinov**, "On the nature of photo charge carriers in ice", *J. Chem. Phys.*, Vol. 100, pp. 9096-9105, 1994.
- [132] **U. Nakaya**, "Properties of single crystals of ice, revealed by internal melting", U. S. Army Snow, Ice and Permafrost Research Establishment (USA SIPRE), Research Report 13 (AD 116013), 1956.
- [133] **N. Maeno**, "Air bubble formation in ice crystals", Proc. Of the Int. Conf. on Low Temperature Science, Sapporo (Japan), Vol. 1, pp. 207-218, 1967.
- [134] **M. Faraday**, Report of lecture "On certain conditions of freezing water", The Athenaeum, No. 1181, pp. 640-641, 1850.
- [135] **M. Faraday**, "Note on regelation", Proc. of the Royal Society of London (UK), Vol. 10, pp. 440-450, 1860.
- [136] **J. Tyndall**, "On some physical properties of ice", *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, Vol. 148, pp. 211-229, 1858.
- [137] **J. G. Dash, H. Fu and J. S. Wetlaufer**, "The premelting of ice and its environmental consequences", *Report on Progress in Physics*, Vol. 58, pp. 115-167, 1995.
- [138] **I. Golecki and C. Jaccard**, "The surface of ice near 0°C studied by 100 keV proton channeling", *Phys. Lett., A* 63, pp. 374-376, 1977.

- [139] **J. S. Wettlaufer and J. G. Dash**, "Melting below zero", *Sci. Am.*, No. 282, pp. 50-53, 2000.
- [140] **Y. Mizuno and N. Hanafusa**, "Studies of surface properties of ice using nuclear magnetic resonance", *J. Phys.*, Vol. 48, C1, 1987.
- [141] **A. Doppenschmidt and H-J. Butt**, "Measuring the thickness of the liquid-like layer on ice surfaces with atomic force microscopy", *Langmuir*, Vol. 16, pp. 6709-6714, 2000.
- [142] **G. W. Gross, P. M. Wong and K. Humes**, "Concentration dependant solute redistribution at the ice-water phase boundary. III. Spontaneous convection. Chloride solutions", *J. Chem. Phys.*, Vol. 67, pp. 5264-5274, 1977.
- [143] **G. W. Gross, I. C. Hayslip and R. N. Hoy**, "Electrical conductivity and relaxation in ice crystals with known impurity content", *Journal of Glaciology*, Vol. 21, No. 85, pp. 143-160, 1978.
- [144] **P. Debye**, *Polar Molecules*, The Chemical Catalog Co., New York (USA), 1929.
- [145] **I. Takei and N. Maeno**, "Dielectric low-frequency dispersion and crossover phenomena of HCl-doped ice", *J. Phys. Chem.*, Vol. B101, pp. 6234-6236, 1997.
- [146] **R. H. Cole and O. Wörz**, "Dielectric properties of ice I" in *Physics of ice* (Ed. N. Riehl, B. Bullemer and H. Engelhardt), Proc. of the Int. Symp. Physics of Ice, Plenum Press, New York (USA), pp. 546-554, 1969.
- [147] **R. H. Cole and O. Wörz**, "Dielectric properties of ice I", *J. Chem. Phys.*, Vol. 51, No. 4, pp. 1546-1550, 1969.
- [148] **R. P. Auty and R. H. Cole**, "Dielectric properties of ice and solid D₂O", *J. Chem. Phys.*, Vol. 20, No. 8, pp. 1309-1314, 1969.
- [149] **J. G. Paren**, "Dielectric properties of ice", Ph.D. Thesis, University of Cambridge, England, 1970.
- [150] **B. Bullemer, H. Engelhardt and N. Riehl**, "Protonic conduction of ice. Part I: High temperature region", in *Physics of ice* (Ed. N. Riehl, B. Bullemer and H. Engelhardt), Proc. of the Int. Symp. on Physics of Ice, Plenum Press, New York (USA), pp. 416-429, 1969.
- [151] **P. R. Camp, W. Kiszenick and D. Arnold**, "Electrical conduction in ice", in *Physics of ice* (Ed. N. Riehl, B. Bullemer and H. Engelhardt), Proc. of the Int. Symp. Physics of Ice, Plenum Press, New York (USA), pp. 450-470, 1969.

- [152] **A. Steinemann**, "Dielektrische Eigenschaften von Eiskristallen II – Dielektrische Untersuchungen an Eiskristallen mit eingelagerten Fremdatomen", *Helvetica Physica Acta*, Vol. 30, pp. 581-610, 1957.
- [153] **G. C. Camplin, J. W. Glen and J. G. Paren**, "Theoretical models for interpreting the dielectric behavior of HF-doped ice", *Journal of Glaciology*, Vol. 21, No. 85, pp. 123-141, 1978.
- [154] **H. Gränicher**, "Properties and lattice imperfections of ice crystals and the behavior of H_2O -HF solid solutions", *Physik der Kondensierten Materie*, Vol. 1, pp. 1-12, 1963.
- [155] **C. Jaccard**, "Etude théorique et expérimentale des propriétés de glace", *Helvetica Physica Acta*, Vol. 32, pp. 89-128, 1959.
- [156] **I. Takei and N. Maeno**, "Electrical characteristics of point defects in HCl-doped ice", *J. Phys.*, Vol. 48, C1, pp. 121-126, 1987.
- [157] **I. Takei and N. Maeno**, "Dielectric properties of single crystals of HCl-doped ice", *J. Chem. Phys.*, Vol. 81, pp. 6186-6190, 1984.
- [158] **S. Kawada and R. Tutiya**, "Dielectric properties and annealing effects of as-grown KOH-highly doped ice single crystals", *J. Phys. and Chemistry of Solids*, Vol. 58, pp. 115-121, 1997.
- [159] **M. Oguro and R. W. Whitworth**, "Dielectric observations of the transformation of single crystals of KOH-doped ice Ih to ice XI", *J. of Phys. and Chemistr. of Solids*, Vol. 52, pp. 401-403, 1991.
- [160] **K. Taylor, R. Alley, J. Fiacco, P. Grootes, G. Lamorey, P. Mayewski and M. J. Spencer**, "Ice-core dating and chemistry by direct-current electrical conductivity", *Journal of Glaciology*, Vol. 38, No. 138, pp. 325-332, 1992.
- [161] **J. C. Moore, J. G. Paren and H. Oerter**, "Sea salt dependent electrical conduction in polar ice", *Journal of Geophysical Research*, Vol. 97 (B13), pp. 19803-19812, 1992.
- [162] **J. C. Moore, E. W. Wolff, H. B. Clausen, C. U. Hammer, M. R. Legrand and K. Fuhrer**, "Electrical response of the Summit-Greenland ice core to ammonium, sulphuric acid and hydrochloric", *Geophysical Research Letters*, Vol. 21, pp. 565-568, 1994.
- [163] **K. S. Cole and R. H. Cole**, "Dispersion and absorption in dielectrics. I- Alternating current characteristics", *J. Chem. Phys.*, Vol. 9, pp. 341-351, 1941.

