



HAL
open science

Etude des propriétés diélectriques de l'azote liquide et diphasique dans le cadre du limiteur de courant

Raphaël Chassagnoux

► **To cite this version:**

Raphaël Chassagnoux. Etude des propriétés diélectriques de l'azote liquide et diphasique dans le cadre du limiteur de courant. Energie électrique. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAT104 . tel-02901453

HAL Id: tel-02901453

<https://theses.hal.science/tel-02901453>

Submitted on 17 Jul 2020

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE
GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Génie Électrique**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Raphaël CHASSAGNOUX

Thèse dirigée par **Olivier LESANT**, Directeur de recherche au CNRS,
et codirigée par **Nelly BONIFACI**, Chargée de recherche au CNRS,
et **Olivier GALLOT-LAVALLÉE**, Maître de conférences à l'UGA

préparée au sein du **Laboratoire de Génie Électrique de Grenoble
(G2Elab)**
dans l'**École Doctorale Électrotechnique Électronique Automatique
et Traitement du Signal (EEATS)**
et co-encadrée par **SuperGrid Institute SAS**

Étude des propriétés diélectriques de l'azote liquide et diphasique dans le cadre d'un limiteur de courant

Thèse soutenue publiquement le 14 Novembre 2019,
devant le jury composé de :

M. Jean LÉVÊQUE

Professeur des universités à l'Université de Lorraine, Rapporteur

M. Petru NOTINGHER

Professeur des universités à l'Université de Montpellier, Rapporteur

M. Olivier EICHWALD

Professeur des universités à l'Université Toulouse III, Président du jury

M. Olivier LESANT

Directeur de recherche au CNRS, Directeur de thèse

Mme. Nelly BONIFACI

Chargée de recherche au CNRS, Co-directrice de thèse

M. Olivier GALLOT-LAVALLÉE

Maître de conférences à l'Université Grenoble Alpes, Co-directeur de thèse

M. Pierre LEGENDRE

Ingénieur de recherche à SuperGrid Institute SAS, Co-encadrant Invité





Cette thèse a été réalisée en collaboration avec SuperGrid Institute.

SuperGrid Institute est un centre de recherche et d'innovation indépendant, dédié au développement des technologies pour le futur système de transmission d'énergie et soutenu par des intervenants privés et publics.

SuperGrid Institute regroupe l'expertise d'académiques et d'industriels issus du secteur de la haute tension, de la transmission, de la conversion d'énergie et du courant continu, dans le but d'atteindre une efficacité énergétique accrue et une intégration massive des énergies renouvelables dans nos réseaux.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier le professeur Olivier EICHWALD qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse, malgré son agenda plus que rempli et ses nouvelles responsabilités au sein du laboratoire LAPLACE. Mes remerciements vont aussi à Jean LÉVÊQUE et Petru NOTINGHER qui ont rapporté sur ce mémoire, pour leur relecture attentive, leurs retours constructifs et les discussions que nous avons pu avoir durant la soutenance.

Je souhaite exprimer toute ma reconnaissance à Olivier LESAIN, qui a dirigé ces travaux de thèse durant ces trois ans. Tes nombreuses qualités scientifiques, techniques et humaines ont rendu ce travail non seulement possible, mais aussi agréable et très enrichissant. Je remercie du fond du cœur Nelly BONIFACI, pour ta disponibilité constante (en particulier pour un sauvetage cryogénique d'urgence un vendredi soir !), pour avoir partagé avec moi ta vision à la fois pragmatique et exploratoire, rigoureuse et créative de la recherche, et pour m'avoir fait découvrir que derrière les articles scientifiques et la recherche se cachent des femmes et de hommes, ce qui assurément est une richesse ! Merci enfin à Olivier GALLOT-LAVALLÉE, qui a grandement facilité mon arrivée et mon intégration au laboratoire, et pour avoir toujours été très disponible que ce soit pour des questions ou pour de l'imagerie MEB. Avec le recul et le partage d'expérience, je me rends compte que j'ai été très chanceux de bénéficier d'un tel encadrement !

Merci à SuperGrid Institute pour m'avoir accueilli d'abord en stage de fin d'étude, puis en thèse. Tous mes remerciements vont à Pierre LEGENDRE, pour avoir suivi de près l'intégralité de mes travaux et porté sur eux un regard critique et scientifique, mais aussi challengé ces résultats pour mieux en faire ressortir le meilleur. Merci aussi à Christophe CREUSOT et Alain GIRODET pour m'avoir aidé à garder le cap durant ces trois ans, et m'avoir permis de réaliser des travaux ayant à la fois une valeur académique mais aussi porteuse de sens pour du dimensionnement diélectrique industriel. Leur confiance maintenue durant ces travaux malgré de nombreuses difficultés initiales ont été assurément un soutien de valeur. Merci enfin à tous mes collègues de SuperGrid que j'ai pu côtoyer, à temps plein tout d'abord durant mon stage et les premiers mois de ma thèse, puis en pointillés ensuite après mon déménagement sur Grenoble, et avec qui j'ai eu nombre de discussions enrichissantes.

Merci aussi à toutes les personnes que j'ai pu rencontrer dans le cadre de ces travaux de thèse, que ce soit au sein du projet européen FastGrid, des conférences ou du groupe de travail CIGRE D1.64. Toutes ces rencontres m'ont permis en particulier de prendre la mesure de toute la diversité des approches et des points de vue possibles, à l'opposé de l'idée d'une science monolithique que je pouvais avoir.

Je souhaite remercier aussi les personnes du G2Elab que j'ai pu côtoyer et avec qui j'ai eu le plaisir de travailler : Jean-Paul, Christophe, Sébastien et Florian notamment. Des remerciements tout particuliers vont à Sébastien FLURY et Jean-Luc PALENZUELA, qui ont tous deux beaucoup donné pour remettre en service et améliorer le cryostat, et sans qui ce dispositif expérimental n'aurait certainement jamais pu (re)fonctionner. Merci aussi à Dominique du SERAS, concepteur de l'appareil en 1999, pour sa patience et pour avoir partagé son expertise sur les cryostats.

Merci aussi à Pierre-Eric FRAYSSINES, mon prédécesseur de presque 20 ans sur ces travaux. Bien que je ne l'ai jamais rencontré, il a laissé une documentation technique et scientifique de qualité dans son mémoire, et posé ainsi des fondations solides tant du point de vue de la compréhension scientifique que pour la réutilisation du matériel expérimental. Puisque les essais rendent superstitieux, je tiens

une promesse ici en remerciant « mon » cryostat, qui malgré tous ces défauts et les casses répétées, m'a tout de même permis de récolter de très beaux résultats expérimentaux !

Ces trois années n'auraient pas été aussi riches sans mes collègues et amis de l'équipe MDE, que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces trois années. Rachelle, Priscillia, Simon, Nathan, Laure, Afef, Diana, Joko, Clara, Francis, Mariam, trouvez ici l'expression de toute ma gratitude et de mon amitié. Puisse votre chemin de vie vous être toujours favorable, et comme le dit la chanson :

*"May the road rise to meet you,
May the wind be always at your back,
May the sun shine warm upon your face,
And the rains fall soft upon your fields,
And until we meet again, may God hold you in the palm of His hand"*

Merci à toute ma famille et à mes proches pour m'avoir soutenu et encouragé tout au long de cette aventure. En particulier merci à celles et ceux qui ont fait le déplacement (avec parfois un long trajet enneigé) pour assister à ma soutenance. Merci enfin à Brunelle qui partage mon quotidien depuis maintenant sept ans, pour son attention, son écoute et sa présence constante.

Table des matières

Remerciements	5
Nomenclature	15
Introduction générale	17
Chapitre 1 : Synthèse bibliographique	19
I Introduction	19
II Propriétés de l'azote	19
II-1 Caractéristiques générales	19
II-2 Propriétés physiques	19
II-3 Diagramme de phase de l'azote	21
III Phénomènes de pré-claquage	21
III-1 Pré-claquage dans les gaz	21
III-1.1 Caractéristiques courant-tension dans les gaz	21
III-1.2 Mécanismes de Townsend	22
III-1.3 Tensions de claquage	23
III-1.3.1 Claquage en champ uniforme : Courbe de Paschen	23
III-1.3.1 Claquage en champ non uniforme	25
III-1.4 Streamers dans les gaz	25
III-1.4.1 Génération	26
III-1.4.2 Propagation	26
III-1.4.3 Transition streamer-arc	27
III-2 Pré-claquage dans les liquides	28
III-2.1 Introduction	28
III-2.2 Génération des streamers	29
III-2.2.1 Mécanisme de génération en polarité négative	29
III-2.2.2 Mécanisme de génération en polarité positive	29
III-2.2.3 Tensions de génération	30
III-2.3 Propagation des streamers dans l'azote liquide	30

III-2.3.1	Forme des streamers	30
III-2.3.2	Vitesse de propagation	31
III-2.3.3	Mécanismes de propagation	32
III-2.3.4	Longueur d'arrêt et mécanismes d'arrêt	33
IV	Claquage dans l'azote liquide	35
IV-1	Généralités	35
IV-2	Paramètres influençant le claquage en champ quasi-uniforme	39
IV-2.1	Influence de la distance	39
IV-2.2	Influence du sous-refroidissement	39
IV-2.3	Effet d'échelle	40
IV-2.4	Influence de la forme d'onde	42
IV-2.4.1	Comparaison entre ondes simples	42
IV-2.4.2	Ondes superposées	42
IV-2.5	Influence du temps d'application	43
IV-2.5.1	Phénomène de vieillissement	43
IV-2.5.2	Réduction statistique de la tension de claquage avec le temps	43
IV-2.6	Rugosité des électrodes	45
IV-3	Champ divergent	45
IV-3.1	Influence de la divergence du champ	45
IV-3.2	Influence de la distance	46
IV-3.3	Electrodes ruban	47
IV-4	Influence de l'apport de chaleur sur le claquage	47
IV-4.1	Conditions d'ébullition de l'azote liquide	47
IV-4.2	Phénomènes électrohydrodynamiques	49
IV-4.3	Renforcement de champ dû aux bulles	51
IV-4.4	Réduction de la tension de claquage dû au chauffage de l'azote liquide	51
IV-4.5	Phénomènes pré-disruptifs dans un liquide en présence de bulles	52
V	Objectifs de notre travail	53
VI	Bibliographie	54
Chapitre 2	Analyse des contraintes diélectriques sur un limiteur de courant	67
I	Introduction	67