- [164] **W. E. Ayrton and J. Perry**, "Ice as an electrolyte", Proceedings of the Physical Society, Vol. 2, pp. 171-182 and pp. 199-201, 1877.
- [165] **V. F. Petrenko and V. A. Chesnakov**, "Nature of carriers in ice", *Fizika Tverdogo Tela*, Vol. 32, pp. 2368-2372 [Soviet Physics - Solid State, Vol. 32, pp. 1374-1377], 1990.
- [166] **V. F. Petrenko and V. A. Chesnakov**, "Investigations of the physical properties of ice electronic conductor interfaces", *Fizika Tverdogo Tela*, Vol. 32, pp. 2655-2660 [Soviet Physics - Solid State, Vol. 32, pp. 1539-1542], 1990.
- [167] **V. F. Petrenko and I. A. Chesnakov**, "Dielectric properties of ice in the presence of space charge", *Physica Status Solidi (b)*, Vol. 121, pp. 421-427, 1984.
- [168] **S. Mounier and P. Sixou**, "A contribution to the study of conductivity and dipolar relaxation in doped ice crystals", in *Physics of ice* (Ed. N. Riehl, B. Bulemer and H. Engelhardt), Proc. of the Int. Symp. Physics of Ice, Plenum Press, New York (USA), pp. 562-570, 1969.
- [169] **G.W. Gross and J. Jonhson**, "The layered capacitor method for dielectric bridge measurements. Data analysis and interpretation of fluoride doped ice", *IEEE Trans. Elec. Insul.*, EI-18, pp. 485-497, 1983.
- [170] **G. Noll**, "The influence of the rate of deformation on the electrical properties of ice monocrystals", *Journal of Glaciology*, Vol. 21, No. 85, pp. 277-289, 1978.
- [171] **G. Wang and H. Wang**, "A new model for simulating the effects of space charge in gas gischarge", Proc. of 2nd Int. Conf. on Properties and Applications of Dielectric Materials, Beijing (China), pp. 182-185, 1988.
- [172] **International Electrotechnical Commission**, "High-voltage test techniques – Part 2: Test procedures", International Standard IEC 60-2, 1973.
- [173] **Hadland Imacon 200 Camera Userguide**, Version Provisional, DRS Hadland Ltd., April 2001.
- [174] **R928 and R954 Photomultiplier Tubes Data Sheets**, Hamamatsu Photonics K.K., Electoron Tube Center, TPMS1001E06, May 1997.
- [175] **S. M. Fikke, J. E. Hanssen and L. Rolfseng**, "Long range transported pollutants and conductivity of atmospheric ice on insulators", *IEEE Trans. on Power Delivery*, Vol. 8, No. 3, pp.1311-1321, 1993.

- [176] **Users and Technical Manuel for Coulomb 3D V6.2**, Integrated Engineering Software, 2005.
- [177] **M. Ianovici and J.-J. Morf**, *Compatibilité électromagnétique*, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne (Suisse), 1979.
- [178] **C. Matzler and U. Wegmuller**, "Dielectric properties of fresh-water ice at microwave frequencies", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 20, pp. 1623-1630, 1981.
- [179] **L. Gao, M. Akyuz, V. Cooray and V. Scuka**, "Measurement of the positive streamer charge", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 33, No. 15, pp. 1861-1865, 2000.
- [180] **W. F. Ray and R. M. Davis**, "High frequency improvement in wide bandwidth Rogowski current transducers", *EPE Conf. Proc.*, Vol. 7a, pp. 5-8, Lausanne (Switzerland), 1999.
- [181] **M. Argüesom, G. Robles and J. Sanz**, "Measurement of high frequency currents with a Rogowski coil", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 76, No. 6, paper No. 065107, 2005.
- [182] **W. D. Kingery**, "Regelation, surface diffusion, and ice sintering", *J. Appl. Phys.*, Vol. 31, pp. 833-838, 1960.
- [183] **K. Goto, T. Hondoh and A. Higashi**, "Determination of diffusion coefficients of self-interstitials in ice with a new method of observing climb of dislocations by X-ray topography", *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 25, pp. 351-357, 1986.
- [184] **R. D. Lide. and H. P. R. Frederikse**, *Handbook of Chemistry and Physics*, 77th Edition CRC Press, 1996.
- [185] **V. V. Bogorodskiy and B. A. Fedorov**, "Radars sounding of glaciers", *ZHURN. TEKHN. FIZ.*, Vol. 37, pp. 781-788, 1967.
- [186] **L. B. Nebraskov and V. G. Ivanov**, "Behavior of ice in rapidly varying high intensity electromagnetic fields" in *Physical Methods of Studying Ice and Snow* edited by V. V. Bogorodskiy, Draft Translation 539, U. S. Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory, New Hampshire (USA), pp. 90-93, 1976.
- [187] **L. B. Nebraskov and V. G. Ivanov**, "Disintegration of ice in high intensity, high frequency electromagnetic fields", *FIZIKO-TEKHNICHESKIYE PROBLEMY RAZRABOTKI ISKOPAYEMIKH*, No. 5, pp. 26-28, 1971.
- [188] **I. Fofana and M. Farzaneh**, "A simplified model of corona discharge development on an ice surface", *Proc. Annual Report, IEEE Conf. on Electr. Insul. Dielectr. Phenomena (CEIDP)*, pp. 667-670, 2004.

- [189] **N. L. Allen and A. Ghaffar**, "The variation with temperature of positive streamer properties in air", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 28, pp. 338-343, 1994.
- [190] **I. Gallimberti and C. A. Stassinopoulos**, "Development of positive discharges in atmospheric air". Proc. of the 1st Intern. Symp. HV Eng., München (Germany), pp. 279-285, 1972.
- [191] **I. Ndiaye, M. Farzaneh, I. Fofana and K. D. Srivastava**, "Computer modeling of corona streamer inception on an ice surface", Proc. Annual Report IEEE Conf. on Electr. Insul. Dielectr. Phenomena (CEIDP), pp. 144-147, 2005.

ANNEXE

ANNEXE

PHYSIQUE DE LA GLACE

- **Diagramme de phase de l'eau et de la glace**

Le diagramme des différentes phases liquide, solide et vapeur de l'eau à l'équilibre et à basses pressions est illustré schématiquement sur la figure A-1 ci-dessous. Le point triple où les trois phases sont en équilibre est, à 273,15 K (0°C) à la pression de 611,7 Pa.

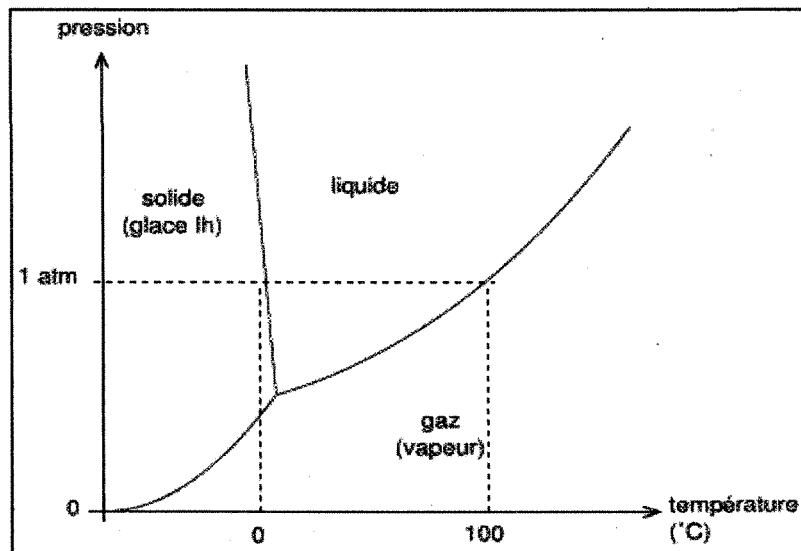


Fig-A1: Diagramme de phase de l'eau

La glace est peu commune en ce sens que sa courbe de fusion a une pente négative avec un point de fusion se situant à pression atmosphérique, à 273,15 K.

La pente négative de la courbe de fusion est, par le principe de Le Chatelier, la conséquence du fait que l'eau augmente en volume pendant la congélation [28].

Une autre propriété peu commune de l'eau est que sa densité à l'état liquide est supérieure à celle de son état solide [20, 28, 118]. Elle atteint sa densité maximale à environ 4°C au-dessus du point de congélation.

La phase de glace stable, formée à des pressions ordinaires basses est connue sous le nom de glace I. Sa structure comporte deux variantes, une hexagonale (h) et une autre cubique (c). La glace avec laquelle nous sommes familiers (Ih) est obtenue en congelant de l'eau à pression atmosphérique ou par condensation directe de la vapeur d'eau à des températures supérieures à -100°C.

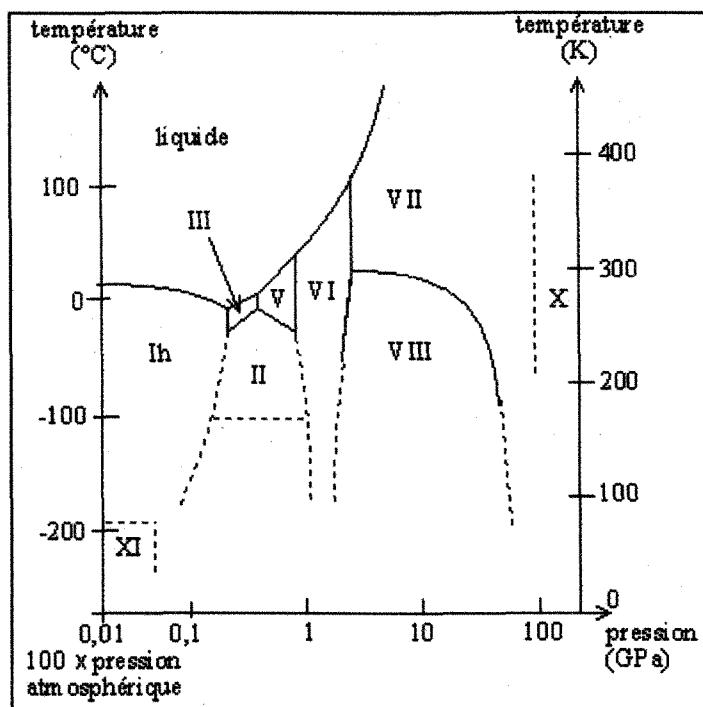


Fig-A2: Diagramme de phase de la glace en fonction de la pression (1 GPa = 10 000 bars) en échelle logarithmique

La glace devrait encore être d'autant plus facile à comprendre que les molécules d'eau (H_2O) qui la composent sont des entités relativement stables. Leur énergie de formation à 0°K est de 9,510 eV [20]. A des températures supérieures à 0°K, elle est légèrement plus grande à cause des énergies additionnelles de translation et de rotation des atomes et molécules. A 25°C, l'énergie de formation d'une molécule d'eau est de 9,606 eV [20]. Théoriquement, l'énergie nécessaire pour arracher un premier atome d'hydrogène à la molécule d'eau est de 5,11 eV tandis que le deuxième se libère avec seulement 4,40 eV [121]. Il est intéressant de comparer ces valeurs avec celles associées à la fusion de la glace Ih à 0°C et à la vaporisation de l'eau liquide à 100°C, qui sont respectivement de 0,06 eV et 0,39 eV [20]. Ces données renseignent amplement sur la stabilité de la molécule d'eau.

- **Paramètres électriques de la glace**
- La permittivité statique (ϵ_s) de la glace varie en fonction de la température suivant une loi connue sous le nom de loi de Curie-Weiss [20, 147].

$$\epsilon_s - \epsilon_\infty = \frac{A_c}{T - T_c} \quad (\text{A-1})$$

où A_c et T_c sont des constantes de valeurs respectives $2,7 \cdot 10^4$ K et 32 K.

- Les mesures sur le temps de relaxation diélectrique ou temps de Debye ont situé sa valeur autour de $1,4 \cdot 10^{-5}$ seconde à 0°C [28]. Ce paramètre dépend aussi de la température d'après la relation suivante [20, 28]:

$$\tau_D = C_r \exp \left(-\frac{E_r}{kT} \right) \quad (A-2)$$

avec C_r étant une constante empirique de $5,30 \cdot 10^{-16}$ s et E_r une énergie d'activation approximative de 0,57 eV [20]. k est la constante de Boltzmann.

- La valeur de conductivité statique σ_s la plus faible et la plus consistante obtenue jusqu'à ce jour pour la glace pure à - 10°C est de $6,4 \cdot 10^{-10}$ S.m⁻¹ [28, 167]. Elle décroît avec la température suivant la relation [20]:

$$\sigma_s = C_s \exp \left(-\frac{E_s}{kT} \right) \quad (A-3)$$

où C_s est une constante empirique et E_s une énergie d'activation de valeur 0,34 eV pour des températures supérieures à - 60°C.

- La conductivité haute fréquence σ_∞ a été mesurée à environ $4,47 \cdot 10^{-5}$ S.m⁻¹ pour la glace polycristalline à 0°C à 10 kHz [151]. Toutefois elle diminue avec la température suivant la relation ci-dessous [20, 152]:

$$\sigma_\infty = C_\infty \exp \left(-\frac{E_\infty}{kT} \right) \quad (A-4)$$

où C_∞ est une constante empirique égale à $1,6 \cdot 10^6$ S.m⁻¹ et E_∞ une énergie d'activation de valeur 0,57 eV pour des températures supérieures à -60°C [20].

APPENDICES

APPENDICE 1

ÉLÉMENTS DU SYSTÈME DE HAUTE TENSION

- **Le générateur d'impulsions**

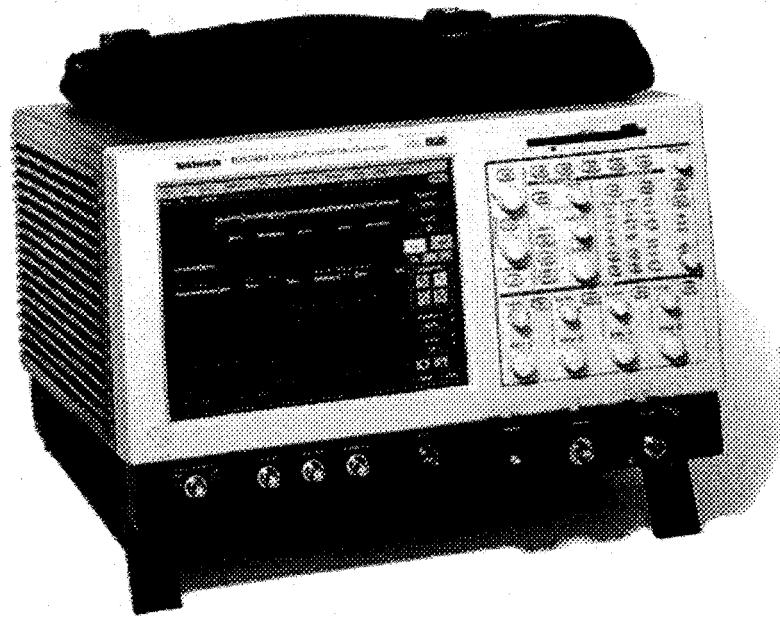
Symboles	Désignations	Valeurs
TEO	Transformateur de test	2*220 V / 100 kV 5kVA
R_s	Résistance de protection	10 MΩ
GS1, GS2	Diode de sélénium	$I_{nom} = 5 \text{ mA}$ chacun
RGS1, RGS2	Résistance série de protection des Diodes GS1 et GS2	500 kΩ
KF	Éclateur	Intervalle variable de 0 à 80 mm Diamètre de la sphère 100 mm
C_s	Capacité génératrice d'impulsions	6000 pF
C_b	Capacité de charge et capacité haute Tension du diviseur capacitif	1200 pF
C_t	Capacité basse tension du diviseur Capacitif	4,62 µF
Re1, Re2	Résistances de décharge	6100 Ω
Rd	"Damping resistor"	375 Ω