II Rappels sur le limiteur de courant supraconducteur	67
II-1 Généralités sur les supraconducteurs	67
II-1.1 Bref historique de la supraconductivité	67
II-1.2 Caractéristiques générales des supraconducteurs	67
II-1.2.1 Absence de résistivité en régime continu et pertes en régime alternatif	68
II-1.2.2 Effet Meissner	69
II-2 Limiteurs de courant de défaut	69
II-2.1 Rôle et principe de fonctionnement d'un limiteur de courant	70
II-2.2 Types de limiteurs de courant supraconducteurs	71
III Contraintes en tension issues du réseau électrique	72
III-1 Intégration du limiteur sur une ligne aérienne	72
III-1.1 Le logiciel de simulation EMPT-RV®	72
III-1.2 Modèle de limiteur de courant	72
III-1.3 Modèle de réseau électrique	73
III-1.4 Séquence de fonctionnement du limiteur résistif	73
III-2 Contraintes en tension sur le SCFCL lors de la limitation	74
III-3 Autres contraintes en tension	76
IV Contraintes en champ électrique dans le limiteur	77
IV-1 Configuration spatiale d'un limiteur de courant	77
IV-2 Caractéristiques de la géométrie du ruban supraconducteur	78
IV-2.1 Caractéristiques géométriques des rubans	78
IV-2.2 Renforcement de champ dû aux arêtes d'un ruban	79
IV-2.2.1 Simulation paramétrique en configuration 2D ruban/plan	79
IV-2.2.2 Simulation 3D avec le jeu d'électrodes expérimental	82
IV-2.3 Comparaison avec des géométries d'électrodes classiques	83
V Contraintes thermiques sur le ruban supraconducteur	84
VI Bilan des contraintes sur le limiteur	85
VI-1 Contraintes entre le limiteur et la cuve	85
VI-2 Contraintes au sein du limiteur	86
VII Conclusion	87
VII-1 Séparations des régions sous contraintes diélectriques	87
VII-2 Spécificités de l'isolation d'un limiteur de courant	87

VIII Bibliographie	88
Chapitre 3 : Techniques expérimentales	90
I Introduction	90
II Cryostat haute tension	90
II-1 Structure du cryostat	90
II-2 L'enceinte extérieure : Isolation thermique	91
II-3 L'enceinte intermédiaire : contrôle de la température	92
II-4 L'enceinte intérieure : contrôle de la pression	92
II-5 Mesures de température dans le cryostat	93
II-6 La traversée Haute Tension	93
II-7 Procédures de montage, mise en froid, réchauffage	93
III Sources haute tension	94
III-1 Alimentations DC	94
III-2 Générateur de Marx	94
III-2.1 Onde préexistante (0,4/1400 μ s)	96
III-2.2 Modifications du générateur de Marx pour générer des ondes standards	96
IV Electrodes haute tension	98
IV-1 Géométrie ruban-plan	98
IV-1.1 Vue générale du dispositif	98
IV-1.2 Choix du ruban	98
IV-2 Système motorisé pour le réglage de la distance inter-électrodes	100
V Système de chauffage transitoire	100
V-1 Cahier des charges	101
V-2 Caractéristiques de l'alimentation impulsionnelle	101
V-3 Simulation du chauffage d'un ruban	102
VI Systèmes de mesure	103
VI-1 Vue générale	103
VI-2 Mesures optiques	104
VI-2.1 Caméra rapide	104
VI-2.2 Caméra à intensificateur	105
VI-2.3 Photomultiplicateur (PM)	105

VI-3 Mesures du chauffage transitoire de l'électrode ruban	105
VI-3.1 Mesures de tension et courant	105
VI-3.2 Mesure de la température	105
VI-3.2.1 Température calculée via la variation de résistance	106
VI-3.2.2 Température calculée en hypothèse adiabatique	106
VI-3.2.3 Comparaison des mesures de température	107
VII Protocoles expérimentaux et analyse statistique	108
VII-1 Essais à paliers multiples	109
VII-2 Essais de montée et descente	110
VII-3 Essais de contraintes progressives	112
VIII Post-traitement des tensions de claquage	112
VIII-1 Calculs suivant la norme CEI 60060	113
VIII-2 Calculs suivant la distribution de Weibull avec une approche bayésienne	113
VIII-2.1 Historique de l'approche bayésienne	113
VIII-2.2 Notions fondamentales	114
VIII-2.3 Application à la détermination des tensions de claquage	116
VIII-2.4 Le logiciel RStudio	116
VIII-3 Comparaison des tensions de claquage suivant les deux approches	117
IX Conclusion	118
X Bibliographie	118
Chapitre 4 : Claquage et pré-claquage dans l'azote liquide avec une électrode ruban	121
I Introduction	121
I-1 Objectifs	121
I-2 Essais réalisés	121
I-3 Influence de la polarité	121
II Pré-claquage et claquage en onde de choc STI	122
II-1 Emission lumineuse pendant le pré-claquage	122
II-2 Tensions de claquage	126
II-3 Retards au claquage	128
II-4 Durée de propagation des streamers	129

III Claquage en ondes de chocs standards	132
III-1 Tensions de claquage	133
III-2 Polarité positive	134
III-3 Polarité négative	135
IV Claquage sous tension continue	137
IV-1 Tensions de claquage	138
IV-2 Comparaison entre rampes DC et ondes standards	140
V Discussion	141
V-1 Comparaison des tensions de claquage mesurées	141
V-2 Phénomène de streamer dans l'azote liquide	142
V-2.1 Comparaison avec la littérature	142
V-2.2 Influence de la température sur les streamers	142
V-2.3 Vitesse des streamers négatifs	144
V-2.4 Conditionnement et modification de l'état de surface des électrodes	147
VI Bibliographie	148
Chapitre 5 : Claquage et pré-claquage dans l'azote en ébullition avec une électrode ruban	151
I Introduction	151
II Caractéristiques de l'ébullition sous chauffage impulsionnel sans application de haute tension	152
II-1 Ebullition en fonction du temps	152
II-2 Ebullition en fonction de la pression et de la température	154
III Pré-claquage et claquage en onde de choc STI	155
III-1 Principe des essais	155
III-2 Mécanismes précédant le claquage	156
III-2.1 Décharges partielles dans la vapeur d'azote	156
III-2.2 Génération de streamer dans l'azote liquide	157
III-2.3 Propagation de streamer dans l'azote liquide	158
III-3 Phénomène de pré-claquage et de claquage	160
III-3.1 Influence du délai Δt entre chauffage transitoire et onde HT	162
III-3.2 Influence de la pression	165

III-3.3 Influence de la température	169
III-4 Comparaison avec des essais en onde SI	170
III-4.1 Comparaison entre STI et SI	170
III-4.2 Influence de la distance sur des essais en choc de manœuvre	171
IV Pré-claquage et claquage sous tension continue	172
IV-1 Principe des essais	172
IV-2 Phénomènes précédant le claquage	173
IV-2.1 Décharges partielles dans les bulles de gaz	173
IV-2.2 Déformations des bulles	174
IV-2.3 Transitions au streamer	176
IV-3 Tensions de claquage	177
IV-3.1 Influence de la polarité et de la pression	177
IV-3.2 Retards au claquage	179
V Claquages dans l'azote gazeux	179
V-1 Claquages à 77 K	179
V-1.1 Azote gazeux non chauffé	180
V-1.2 Azote gazeux et ruban chauffé	181
V-1.3 Comparaison entre azote liquide et gazeux, avec et sans chauffage	182
V-2 Claquages à température ambiante	183
V-3 Comparaison des tensions de claquage dans le gaz avec la loi de Paschen	185
VI Discussion - Conclusion	185
VII Bibliographie	187
Conclusion générale	191
I Contraintes sur l'isolation du limiteur lors de son fonctionnement sur un réseau électrique.	191
II Phénomène de pré-claquage	191
III Tensions de claquage	192

Perspectives	194
I Influence de la température sur la phénoménologie des streamers	194
II Influence de l'ébullition forcée sur le pré-claquage	194
III Effet d'échelle	195
IV Géométrie d'électrode « double ruban »	195
V Surface du ruban	195
VI Modélisation des streamers de 1 ^{er} mode	195
Table des figures	197
Table des tableaux	205
Annexes	206
I Traitements statistiques des trois protocoles	206
I-1 Traitement statistique du protocole « Essais à Paliers multiples »	206
I-2 Traitement statistique du protocole de montée et descente	206
I-3 Traitement statistique d'une rampe	207
I-4 Changement de variable	208

Nomenclature

Abréviations

Symbole	Sens
AC	Courant Alternatif (<i>Alternative Current</i>), ou Alternatif
CNTP	Conditions normales de pression et de température (respectivement 101 325 Pa et 0°C)
DC	Courant Continu (<i>Direct Current</i>), ou Continu
DP	Décharges Partielles
e. g.	Par exemple (<i>exempli gratia</i>)
EHD	ElectroHydroDynamique
FCL	Limiteur de courant de défaut (<i>Fault Current Limiter</i>)
GN ₂	Azote gazeux (<i>Gaseous Nitrogen</i>)
HT	Haute Tension
HTS	Supraconducteur à haute température critique (<i>High Temperature Superconductor</i>)
HVDC	Haute tension à courant continu (<i>High Voltage Alternative Current</i>)
i. e.	C'est-à-dire (<i>id est</i>)
i.i.d.	Indépendante et identiquement distribuées (variable aléatoire)
LI	Choc de foudre (<i>Lightning Impulse</i>) – 1,2/50 µs
LN ₂	Azote liquide (<i>Liquid Nitrogen</i>)
PM	PhotoMultiplieur
SCFCL	Limiteur de courant de défaut supraconducteur (<i>Superconducting Fault Current Limiter</i>)
SI	Choc de manœuvre (<i>Switching Impulse</i>) – 250/2500 µs
STI	Choc en échelon (<i>STep Impulse</i>) – 0,4/1400 µs

Notations

Symbole	Sens	Unités
α	Premier coefficient de Townsend	m ⁻¹
γ	Second coefficient de Townsend	-
η	Renforcement de champ de Schwaiger	-

Δt	Intervalle de temps entre le début du chauffage et le début de l'application de la tension	s
ϵ_x	Permittivité du matériau 'x'	F/m
V_{BD}	Tension de claquage	kV
V_{10}	Tension de claquage avec une probabilité de 10 %	kV
V_{50}	Tension de claquage avec une probabilité de 50 %	kV
V^i	Tension instantanée	kV
V_a	Tension appliquée	kV
V_g	Tension de génération des streamers	kV
V_c	Tension de claquage	kV
V_c^i	Tension instantanée de claquage	kV
V_b	Tension de claquage	kV
d	Distance inter-électrode	mm
e_g	Epaisseur de gaz	mm
P	Pression absolue	MPa
T	Température	K
R	Constante des gaz parfaits	J.mol ⁻¹ .K ⁻¹
t	Temps	s
t_m	Temps de montée de l'onde HT	s
t_d	Temps de descente à mi-hauteur de l'onde HT	s
t_g	Délai de génération d'un streamer	s
t_p	Durée de propagation d'un streamer	s
t_c	Temps total de retard au claquage	s
E	Champ électrique	kV/mm
k	Coefficient de multiplication électronique	-

Introduction générale

Ce travail s'inscrit dans une collaboration entre l'Institut pour la Transition Energétique (ITE) SuperGrid Institute à Villeurbanne et le laboratoire de Génie Electrique de Grenoble (G2Elab) à Grenoble. Ces organisations contribuent au projet européen H2020 FastGrid¹ [FastGrid_URL]², qui vise à améliorer les performances de rubans supraconducteurs et au développement d'un démonstrateur de limiteur de courant supraconducteur (FCL).

Depuis la découverte des propriétés supraconductrices du mercure refroidi à l'hélium liquide en 1911 [Onnes1911], la recherche de matériaux supraconducteurs avec des températures critiques de plus en plus élevées a été un des leitmotivs de la communauté des supraconducteurs. La découverte en 1986 des propriétés supraconductrices du système Ba-La-Cu-O [Bednorz1986] aux environs de 30 K est rapidement suivie de celle du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ avec une température critique de 93 K. Cette température critique est bien supérieure à 77,3 K, qui est la température d'ébullition de l'azote liquide à pression atmosphérique. Cela leur vaut le nom de supraconducteur à haute température critique, et ouvre la voie au remplacement de l'hélium liquide par l'azote liquide pour le refroidissement de certaines applications supraconductrices. En effet l'azote liquide est un fluide bien moins onéreux et plus simple d'utilisation que l'hélium liquide.

En 1986, la découverte d'une nouvelle famille de supraconducteurs, les cuprates, dont le premier élément synthétisé est le LaBaCuO (35 K) [Bednorz1986], ouvre la voie à YBaCuO , dont la température critique de 93 K [Wu1987]. Pour la première fois, l'état supraconducteur est observé au-delà de 77,3 K, qui est la température d'ébullition de l'azote liquide à la pression atmosphérique. L'azote liquide étant un liquide cryogénique bien moins onéreux et plus simple d'utilisation que l'hélium ou l'hydrogène liquide, l'éventail des applications technologiques possibles s'agrandit considérablement. La quête de matériaux supraconducteurs possédant des températures critiques de plus en plus élevées se poursuit aujourd'hui, avec pour objectif affirmé la découverte d'un supraconducteur à température ambiante, permettant de lever le verrou technologique de la cryogénie.

L'une de ces applications supraconductrices forme le contexte de notre étude : Le limiteur de courant de défaut supraconducteur [Tixador2015]. Cet appareil met à profit une des propriétés intrinsèques des matériaux supraconducteurs : Lorsque la densité de courant dans un supraconducteur devient trop importante, celui-ci perd son état supraconducteur et devient résistif. Un supraconducteur inséré en série sur une ligne électrique possède donc une faculté naturelle à limiter les courants de défaut, grâce à la résistance qu'il présente naturellement en cas de sur-courant. Le concept de limiteur de courant de défaut supraconducteur commence à être mature, avec des démonstrateurs à moyenne tension et des appareils installés sur les liaisons point à point [Bock2015].

Le dimensionnement rationnel de cet appareil d'un point de vue diélectrique nécessite à la fois une analyse de son fonctionnement pour identifier les contraintes en tension qui s'appliquent sur lui, et une connaissance des propriétés diélectriques de l'azote liquide. Une des spécificités du limiteur de courant supraconducteur, à savoir son échauffement brutal lors de la limitation de courant, qui entraîne une forte ébullition de l'azote liquide, doit être prise en compte dans les études diélectriques. Les propriétés diélectriques de l'azote liquide, déjà étudiées préalablement à la découverte des

¹ *This Project has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under the grant agreement No 721019.*

² Les références sont regroupées par chapitre. Les références de l'introduction sont associées à celles du chapitre 1, et sont donc consultables à la fin de celui-ci

supraconducteurs à haute température critique, sont l'objet d'un regain d'intérêt avec la croissance des applications industrielles sous moyenne et haute tension [Cigre2015].

Néanmoins les études diélectriques prenant en compte les spécificités de l'application du limiteur de courant supraconducteur, comme l'échauffement transitoire de forte puissance ainsi que la géométrie d'électrode ruban caractéristique des supraconducteurs à haute température critique, restent trop peu nombreuses pour avoir une vue d'ensemble. Notre travail vise à combler ce manque d'information par une étude expérimentale détaillée.

Le premier chapitre constitue une restitution synthétique des principaux résultats de la littérature. Quelques généralités sur l'azote seront tout d'abord présentées. Le claquage étant le résultat de la génération et de la propagation d'un phénomène pré-disruptif communément appelé « streamer », la phénoménologie de ces streamers sera l'objet d'une deuxième partie. L'influence des principaux paramètres expérimentaux sur le claquage dans l'azote liquide et en ébullition sera enfin traitée dans un dernier temps.

Le second chapitre consistera en une analyse du fonctionnement du limiteur de courant de défaut supraconducteur, dans l'hypothèse d'une intégration à un réseau DC 320 kV. Après une description du modèle du limiteur de courant, les contraintes thermiques et électriques déduites de simulations seront identifiées et quantifiées. La synthèse de ces contraintes formera la base des hypothèses de travail pour l'étude expérimentale.

Le troisième chapitre présentera le dispositif expérimental utilisé et les techniques expérimentales mises en œuvre pour l'étude expérimentale. La remise en service du cryostat, son amélioration pour reproduire les contraintes électriques et thermiques identifiées dans le chapitre 2, ainsi que le détail des dispositifs de mesure gravitant autour du cryostat, formeront l'essentiel de ce chapitre.

Les quatrième et cinquième chapitres restitueront enfin l'essentiel des résultats obtenus grâce à cette plateforme expérimentale. Premièrement, l'étude diélectrique de l'azote liquide sans chauffage avec une électrode ruban sera détaillée dans différentes conditions expérimentales, et sera comparée à des résultats de la littérature obtenus avec des électrodes plus conventionnelles. L'application d'un chauffage transitoire sous différentes formes d'onde haute tension, qui constitue une des originalités de cette étude, sera détaillée dans un second temps, et comparée à des résultats obtenus dans l'azote gazeux à différentes températures.

Chapitre 1 : Synthèse bibliographique

I Introduction

L'objectif de ce chapitre est de synthétiser l'état des connaissances actuelles sur le claquage électrique dans l'azote liquide, avec ou sans présence de bulles de vapeur. La présentation et l'analyse de ces connaissances permettra de mettre en évidence les axes de recherche méritant de plus amples investigations. Quelques propriétés de l'azote seront tout d'abord résumées dans une première partie. La phénoménologie du pré-claquage dans l'azote liquide et gazeux sera présentée dans un second temps. Elle permettra de mieux comprendre l'influence de différents paramètres expérimentaux sur les tensions de claquage dans l'azote liquide et en ébullition, sujet qui sera développé dans une troisième partie.

Les caractéristiques connues de pré-claquage et de claquage seront essentiellement fournies pour l'azote liquide ou gazeux. Pour compléter le propos, des informations concernant d'autres liquides cryogéniques ou des liquides d'isolation conventionnels (tels que l'huile minérale, les alcanes ou les esters) pourront aussi être présentées, du fait de la littérature beaucoup plus abondante existant sur ces liquides.

II Propriétés de l'azote

Le terme « azote » désignera dans ce document à la fois l'atome d'azote N et la molécule de diazote N₂, conformément à l'usage très répandu de ce terme. Il se référera généralement à la molécule N₂, et la distinction entre l'atome N et la molécule N₂ ne sera effectuée que lorsque le contexte le nécessitera.

II-1 Caractéristiques générales

L'azote liquide est de nos jours d'un usage courant dans des applications industrielles, de recherche et médicales. Il est abondant sur terre (78 % de l'atmosphère terrestre est composée de diazote), non toxique, non inflammable, peu réactif, et non polluant. Son extraction de l'atmosphère et sa liquéfaction, démarrée à la fin du XIX^e siècle, est aujourd'hui pratiquée à l'échelle industrielle.

II-2 Propriétés physiques

Une liste des principales propriétés physiques de l'azote liquide et gazeux est présentée en Table 1 [Jensen1980] [Jacobsen1986] [Suda1996] [Wang2008].

Propriété (valeur pour l'azote liquide à 77.3 K et 0.10 MPa, sauf mention contraire)	Valeur
Masse molaire	28,01 g.mol ⁻¹
Densité de la phase liquide à saturation	807,4 kg.m ⁻³
Densité de la phase gazeuse à saturation	4,604 kg.m ⁻³
Vitesse du son dans la phase liquide	860 m.s ⁻¹
Vitesse du son dans la phase gazeuse	177 m.s ⁻¹
Coefficient d'expansion volumique depuis le liquide (77.3 K, 0.10 MPa), vers le gaz (293 K, 0.10 MPa)	1:694
Permittivité relative de l'azote liquide	1,46
Permittivité relative de l'azote gazeux	1,00
Résistivité électrique	> 1.10 ¹⁶ Ω.m
Tension de surface	8,9.10 ⁻³ N.m ⁻¹
Viscosité dynamique	1,65.10 ⁻⁴ Pa.s
Conductivité thermique	0,14 W.m ⁻¹ .K ⁻¹
Capacité thermique	2,04 J.g ⁻¹ .K ⁻¹
Enthalpie de vaporisation	199,3 J.g ⁻¹
Point critique	(126,21 K ; 3,35 MPa)
Point triple	(63.1 K ; 0,0125 MPa)

Table 1 : Propriétés physiques, chimiques et électriques de l'azote liquide. [Jensen1980] [Jacobsen1986] [Suda1996] [Wang2008].