- **La capacité de mesure (basse tension) Ct**

Paramètres	Valeurs
Nombre de capacités	10
Valeur de chaque capacité	0.47 \square F +/- 10%
Type de capacité	Philips MKT 250 V
Valeur totale de l'unité basse tension Du diviseur capacité (mesurée à 25°C)	4,62 \square F
Facteur de division	3850

APPENDICE 2

DONNÉES TECHNIQUES DE L'OSCILLOSCOPE DIGITAL (MODÈLE TDS 7404 DPO 4 GHz DE TEKTRONIX)



TIME BASE SYSTEM

Time base range	50 ps to 10 s/div
Time base delay time range	16 ns to 250 s
Channel-to-channel deskew range	±25 ns
Delay time measurement accuracy	±((0.06/sample rate) + (2.5 ppm*reading)) RMS
Long term sample rate and delay time measurement	±2.5 ppm over any >= 100 ms interval

ACQUISITION SYSTEM and MODES	
1 channel (max)	20 GS/s
2 channels (max)	10 GS/s
3 to 4 channels (max)	5 GS/s
Equivalent time sample rate (max)	1 TS/s
Time resolution (single-shot)	50 ps (20 GS/s)
Max duration	
with standard memory	100 μ s
with optional 4 M memory	1.6 ms
FastAcq acquisition	FastAcq optimizes the instrument for analysis of dynamic signals and capture of infrequent events
Maximum FastAcq waveform capture rate	> 400 000 wfms/sec
Minimum peak detect pulse width	400 ps

VERTICAL	
Input channels	4
Analog bandwidth (-3 dB)	4 GHz
Calculated rise time 10 mV/div to 1V/div	100 ps
Coupling	DC, Ground
Input impedance	50 Ω \pm 2.5%
Sensitivity	2 mV/div to 1 V/div
Vertical resolution	8-bit (>11-bit averaging)
Max input voltage	5 V _{rms} (also determined by Tekconnect accessory)
DC gain accuracy	\pm (2% + (2%*offset))

Offset range	2 mV/div to 50 mV/div: ± 0.5 V 50.5 mV/div to 99.5 mV/div: ± 0.25 V 100 mV/div to 500 mV/div: ± 5 V 505 mV/div to 1 V/div: ± 2.5 V
--------------	---

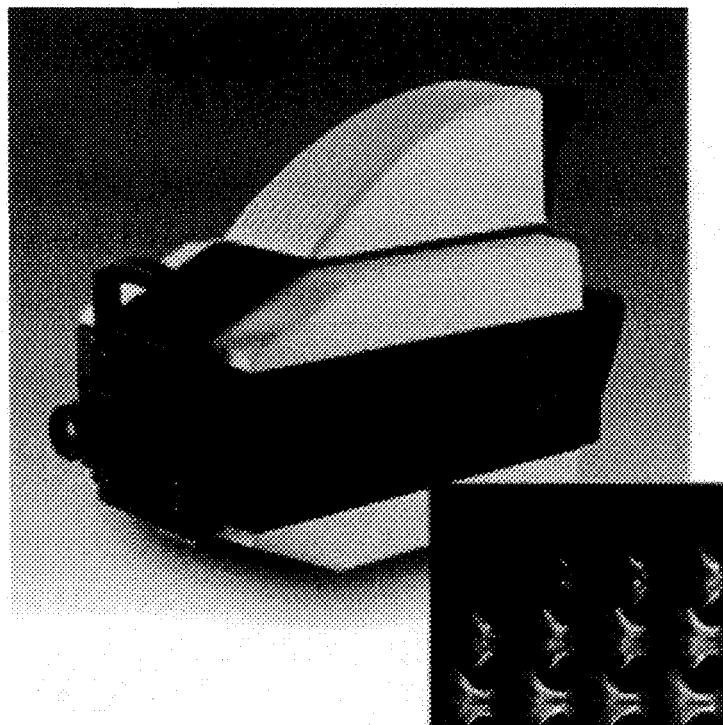
TRIGGER SYSTEM	
Internal DC coupled sensitivity	0.35 div DC to 50 MHz increasing to 1.5 div at 3 GHz. (2.7 div at 4 GHz typical)
External (auxiliary input) sensitivity	250 mV from DC to 50 MHz increasing to 350 mV at 500 MHz
Main trigger modes	Auto, Normal and Single
Trigger sequences	Main, Delayed by time, Delayed by events. All sequences can include separate horizontal delay.
Standard trigger types	Edge, Glitch, Runt, Width, Transition time, Timeout, Pattern, State, Setup/Hold
Internal trigger level range	± 12 divisions from center of screen
External trigger level range	± 8 V
Trigger coupling	DC, AC (attenuates < 60 Hz), HF Rej (atten. < 30 kHz), LF Rej (atten < 80 kHz)
Trigger holdoff range	250 ns minimum to 12 s maximum

WAVEFORM MEASUREMENTS	
Amplitude	Amplitude, High, Low, Mean, Maximum, Minimum, Peak to Peak, RMS, Pos. and Neg. overshoots
Time	Rise time, Fall time, Period, Pos. and Neg. Width, Frequency, Pos. and Neg. duty cycles, Delay.
Combination	Area, Cycle, Area, Phase, Burst width
Histogram related	Waveform count, Maximum, Minimum, Peak to Peak, Mean, Standard deviation
Waveform processing/Math	Arithmetic, Algebraic, Integrate, Differentiate, Frequency domain functions, Boolean

COMPUTER SYSTEM and PERIPHERALS	
CPU	Intel Celeron processor, 850 MHz
PC system memory	512 MB
Hard disk drive	Rear-panel, removable hard disk drive, 20 GB capacity
External disk drives	Floppy disk and CD-R/W drives
INPUT/OUTPUT PORTS	
Probe compensator output	Front panel BNC connector
Analog signal output amplitude	BNC connector; provides a buffered version of the signal that is attached to the CH 3 input when CH 3 is selected as trigger source. 20 mV/div $\pm 20\%$ into 1 M Ω load, 10 mV/div $\pm 20\%$ into 50 Ω load
Analog signal output bandwidth, typical	1 GHz into a 50 Ω load.
Time base reference in	Time base system can phase-lock to external 10 MHz reference oscillator
Time base reference out	Accepts TTL-compatible output of internal 10 MHz reference oscillator
Auxiliary output levels	Provides a TTL-compatible, polarity switchable pulse when the oscilloscope triggers
Parallel port	IEEE 1284, DB-25 connector
Serial port	DB-9 COM1 port
LAN port	RJ-45, supports 10Base-T and 100Base-T
GPIB port	IEEE 488.2 standard
Scope VGA video port	DB-15 female connector; 31.6 kHz sync, EIA RS-343A compliant, connect to show the oscilloscope display, including live waveforms on an external monitor or projector