Commentaires :

- L'enthalpie de vaporisation correspond à la chaleur nécessaire pour vaporiser 1 gramme d'azote liquide. Elle est environ 10 fois inférieure à celle de l'eau, ce qui signifie que de faibles apports de chaleur produisent une quantité importante d'azote gazeux. Cette caractéristique est critique dans le sens où la présence de bulles de vapeur fragilise l'isolation électrique. Cependant, l'azote liquide est comparativement plus stable thermiquement que l'hélium³, avec une enthalpie de vaporisation 10 fois supérieure à ce dernier [Gianèse2015].
- La résistivité de l'azote liquide est très mal définie. Des variations fortement non-linéaires du courant avec la tension dans l'azote liquide sont relevées dans [Byatt1968] [Takahashi1975]. Un liquide fortement non polaire comme l'azote ($\epsilon = 1,46$) devrait posséder une résistivité à champ faible pratiquement infinie en l'absence d'impuretés. De même que dans les hydrocarbures non polaires (par exemple le cyclohexane), la conductivité apparente mesurée n'est pas une propriété intrinsèque du liquide, mais reflète plutôt la présence d'impuretés (particules solides, espèces dissociables) et dépend également du type d'électrodes utilisées [Tobazéon2006]. Les valeurs numériques avancées pour des simulations [Seong2015] ont par conséquent une signification physique réduite.

³ Il s'agit de l'hélium 4, constitué de 2 protons et 2 neutrons. Seul cet isotope sera considéré dans le reste de ce rapport

II-3 Diagramme de phase de l'azote

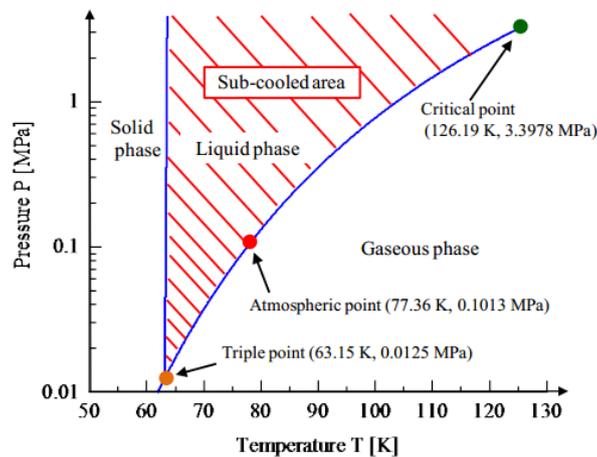


Figure 1 : Diagramme de phase de l'azote en fonction de la pression et de la température [Nishimachi2012].

Un diagramme de phase permet de représenter l'état physique d'un composant chimique, généralement en fonction de la pression et de la température. Un diagramme de phase de l'azote (N_2) est présenté en Figure 1 [Nishimachi2012]. Dans les conditions normales de température et pression ($0\text{ }^\circ\text{C}$, 1 atm), l'azote est dans l'état gazeux. L'azote liquide est dit à l'équilibre (ou saturé, ou dans des conditions d'ébullition) si sa température et sa pression le placent à l'interface entre la phase liquide et la phase gazeuse. Dans ces conditions, un faible apport de chaleur (enthalpie de vaporisation du liquide) est susceptible de vaporiser une partie du liquide. Si à partir de la courbe d'équilibre liquide-gaz, la pression est augmentée ou si la température est diminuée, l'azote liquide est dit « sous-refroidi ». Un faible apport de chaleur sera alors absorbé par l'azote liquide et produira une élévation de température sans évaporation. Si une phase vapeur est générée transitoirement, celle-ci ne sera pas stable et se condensera rapidement.

Bien que la pression et la température de l'azote liquide ne changent pas significativement ses propriétés physiques (notamment sa densité et sa permittivité, propriétés importantes pour le claquage) [Jensen1980], le sous-refroidissement influe de manière importante sur les tensions de claquage de l'azote liquide. Ce point sera abordé plus en détail dans la section IV-2.2.

III Phénomènes de pré-claquage

III-1 Pré-claquage dans les gaz

III-1.1 Caractéristiques courant-tension dans les gaz

Dans les isolants gazeux, l'hypothèse d'un comportement électrique résistif ne peut généralement pas être faite, car les processus en jeu sont fortement non linéaires avec la tension [Pointu1998]. Une illustration qualitative de la caractéristique courant-tension d'un gaz est présentée en Figure 2. En fonction de la pression, plusieurs caractéristiques courant-tension peuvent être obtenues, suivant les mécanismes générant le claquage.

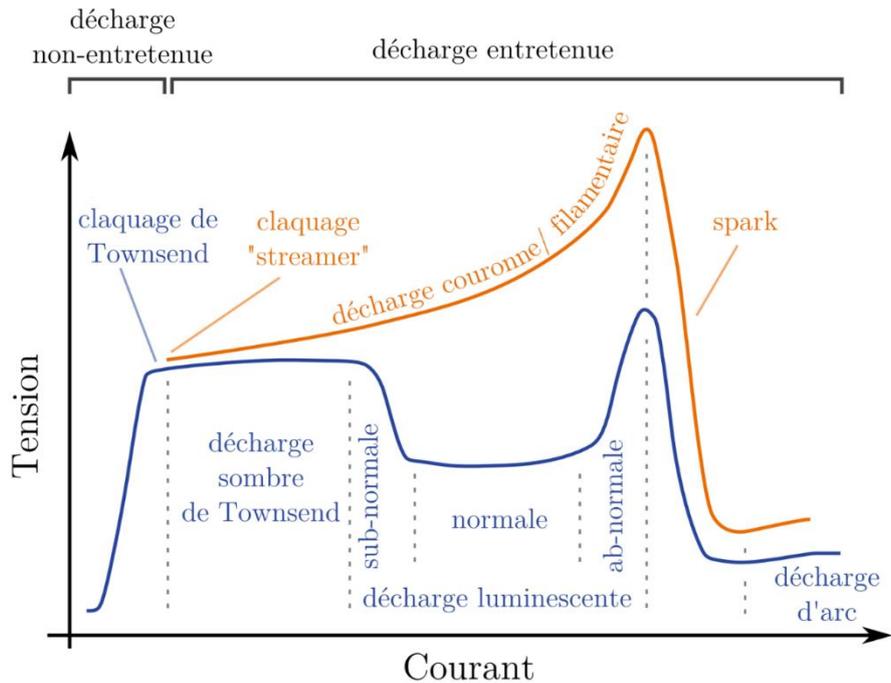


Figure 2 : Caractéristique courant-tension pour une décharge entre deux électrodes parallèles. La courbe bleue correspond aux décharges « basses pressions » (< 1 mbar) et la courbe orange aux décharges observées à haute pression (autour de la pression atmosphérique) [Douat2014th]

III-1.2 Mécanismes de Townsend

La majorité des décharges dans les gaz impliquent les deux mécanismes nommés d'après le physicien John Townsend : la multiplication d'électrons libres par avalanche électronique dirigée vers l'anode et la génération d'électrons libres par la cathode [Sanders1933] [Posin1936] [Meek1953]. Ces deux mécanismes sont illustrés schématiquement en Figure 3 [Douat2014th].

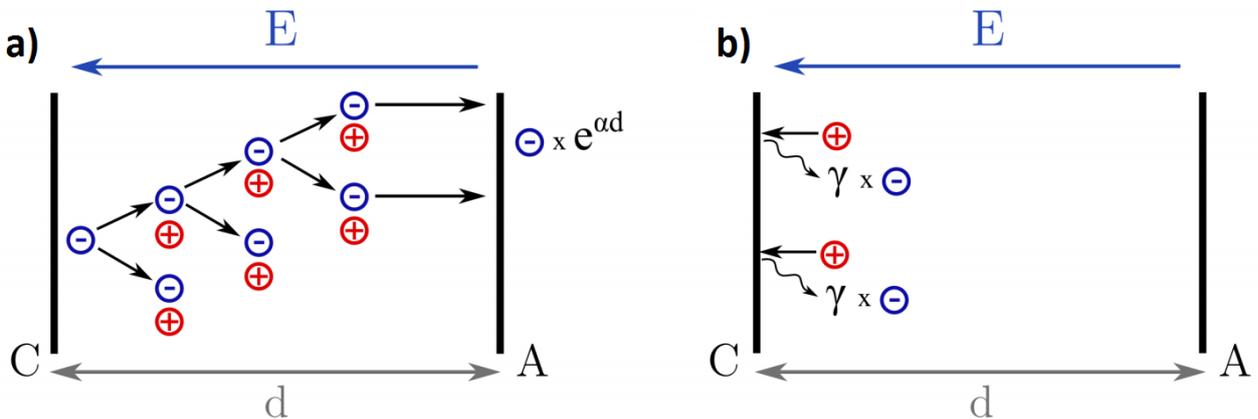


Figure 3 : Mécanismes d'une décharge de Townsend. A = Anode, C = Cathode (a) Avalanche électronique et premier coefficient de Townsend α . (b) Emission d'électrons secondaires à la cathode et second coefficient de Townsend γ [Douat2014th]

Le développement d'une d'avalanche électronique est quantifié par le premier coefficient de Townsend α : initialement, des électrons libres sont accélérés par le champ entre les électrodes, et finissent par percuter de manière inélastique des molécules de gaz. Si leur énergie cinétique est suffisante, un ou des électrons sont arrachés à ces molécules, ce qui augmente le nombre d'électrons libres. Le nombre d'électrons libres générés par unité de longueur α dépend directement du libre

parcours moyen des électrons entre deux chocs, qui dépend en particulier du champ électrique, de la section efficace des molécules du gaz et de la densité du gaz [Raizer1991].

La proportion d'électrons générés par les ions positifs percutant la cathode est quantifiée par le second coefficient de Townsend γ : afin de maintenir la décharge dans le temps, une génération d'électrons libres est nécessaire au niveau de la cathode. Ces électrons sont créés par les impacts des ions positifs accélérés par le champ sur la cathode métallique. Le choc est susceptible d'arracher des électrons à la surface métallique de la cathode. Le nombre d'électrons arrachés par collision, noté γ (généralement très inférieur à 1), est appelé second coefficient de Townsend.

Les valeurs des coefficients de Townsend ne sont pas des constantes, et dépendent entre autres de la nature du gaz, des électrodes, et de la valeur du champ réduit E/n , où E est le champ électrique et n est la concentration de particules [Bowls1938] [DeBitetto1956].

III-1.3 Tensions de claquage

III-1.3.1 Claquage en champ uniforme : Courbe de Paschen

La loi de Paschen est nommée d'après les travaux de Friedrich Paschen [Paschen1889], qui mit en évidence que la tension de claquage dans un gaz dépend du produit de la pression par la distance inter-électrodes dans une large plage de conditions expérimentales. Une formulation contemporaine de la loi de Paschen est présentée dans l'équation 1 :

$$V_{BD} = \frac{A * (p * d)}{B + \ln(p * d)} \quad (1)$$

Où V_{BD} est la tension de claquage (en V), p est la pression du gaz (en Pa), d est la distance inter-électrode (en m). Les coefficients A (en $V \cdot m^{-1} \cdot Pa^{-1}$) et B (sans unité) sont des constantes qui dépendent notamment du gaz et de la nature des électrodes, et peuvent s'exprimer en fonction des coefficients de Townsend α et γ vus précédemment. La loi de Paschen s'applique dans une large gamme de produit « pression * distance » ($p*d$) pour de nombreux gaz utilisés pour l'isolation des appareils haute tension, comme l'air, l'azote ou le SF_6 . Une courbe de Paschen dans l'azote gazeux intégrant la courbe théorique et de nombreuses données expérimentales est présentée en Figure 4 [Dakin1974].

La courbe de Paschen est reliée aux mécanismes de Townsend abordés au paragraphe III-1.2. Un minimum de tension de claquage est relevé en fonction du produit $p*d$. Si le produit $p*d$ est plus grand, les électrons ne sont pas assez accélérés par le champ entre deux collisions pour ioniser le gaz, et il est nécessaire d'augmenter la tension pour obtenir le claquage. Si le produit $p*d$ est plus petit, le nombre de collisions n'est plus assez important pour générer un nombre de charges libres suffisant, et il faut là aussi augmenter la tension pour obtenir un claquage.

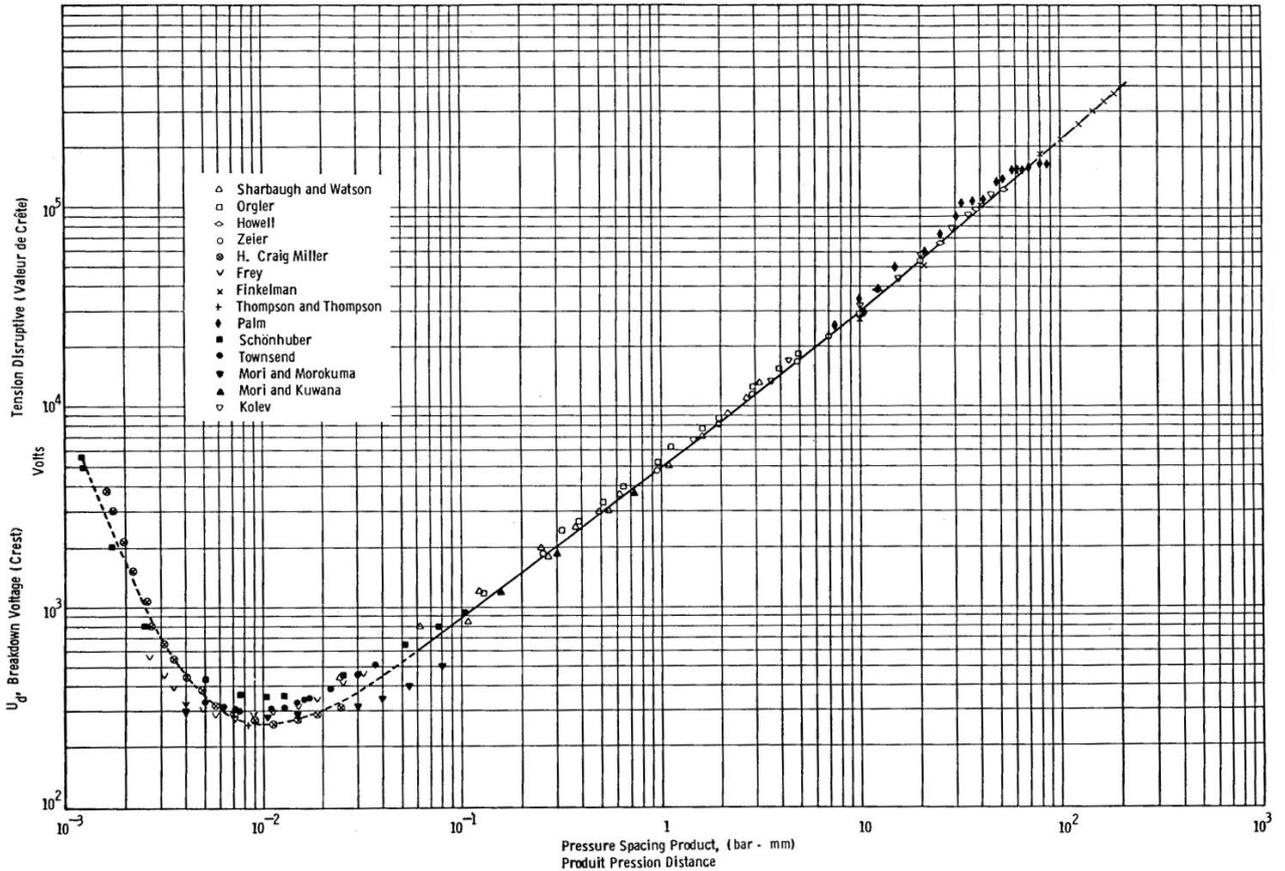


Figure 4 : Courbe de Paschen : Revue des tensions de claquage dans l'azote gazeux à température ambiante en fonction du produit $p*d$ [Dakin1974].

Dans la formulation initiale de la loi de Paschen, aucune prise en compte de la température n'est effectuée. Suivant le modèle physique de claquage, c'est la densité du gaz (indirectement liée à sa pression et sa température) qui joue un rôle fondamental sur la tension de claquage [Fujita1978] [Hara1989a]. Ainsi, la loi de Paschen peut être réécrite en remplaçant la pression par la densité du gaz, ou en définissant une pression de gaz virtuelle correspondant à une densité identique à température ambiante, ce qui est validé par de nombreuses observations expérimentales [Gerhold1979] [Goshima1994] [Hill2018a]. Une approche équivalente consiste à intégrer la température dans la loi de Paschen via la loi des gaz parfaits [Massarczyk2017], de telle sorte que la densité du gaz est inversement proportionnelle à sa température, comme présenté dans l'équation 2 :

$$V_{BD} = \frac{A * (p * d * \frac{T_0}{T})}{B + \ln(p * d * \frac{T_0}{T})} \quad (2)$$

Où T est la température du gaz et T_0 est la température de référence à laquelle ont été effectués les essais pour déterminer les constantes A et B (en général 293 K). L'utilisation de la loi des gaz parfaits est une approximation justifiée en particulier à pression atmosphérique, avec un facteur de compressibilité (rapport $(P*V)/(n*R*T)$) compris entre 0,95 et 1 pour l'azote gazeux [Jensen1980], la valeur 1 correspondant à un gaz parfait. A pression constante, un refroidissement produit une augmentation de la tension de claquage, dans la gamme de pression et de température utile pour les applications cryogéniques (du « côté droit » de la courbe de Paschen).

III-1.3.1 Claquage en champ non uniforme

Pour des grands produits $p \cdot d$ (à partir de 10 bar.mm), des écarts à la courbe de Paschen sont notés [Dakin1974] en champ uniforme. De la même manière, la loi de Paschen n'est plus valable pour des géométries d'électrodes générant des champs non-uniformes. A mesure que la divergence du champ augmente, les tensions de claquage s'écartent progressivement de la loi de Paschen et prennent des comportements plus complexes [Toyota2002] [Önal2004], comme illustré en Figure 5 [Önal2004].

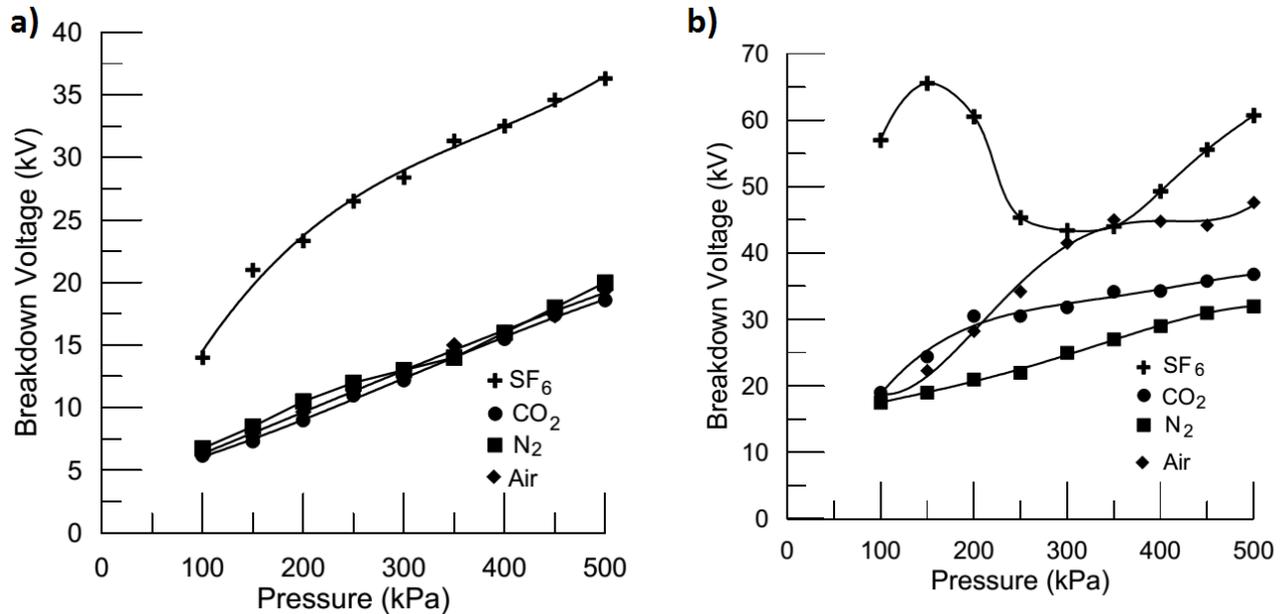


Figure 5 : Tensions de claquage pour différents gaz avec une électrode tige de 1 mm de rayon face à un plan (a) Distance interélectrode de 5 mm. (b) Distance inter-électrode $d = 20$ mm [Önal2004].

Pour l'azote gazeux, dans l'hypothèse où les mécanismes de Townsend sont encore dominants et où le champ généré par les charges libres (charges d'espace) reste négligeable devant le champ laplacien généré par les électrodes, l'intégration du premier coefficient de Townsend le long d'une ligne de champ fournit des informations sur l'intensité de la multiplication électronique [Seok1999a], comme décrit dans l'équation 3 [Hill2018b] :

$$k = \int_0^d \alpha(x) \cdot dx \quad (3)$$

Où k est le coefficient de multiplication électronique, d est la distance, et α est le premier coefficient de Townsend. Une autre approche utile en particulier pour des milieux cryogéniques et pour des mélanges de gaz consiste à résoudre la cinétique des électrons (équations de Boltzmann) dans le gaz [Park2017]. Elle nécessite néanmoins un nombre important de valeurs numériques calculées ou tabulées, ainsi qu'un logiciel de simulation de type élément finis.