APPENDICE 3

DONNÉES TECHNIQUES DE LA CAMÉRA ULTRA RAPIDE (MODÈLE IMACON 200 DE DRS HADLAND)



DIMENSIONS	
Length	640 mm excluding lens
Width	325 mm
Height	500 mm including base plate
Weight	28 kg

OPTICAL	
Number of channels	6, number of framing images: 12
Optical input	Single input beam splitting optics with integral iris
Lenses	Nikon mount 50-600 mm focal lengths and 105 mm UV Nikkon.
System aperture	f2.
Capping shutter	Electro mechanical
Channel registration	Within one pixel with software correction
Distortion	Nominally zero.
Intensity variation	Better than 5% across the image

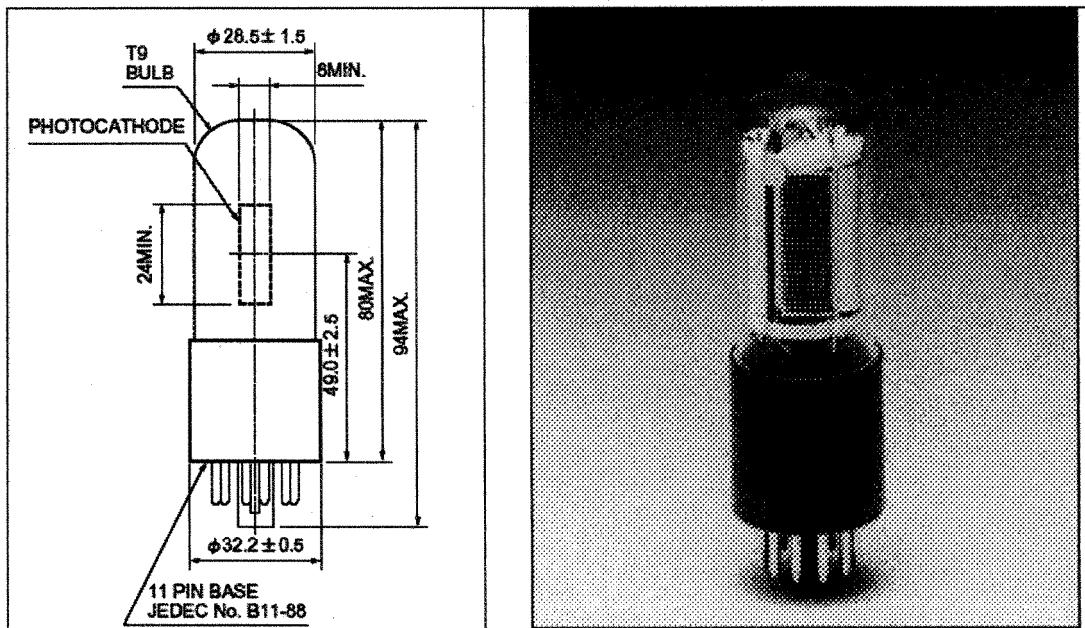
INTENSIFIER/CCD	
Intensifier	Gated high resolution 18 mm MCP F/O coupled
Photocathode	S25 for visible response, S20 for UV, S1 for IR
Gain	Maximum to exceed 7000 times. Variable in steps over 7 stops.
Dynamic resolution	Greater than 30 lp/mm at 25% max gain over entire image area.
Image sensor	Sony ICX085 monochrome.
CCD pixels	1280 x 1024.
Pixel size	> 6.7 microns square
Dynamic range	To exceed 500:1 when digitized to 10 bits.

TIMING PARAMETERS	
System clock	200 MHz quartz crystal controlled.
Inherent delay	< 50 ns.
Exposure times	5 ns to 10 ms in 5ns steps independently variable.
Interframe times	5 ns to 20 ns in 5 ns steps independently variable.
Delay to 1 st exposure	50 ns to 100 ms in 5 ns steps independently variable.
Preflash timings	20 ns to 1 ms in 5 ns steps.
Framing rates	100 to 100,000,000 fps according to exposures and separation (200,000,000 fps achievable with zero Interframe time).
Image transfer time	< 100 ms per image.
Number of exposures	2 per channel
INPUT/OUTPUT SIGNALS	
Triggers	Variable 2-50 V +/-, make/break 50 or 1 kΩ. TTL compatible.
Monitor pulses	Pulse widths and position user programmable minimum width 5 ns.
Output monitor pulse	TTL into 50 Ω.
Preflash output	TTL into 50 Ω pulse width 1 μs. (8 individual outputs).
Streak monitor pulse	5 V edge into 50 Ω.
Image data (fibre optic)	> 100 Mbaud digital video serial data
Control (fibre optic)	Serial 19200 baud

SOFTWARE FUNCTIONS	
File	Image control and storage.
Grey options	Modification and colourisation of stored images, filters and enhancements.
Binary options	Segmentation for area calculations.
Analysis	Calculation functions: Velocity, Distance, Angle & Area.
Utilities	Trace and intensity profiles
OPERATIONAL FUNCTIONS	
Arm	Sets camera ready for recording.
Test	Provides confirmation of set-up parameters.
Focus	Allows remote image composition and focus.
Set-up	Displays recording and timing parameters.
Transfer	Allows image storage and output.
ENVIRONMENTAL	
Storage temperature	-10°C to +74°C.
Operating temperature	-5°C to +40°C.
Humidity	10 – 90% RH non condensing.
Vibration shock	10-40 Hz max 10 g in any direction.

APPENDICE 4

DONNÉES TECHNIQUES DU PHOTOMULTIPLICATEUR (MODÈLE R928 DE HAMMATSU PHOTONICS)



MAXIMUM RATINGS (Absolute maximum values)

Parameter	Value	Unit
Supply voltage		
Between anode and cathode	1250	Vdc
Between anode and last dynode	250	Vdc
Average anode current	0.1	mA
Ambient temperature	-80 to +50	°C

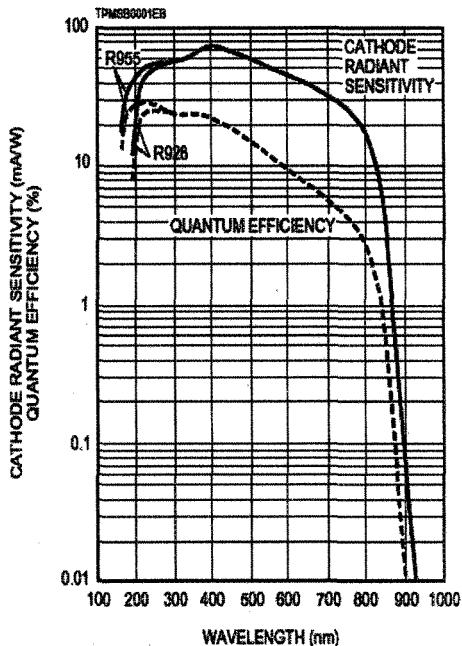
CHARACTERISTICS (at 25°C)