Pour des fortes pressions et distances, ou pour des champs électriques fortement divergents, des phénomènes physiques supplémentaires aux mécanismes de Townsend prennent place, tels que les phénomènes de streamer.

III-1.4 Streamers dans les gaz

Malgré la grande diversité de comportement des streamers, il est possible de définir quelques caractéristiques communes de leur structure, comme illustré en Figure 6 [Ratushnaya2011] : un streamer se compose d'un ou de plusieurs canaux dont l'intérieur est ionisé. Au centre, des charges libres négatives (anions ou électrons) et positives (cations) forment un fluide globalement neutre. Les parois du streamer sont chargées électriquement et distordent les lignes de champ électrique au

voisinage. Ce phénomène est particulièrement marqué à l'extrémité du streamer (sa tête), où l'accumulation de charges d'espace crée un renforcement de champ suffisant pour générer des processus électroniques favorisant la propagation du streamer [Raizer1991].

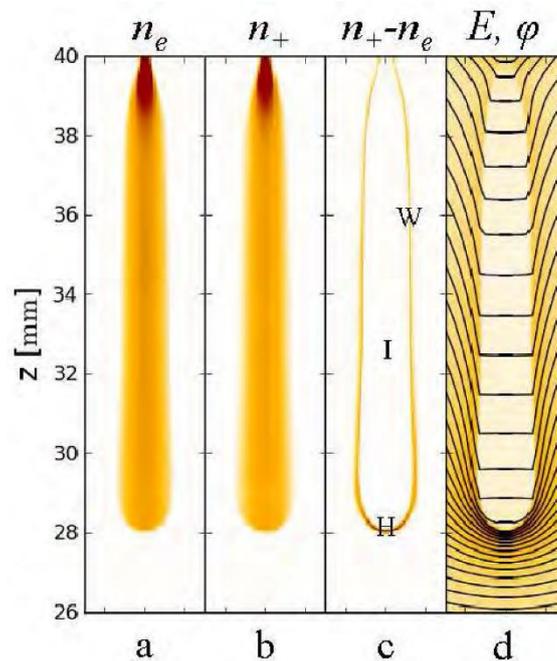


Figure 6 : Structure d'un streamer positif dans un gaz. a) densité d'électron n_e , b) densité d'ion n_+ , c) densité de charge d'espace ($n_+ - n_e$), (d) champ électrique E (en dégradé de couleur) et lignes équipotentielles ϕ . Les lettres dans la section c indiquent la région du streamer : H : tête du streamer (Head), I : intérieur du canal streamer, W : Paroi du streamer (Wall) [Ebert2010] [Ratushnaya2011]

III-1.4.1 Génération

Comme pour les décharges de Townsend, la génération d'un streamer repose sur de premières avalanches électroniques générées à partir d'électrons germe. Lorsque la multiplication électronique génère une charge d'espace de l'ordre de 10^8 charges (critère de Meek [Meek1953]), le champ coulombien généré devient non négligeable par rapport au champ laplacien généré par les électrodes. Il s'ensuit un renforcement de champ aux environs de la charge d'espace, ce qui favorise de nouvelles avalanches en aval de la charge d'espace.

III-1.4.2 Propagation

La tête du streamer concentre une quantité importante de molécules et d'ions excités ainsi que des charges électriques hors équilibre. La désexcitation des molécules, l'attachement des électrons à des ions ou encore la recombinaison de molécules peut générer des photons qui se propagent dans le gaz au voisinage. S'ils sont suffisamment énergétiques, l'impact de ces photons sur les molécules de gaz est susceptible d'arracher un électron, qui devient initiateur d'une nouvelle avalanche électronique [Loeb1940] [Gallo1977]. La production d'électrons germes est donc grandement favorisée et surpasse en quantité les électrons germes créés par des sources externes. Ce phénomène est illustré en Figure 7 [Douat2014th] pour les deux polarités de streamer.

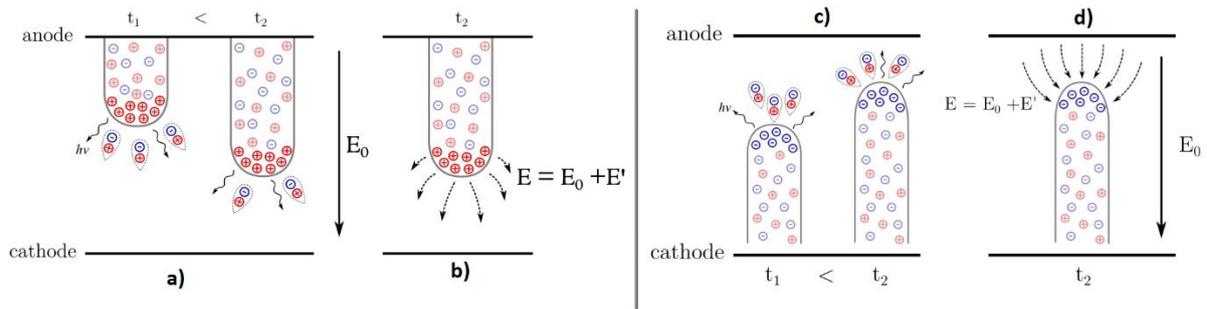


Figure 7 : Schéma de la propagation de streamers. (a) Propagation d'un streamer positif à deux instants différents. (b) Image du champ total au voisinage de la tête du streamer positif, constitué du champ généré par les électrodes et du champ généré par les charges d'espace. (c) Propagation d'un streamer négatif à deux instants différents. (d) Image du champ total au voisinage de la tête du streamer négatif, constitué du champ généré par les électrodes et du champ généré par les charges d'espace. [Douat2014th]

Malgré la symétrie apparente des streamers en fonction de la polarité sur la Figure 7, des différences phénoménologiques importantes sont observées entre les deux polarités, du fait de la différence de nature des porteurs de charge. Pour des gaz peu électronégatifs comme l'azote, les charges électriques négatives libres sont essentiellement des électrons, car les anions N_2^- sont très instables [Lofthus1977]. Les électrons s'attachent donc peu aux molécules et sont beaucoup plus mobiles que les ions, car ils sont plus petits et plus légers. Pour un streamer positif, les électrons sont évacués rapidement vers l'anode tandis que la zone de charge d'espace positive en tête de streamer, constituée de cations plus lourds, est relativement immobile. Des renforcements de champ très intenses sont alors atteints en tête de streamer positif, favorisant de nouvelles avalanches. En polarité négative les électrons générant la charge d'espace tendent à se disperser rapidement, créant des ramifications plus nombreuses et réduisant le renforcement de champ, ce qui tend à diminuer l'intensité des avalanches électroniques. Contrairement à ce que montre la Figure 7, les streamers gazeux sont rarement constitués d'un canal unique, contiennent de nombreuses ramifications, et peuvent prendre une grande variété de formes suivant la tension appliquée, la polarité et la nature du gaz [Nijdam2011th].

III-1.4.3 Transition streamer-arc

Une fois que le streamer achève sa propagation, les deux électrodes sont reliées par un canal faiblement ionisé (le degré d'ionisation $n_e/(n_e+n)$ est très inférieur à 1, avec n_e la densité d'électron et n la densité de neutre). La répartition du champ à l'intérieur du canal du streamer mène à la propagation d'un streamer dit « secondaire », beaucoup plus ionisé et donc conducteur. Si ce streamer secondaire achève sa propagation, ce canal conducteur s'échauffe par effet Joule, et si la tension appliquée est suffisante, l'emballement thermique du canal mène au claquage [Kojima2016]. La propagation des streamers primaire et secondaire est représentée schématiquement en Figure 8.

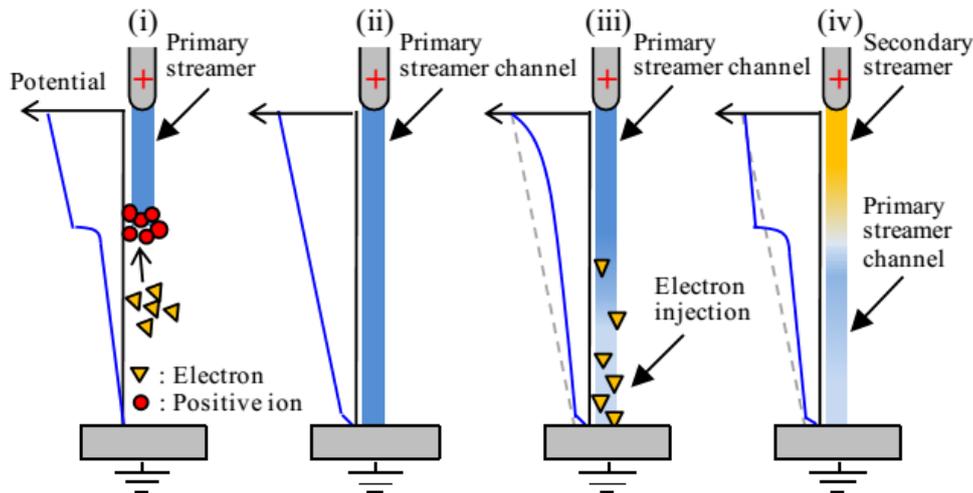


Figure 8 : Modèle de propagation d'un streamer primaire et secondaire dans l'air [Kojima2016].

En plus du phénomène de streamer, un autre processus pré-disruptif appelé « leader » peut également mener au claquage dans certaines conditions. La différence essentielle par rapport au streamer réside dans l'échauffement et l'ionisation beaucoup plus importante du canal conducteur principal durant sa propagation. Ce mécanisme est particulièrement présent dans les gaz électronégatifs tels que le SF₆ ou dans les décharges à très grande distance dans l'air, et ne sera pas approfondi plus en détail ici.