Parameter	Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode sensitivity				
Quantum efficiency at peak wavelength	---	25.4 (at 260 nm)	---	%
Luminous ^B	140	250	---	µA/lm
Radiant at 194 nm	---	18	---	mA/W
254 nm	---	52	---	mA/W
400 nm	---	74	---	mA/W
633 nm	---	41	---	mA/W
852 nm	---	3.5	---	mA/W
Red/White ratio ^C	0.2	0.3	---	---
Blue ^D	---	8	---	µA/lm-b
Anode sensitivity				
Luminous ^E	400	2500	---	A/lm
Radiant at 194 nm	---	1.8X10 ⁵	---	A/W
254 nm	---	5.2X10 ⁵	---	A/W
400 nm	---	7.4X10 ⁵	---	A/W
633 nm	---	4.1X10 ⁵	---	A/W
852 nm	---	3.5X10 ⁴	---	A/W
Gain ^E	---	1.0X10 ⁷	---	---
Anode dark current ^F				
After 30 mn storage in the darkness	---	3	50	nA
ENI (Equivalent Noise Input) ^H	---	1.3X10 ⁻¹⁶	---	W
Time response ^E				
Anode pulse rise time ^I	---	2.2	---	ns
Electron transit time ^J	---	22	---	ns
Transit time spread (TTS) ^K	---	1.2	---	ns
Anode current stability ^L				
Current hysteresis	---	0.1	---	%
Voltage hysteresis	---	1.0	---	%

GENERAL

Parameter	Description/Value	Unit
Spectral Response	185 to 900	nm
Wavelength of Maximum Response	400	nm
Photocathode		
Material	Multialkali	—
Minimum Effective Area	8 X 24	mm
Window Material	UV glass	—
Dynode		
Secondary Emitting Surface	Multialkali	—
Structure	Circular-cage	—
Number of Stages	9	—
Direct Interelectrode Capacitances		
Anode to Last Dynode	Approx. 4	pF
Anode to All Other Electrodes	Approx. 6	pF
Base	11-pin base JEDEC No. B11-88	—
Weight	Approx. 45	g
Suitable Socket	E678-11A (option)	—
Suitable Socket Assembly	E717-21 (option)	—

Typical Spectral Response



NOTES

- A: Averaged over any interval of 30 seconds maximum.
- B: The light source is a tungsten filament lamp operated at a distribution temperature of 2856K. Supply voltage is 100 volts between the cathode and all other electrodes connected together as anode.
- C: Red/White ratio is the quotient of the cathode current measured using a red filter(Toshiba R-68) interposed between the light source and the tube by the cathode current measured with the filter removed under the same conditions as Note B.
- D: The value is cathode output current when a blue filter(Coming CS-5-58 polished to 1/2 stock thickness) is interposed between the light source and the tube under the same condition as Note B.
- E: Measured with the same light source as Note B and with the voltage distribution ratio shown in Table 1 below.
- F: Measured with the same supply voltage and voltage distribution ratio as Note E after removal of light.
- G: Measured at a supply voltage adjusted to provide an anode sensitivity of 100 A/m.
- H: ENI is an indication of the photon-limited signal-to-noise ratio. It refers to the amount of light in watts to produce a signal-to-noise ratio of unity in the output of a photomultiplier tube.

$$ENI = \frac{\sqrt{2qIdbG\Delta f}}{S}$$

where q = Electronic charge (1.60×10^{-19} coulomb).

Idb = Anode dark current(after 30 minute storage) in amperes.

G = Gain.

Δf = Bandwidth of the system in hertz. 1 hertz is used.

S = Anode radiant sensitivity in amperes per watt at the wavelength of peak response.

- I: The rise time is the time for the output pulse to rise from 10% to 90% of the peak amplitude when the entire photocathode is illuminated by a delta function light pulse.

Table 1: Voltage Distribution Ratio

Electrode	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	P
Distribution Ratio	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Supply Voltage : 1000Vdc

K : Cathode, Dy : Dynode, P : Anode

APPENDICE 5

DONNÉES TECHNIQUES DE LA CHAMBRE CLIMATIQUE (MODÈLE EH40-2-3 D'ENVIROTRONICS)

- Volume intérieur d'environ 1,5 m³
- Deux ventilateurs de circulation d'air
- Système de réfrigération d'air en cascade
- Microprocesseur basé sur un contrôleur température-humidité
- Capteurs thermocouple pour la mesure de température
- Fenêtre d'observation de dimension 28 cm X 28 cm
- Intérieur en acier inoxydable

Les données du contrôle de température sont présentées ci-dessous

T_{\max}	+ 177 °C
T_{\min}	- 73 °C
$\Delta T_{\text{control}}$	$\pm 1,1^{\circ}\text{C}$

APPENDICE 6

DONNÉES TECHNIQUES SUR LA BOBINE DE ROGOWSKI

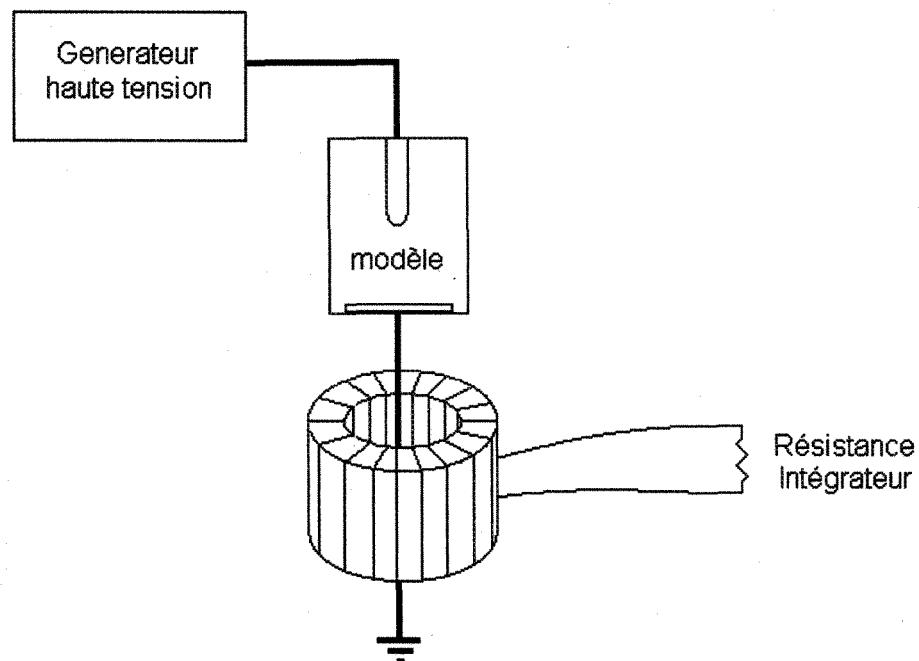


Fig a6.1: Montage expérimental de mesure du courant avec la ceinture de Rogowski.

Paramètres physiques et électriques de la ceinture de Rogowski

Nombre de tours, N	25 tours
h, hauteur	59 mm
a, rayon interne	10 mm

b, rayon externe	82 mm
r _m , rayon médian	46 mm
L, inductance	20,04 µH
M, inductance mutuelle	0,6207 µH
R, résistance	2,49 Ω
C, capacité ¹	25 pF
l _w , longueur de fils du bobinage	10,15 m
C _c , Capacité calculée	131,01 pF
L _c , inductance calculée	15,518 µH
R _c , résistance calculée	0,83 Ω
f _A , f _{min} de la bande passante en mode self-intégrateur	795,7 kHz
f _B , f _{max} de la bande passante en mode self-intégrateur	6,4 GHz
f _R , fréquence de résonance	7,11 MHz
$\sqrt{L/C}$	894 Ω
$\frac{V}{i} = \frac{r_{out}}{L} \cdot M$ (1)	3,10 V/A
$\frac{V}{i} = \frac{r_{out}}{N}$ (1)	4 V/A

¹Avec r_{out} de 100Ω

Validation du mode self-intégrateur et détermination de la bande passante

Pour confirmer que nous pouvons utiliser une simple résistance pour intégrer le signal de la sortie de la ceinture de Rogowski, nous avons fait quelques tests à différentes fréquences.