III-2 Pré-claquage dans les liquides

III-2.1 Introduction

Le terme « streamer », issu de l'anglais, est aujourd'hui largement répandu pour désigner tout un ensemble de phénomènes pré-disruptifs se propageant entre des électrodes dans les liquides isolants. Néanmoins, il faut garder à l'esprit d'une part que ce terme n'a pas de définition consensuelle, et d'autre part que les streamers dans les liquides et dans les gaz sont très différents à la fois en ce qui concerne leurs comportements et leurs mécanismes physiques [Lesaint2016]. Dans les liquides, l'existence d'un changement de phase, indispensable pour le développement d'un canal ionisé, introduit une différence considérable avec les gaz. L'énergie thermique nécessaire à la vaporisation (enthalpie de vaporisation), et les effets mécaniques liés au développement du canal du streamer sont autant de caractéristiques qui s'appliquent spécifiquement aux streamers dans les liquides. Une autre différence fondamentale vient de la densité plus grande du liquide. Les mécanismes de multiplication électronique, qui constituent la base de la production de charges dans les gaz, ne peuvent se produire en phase liquide que pour des valeurs de champ extrêmement élevées (plusieurs MV/cm), et sur des distances très courtes de l'ordre du micromètre [Haidara1991]. Dans la suite de ce chapitre, le terme « streamer » désignera les streamers dans les liquides, mais nous verrons dans la suite qu'il est possible de distinguer plusieurs « modes » de propagation génériques observés dans divers types de liquides, dont l'azote liquide.

Au cours des dernières décennies, de nombreux travaux expérimentaux ont mis en lumière les caractéristiques essentielles des streamers dans les liquides, dont certaines seront présentées dans les prochaines sections. Des tentatives de simulation numérique [Jadidian2012], calquées sur les modèles de streamer dans les gaz, ont été développées. Toutefois celles-ci demeurent très contestables dans la mesure où toutes ne prennent pas en compte le phénomène de changement de phase, et sont basées sur certains paramètres (durée de vie des électrons, mobilité) qui n'ont pas de réalité physique prouvée [Lesaint2016]. Une théorie unifiée des streamers dans les liquides est donc loin d'être

atteinte, et l'état de la compréhension dans ce domaine est plus proche d'une phénoménologie détaillée que d'un modèle théorique prédictif.

III-2.2 Génération des streamers

III-2.2.1 Mécanisme de génération en polarité négative

Le mécanisme de génération de streamers dans un liquide en polarité négative commence par l'initiation d'une avalanche électronique dans la phase liquide à proximité immédiate de la cathode sur laquelle règne un champ local très élevé ($> 5 \text{ MV/cm}$) [Denat1988] [Kattan1991]. L'hypothèse d'une avalanche en phase liquide est appuyée par la grande indépendance de ce phénomène avec la pression hydrostatique (jusqu'à plus de 20 MPa), et par l'étude expérimentale et théorique de l'influence du rayon de courbure de pointe. Sous impulsion de tension à front raide, l'avalanche peut se déclencher après un retard qui décroît extrêmement rapidement avec la tension (jusqu'à $\approx 1 \text{ ns}$) [Lesaint2018], mettant en évidence le fait que l'électron germe générant l'avalanche est produit par le champ intense, probablement par un mécanisme d'émission de champ. Un tel mécanisme a été observé en phase liquide dans des hydrocarbures pour des champs de l'ordre de 20 MV/cm [Denat1988], qui peuvent être atteints localement sur des aspérités de surface. L'énergie injectée par l'avalanche dans un faible volume (quelques μm^3) conduit à la génération d'une première microbulle d'un rayon variant du μm à la dizaine de μm [Denat1999]. Une succession de décharges répétées au sein de cette bulle génère une expansion progressive de cette bulle, ce qui donne lieu à la croissance initiale d'un streamer [Kattan1989]. Ce phénomène est illustré en Figure 9 pour l'azote liquide [Frayssines2002th].

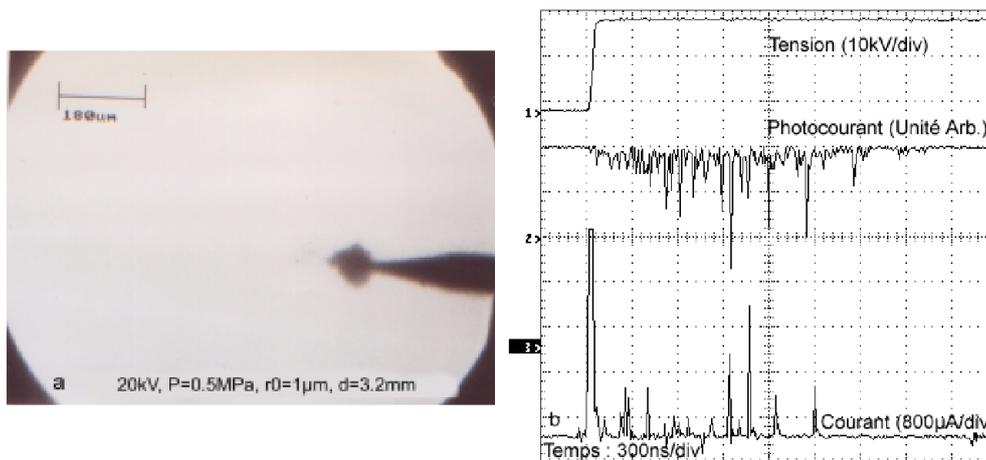


Figure 9 : Caractérisation d'un streamer négatif lent de « 1^{er} mode » dans l'azote liquide. (a) Imagerie du streamer en forme de « buisson ». (b) Tension appliquée, lumière émise et courant injecté dans le liquide [Frayssines2002th]

III-2.2.2 Mécanisme de génération en polarité positive

De manière similaire à la polarité négative, une cavité de taille microscopique est générée au voisinage de l'électrode positive, pour des valeurs de champ comparables ($> 5 \text{ MV/cm}$). Cependant, contrairement à la polarité négative, l'origine de cette cavité est moins claire. Il a été avancé dans [Naidis2015] une méthode de calcul basée sur une avalanche électronique en phase liquide (comme en polarité négative), présentant un accord raisonnable avec les essais réalisés. Néanmoins la dépendance de la tension de génération avec la pression (du simple au double dans le cyclohexane entre 0.10 et 9.0 MPa [Dumitrescu2001]) et l'existence d'un retard minimum à la génération (environ 40 ns [Lesaint2018]) vont à l'encontre de l'hypothèse d'une avalanche en phase liquide. Les courants de pré-initiation mesurés avec une pointe positive [Ingebrigtsen2007] pourraient provoquer l'échauffement du liquide par effet Joule [Dumitrescu2001] [Lesaint2018] et l'ébullition de celui-ci. La mise en mouvement électrohydrodynamique du liquide (EHD) par cette injection de courant

[Tobazéon1994], et les mécanismes de cavitation pouvant en résulter constituent d'autres hypothèses avancées pour expliquer l'apparition d'une cavité initiale [Lesaint2018].

III-2.2.3 Tensions de génération

Les tensions de génération des streamers dans l'azote liquide en géométrie pointe-plan ont été quantifiées dans [Yamazawa1998] [Frayssines2002th]. Celles-ci sont présentées en Figure 10. Dans les deux polarités, une certaine plage de tension existe entre une probabilité d'apparition nulle et une probabilité d'apparition certaine. Comme dans la plupart des liquides, les tensions d'apparition sont légèrement plus faibles en polarité négative qu'en polarité positive. L'augmentation de la pression hydrostatique jusqu'à 0.4 MPa mène à une légère augmentation des tensions d'apparition des streamers dans les deux polarités. Ces tensions d'apparition correspondent à un champ de génération de 13 MV/cm pour une pointe de 1 μm de rayon de courbure, comparable à celui déterminé dans les hydrocarbures à rayon de courbure équivalent [Top1999th].

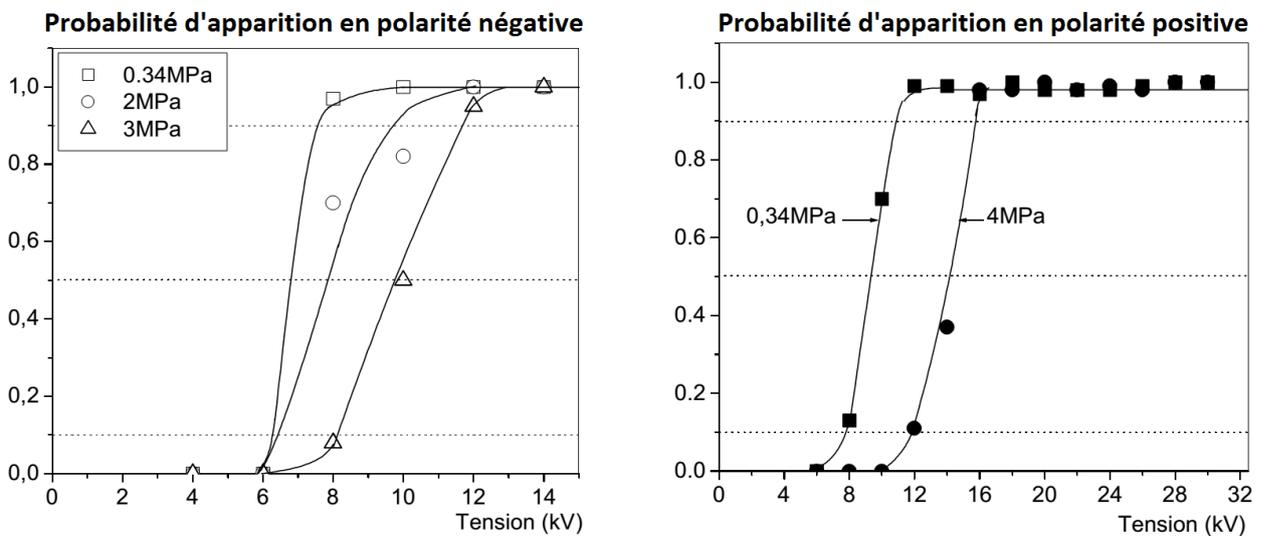


Figure 10 : Tensions de génération des streamers en géométrie pointe-plan (rayon de courbure = 1 μm , distance inter-électrode $d = 3,2 \text{ mm}$). (a) En polarité négative. (b) En polarité positive [Frayssines2002th]

III-2.3 Propagation des streamers dans l'azote liquide

III-2.3.1 Forme des streamers

Des images de la propagation des streamers dans l'azote liquide ont été obtenues en géométrie pointe-plan pour la première fois par [Fleszyński1979], dont quelques exemples sont reproduits en Figure 11. Les streamers négatifs présentent de nombreuses ramifications qui leur valent le nom de streamer « buisson ». En polarité positive, des streamers dit « filamenteux » sont observés, présentant beaucoup moins de ramifications. Des streamers lents positifs de forme buisson (dits de « 1^{er} mode ») ont été aussi relevés dans [Frayssines2002a], uniquement dans une gamme de tension allant de 10 à 30 kV avec des pointes très fines (rayon de 1 μm). Au-delà de cette tension, seuls des streamers filamenteux positifs (de 2^{ème} ou 3^{ème} modes) sont observés.