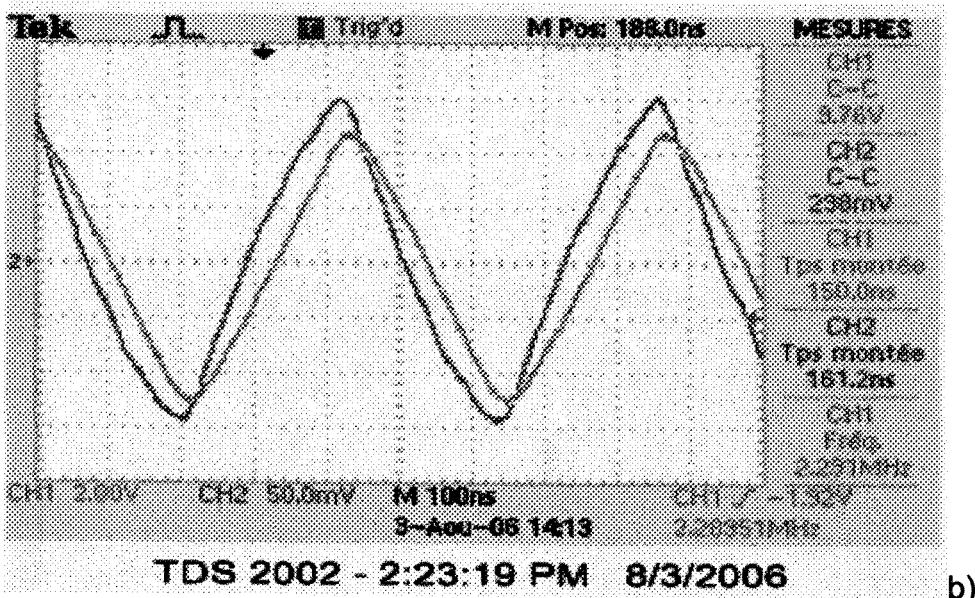
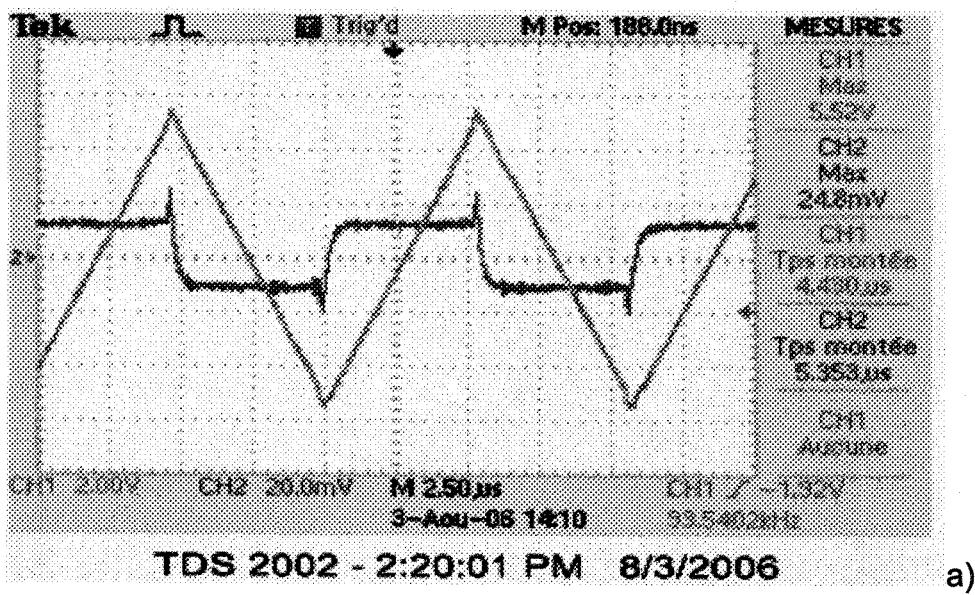


Fig a6.2: Réponses de la bobine à une onde triangulaire. a: 100 kHz et b: 2 MHz

La figure ci-dessous montre la réponse de la bobine à une onde triangulaire de fréquences respectivement 100 kHz et 2 MHz. La résistance de sortie est de 100 Ω . Nous pouvons constater sur la figure a6.2a que la tension à la sortie de la

ceinture de Rogowski est la dérivée du courant d'entrée puisque la dérivée d'un signal triangulaire est une onde carrée. A la figure a6.2b, le courant d'entrée est de plus haute fréquence, nous constatons que la tension de sortie a la même forme que le courant d'entrée. Alors la bobine est en mode self-intégrateur. Nous définissons ci-dessous la bande passante.

Une étude en fréquence a été faite pour visualiser le comportement de la bobine de 25 tours avec un courant de forme sinusoïde de différentes fréquences.

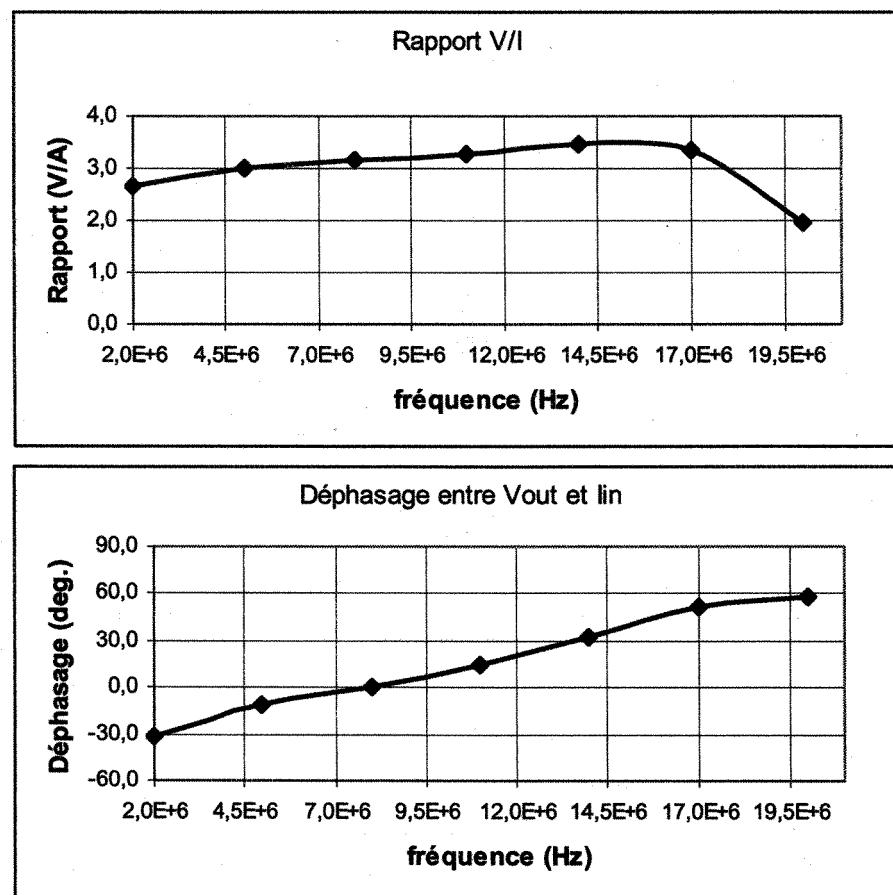


Fig a6.3: Sensibilité de la bobine $V_{\text{out}}/I_{\text{in}}$ et déphasage en fonction de la fréquence.

On peut voir qu'autour de 8Mhz, la bobine est parfaitement auto-intégratrice puisqu'elle a le même rapport V_{out}/I_{in} que celui établi théoriquement soit de 3,1 V/A et que le déphasage qu'elle introduit est nul. Cette fréquence est aussi proche de la fréquence de résonance qui est d'environ 7,11MHz (déphasage = 0). Par ailleurs, pour une bande de fréquences autour de la fréquence de résonance, on peut voir que le rapport de transformation est relativement constant. Donc, pour une large plage de fréquences (la bande passante), la sensibilité sera approximativement constante. La valeur de référence est prise à 3,1 V/A. Des ondes telles celles de courant de pré-décharge peuvent supposées être mesurées avec une précision acceptable.

Choix du mode de lecture

La figure ci-dessous montre la réponse de la bobine avec une résistance de 100 Ω à sa sortie en mode de lecture normale et en mode différentiel.

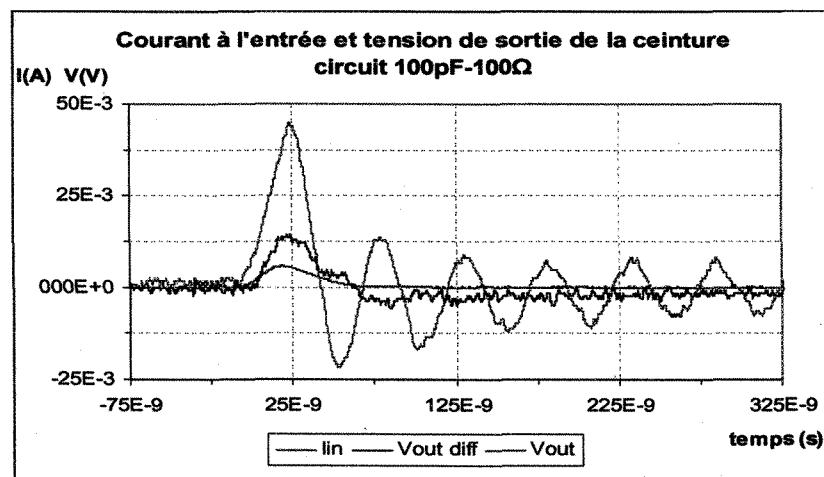


Fig a6.4: Justification du mode de lecture

Sur cette figure, nous pouvons voir en rouge le courant à lire, en rose la tension lue en mode normal et en bleu la tension lue en mode différentiel. L'oscillation que l'on peut observer sur la courbe de la tension de sortie en mode normal est due à l'effet capacitif de la sonde. Nous pouvons voir que cette oscillation n'est pas présente lorsque la mesure est prise en mode différentiel.

Nous avons pu aussi observer que l'amplitude est beaucoup plus stable en fonction de la fréquence lorsque la mesure est faite en mode différentiel. Ainsi, le gain est plus près de la théorie. Ce rapport, V_{out}/I_{in} , est de 2,57 V/A pour le mode différentiel contrairement à 8,48 V/A pour la connexion à une seule sonde.

Rappelons que théoriquement ce rapport devrait être de 3,1 V/A (voir tableau).

La figure a6.5 montre la forme de la tension lue aux bornes de la ceinture de Rogowski. Comme nous pouvons le constater, le dispositif de mesure du courant ne peut lire le courant lors du contournement puisque l'oscilloscope sature. Comme la tension est prise en mode différentiel, la lecture de la saturation des deux canaux est de 0 V.

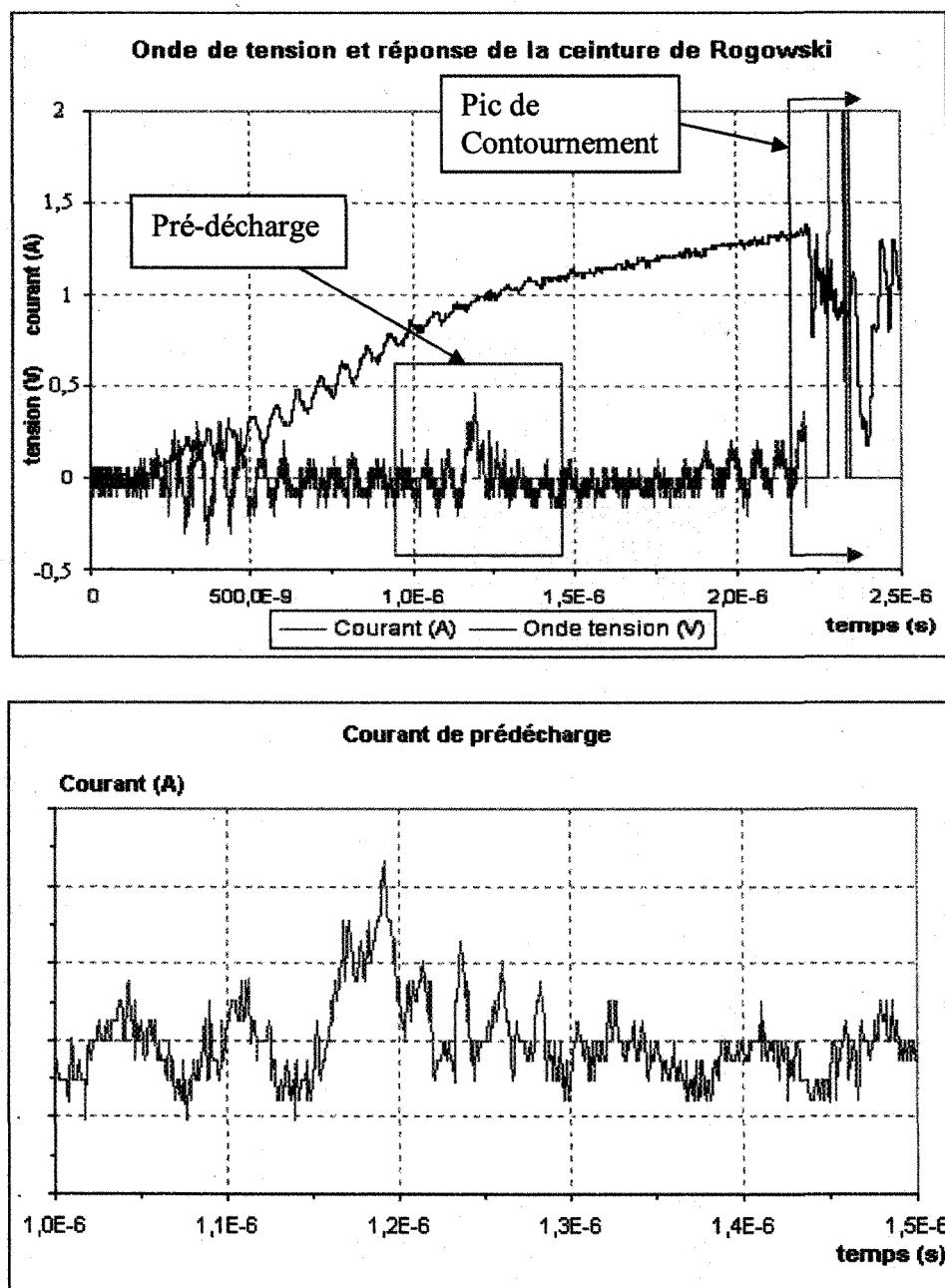


Fig a6.5: Mesures expérimentales du courant associé au streamer à l'aide de la ceinture de Rogowski.