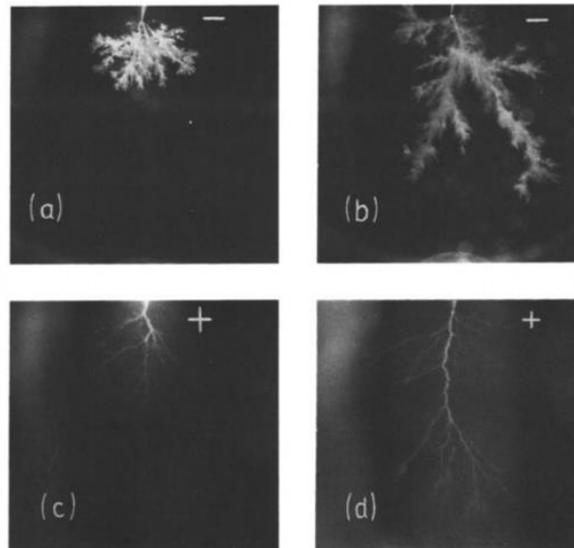


Figure 11 : Images de streamers se propageant dans l'azote liquide entre une pointe et un plan. (a-b) Streamers « buisson » en polarité négative. (c-d) Streamers « filamentaires » en polarité positive [Fleszyński1979].

III-2.3.2 Vitesse de propagation

La vitesse de propagation des streamers dans l'azote liquide a été mesurée en particulier dans [Frayssines2002th], dont est issue la Figure 12. En polarité négative, la vitesse de propagation ne présente pas de variation importante avec la tension appliquée, même lorsque cette tension est fortement augmentée, et la vitesse varie entre 100 et 600 m/s suivant les conditions expérimentales. Cette vitesse faible est typique des streamers dits de « 1^{er} mode », dont la pression interne est proche de l'équilibre avec le milieu environnant [Lesaint2016]. Leur propagation est logiquement fortement impactée quand la pression du liquide est augmentée [Frayssines2002th].

A l'inverse, une accélération brutale de la vitesse des streamers filamentaire est relevée à partir d'un seuil de tension (appelée « tension d'accélération ») en polarité positive. Leurs vitesses moyennes passent de quelques km/s (streamers de 2^{ème} mode) à des vitesses supérieures à 10 km/s (3^{ème} mode). Cette accélération traduit un changement de mécanisme de propagation, et a été observée dans de nombreux autres liquides diélectriques [Lesaint2016]. Pour des distances inter-électrodes plus faibles ($d = 3,2$ mm) en polarité positive, des vitesses de propagation jusqu'à 40 km/s ont été relevées dans [Frayssines2002a].

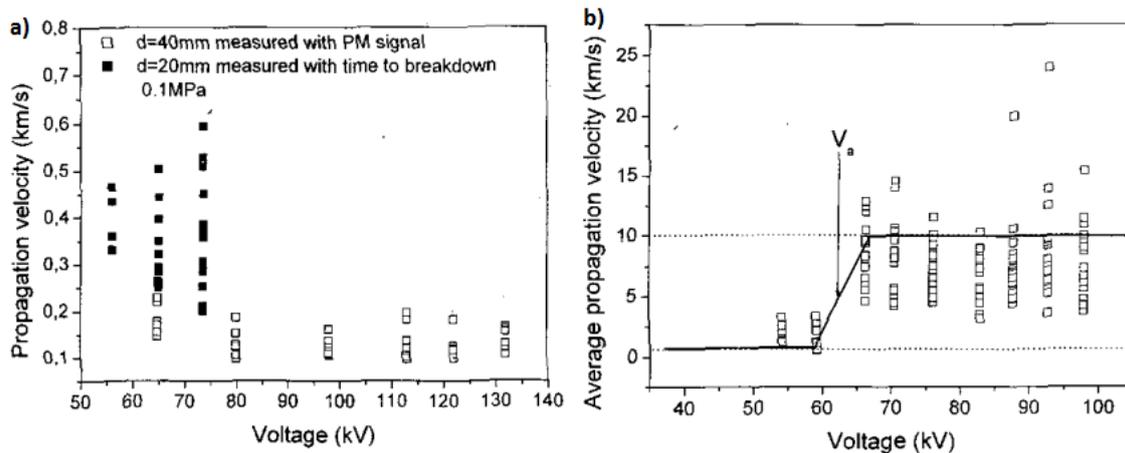


Figure 12 : Vitesse moyennes de propagation des streamers dans l'azote liquide en fonction de la tension, en géométrie pointe-plan (pointe de $1 \mu\text{m}$). (a) Polarité négative à 20 et 40 mm (b) Polarité positive à 80 mm de distance. [Frayssines2002b]

Dans d'autres publications [Fleszyński1979] [Blaz2014th] des mesures de retard au claquage ont été réalisées, néanmoins des vitesses de propagation ne peuvent pas en être déduites avec certitude car l'instant de génération des streamers n'est pas connu. En effet le retard au claquage est constitué de la somme du retard à la génération, et du temps de propagation (et de ce dernier peut être déduit la vitesse moyenne de propagation). Les résultats présentés dans [Yoshino1980] détaillent l'influence d'une impulsion haute tension de durée variable : les tensions de claquage observées en polarité positive sont beaucoup moins influencées par la réduction de la durée d'impulsion qu'en polarité négative, ce qui est cohérent avec une vitesse de propagation bien plus élevée en polarité positive. La capacité des streamers positifs de 3^{ème} mode dans l'azote liquide à se propager à des vitesses élevées ($> 10 \text{ km/s}$) sur des grandes distances ($> 5 \text{ cm}$), et à des tensions comparativement faibles, est comparable à celle des esters, par opposition aux huiles minérales présentant une meilleure résistance aux surtensions positives [Liu2009] [Denat2015].

III-2.3.3 Mécanismes de propagation

De nombreuses interrogations subsistent aujourd'hui sur les différents « modes » de propagation des streamers dans les liquides, et sur les mécanismes physiques de propagation associés. Quelques modèles caractérisant la propagation des streamers dans les liquides sont présentés ci-dessous.

La propagation des streamers lents de « 1^{er} mode » a été modélisée dans [Watson1991] [Watson1998] comme le résultat de l'étirement d'une bulle de vapeur chargée en surface par des décharges internes, sous l'effet des forces électrostatiques. Cet étirement augmente progressivement la tension et le champ appliqué sur la bulle, qui finit par atteindre une valeur critique au-delà de laquelle la bulle subit une décharge partielle, qui vient vaporiser une partie du liquide, augmenter la charge électrique à sa surface, et entretenir la propagation. Suivant ce modèle, la croissance du streamer est donc supportée par une série de décharges partielles internes, correspondant aux impulsions rapides de courant mesurées pendant la propagation. Cette hypothèse est appuyée par quelques résultats dans des liquides à forte viscosité [Watson1998], mais mise en défaut par d'autres études expérimentales [Beroual1986]. Il faut noter qu'indépendamment des forces électrostatiques, le simple fait que du liquide soit vaporisé par les décharges internes suffit à provoquer la croissance du streamer [Kattan1989].

Dans [Gournay1994] il est proposé un modèle de propagation des streamers de 2nd mode (forme filamenteuse et vitesse supersonique de quelques km/s), basé sur une analogie avec une source de chaleur mobile en tête du streamer, comme illustré en Figure 13. La stabilité de la vitesse de

propagation avec la pression est un argument en faveur d'une injection de charge en phase liquide en tête de streamer (ou du moins dans une phase de forte densité, peu sensible à la pression). L'injection de charge en tête de streamer peut être générée par une avalanche électronique en phase liquide, et/ou par un mécanisme d'ionisation de champ en phase liquide, dont l'existence dans le cyclohexane a été montrée pour des champs > 20 MV/cm [Denat1988]. La dissipation de chaleur associée à cette injection (de l'ordre de 10 W) induit un chauffage violent du liquide en tête du streamer, générant une phase gazeuse qui vient accroître sa longueur. La propagation s'effectue soit de manière continue, ce qui génère une onde choc de type « cône de Mach » (Figure 13), ou par à-coups, ce qui génère une série d'ondes de chocs sphériques, visibles en imagerie de type strioscopique (Schlieren).

Pour les streamers les plus rapides (3^{ème} et 4^{ème} mode), des mécanismes d'émission de champ (en polarité négative) ou d'ionisation de champ (en polarité positive) pourraient être à l'origine de ces modes de claquages particulièrement rapides [Lesaint2016]. Leurs grandes vitesses de propagation (souvent supérieures à 100 km/s, soit cent fois la vitesse du son) et la saturation de cette vitesse à des tensions élevées (comme observé en Figure 12) restent néanmoins difficiles à interpréter.

Comme dans le cas des gaz, la facilité de propagation des streamers filamenteux positifs comparée à celle des streamers négatifs peut être corrélée à la différence de nature des porteurs de charge en tête de filament. Les streamers négatifs ont à leur tête une charge d'espace constituée d'électrons de mobilité élevée, qui ont tendance à se disperser très rapidement, ce qui entraîne une forme d'autolimitation du champ électrique en tête de streamer. A l'inverse, les ions positifs de faible mobilité en tête de streamer positif forment une charge d'espace concentrée, qui induit de forts renforcements de champ.

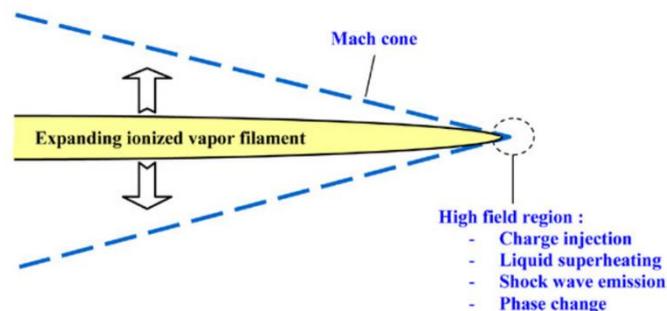


Figure 13 : Modèle de propagation des streamers de 2nd mode : analogie avec une source d'énergie mobile [Lesaint2016]

III-2.3.4 Longueur d'arrêt et mécanismes d'arrêt

Les longueurs d'arrêt des streamers dans l'azote liquide ont été mesurées systématiquement dans [Frayssines2002b], dont est issue la Figure 14. L'effet de la polarité est particulièrement visible : les longueurs des streamers filamenteux positifs (2^{ème} et 3^{ème} modes) augmentent rapidement à mesure que la tension augmente, tandis qu'en polarité négative la propagation des streamers lents (1^{er} mode) reste limitée à quelques dizaines de millimètres, même à des tensions supérieures à 100 kV. Cette tendance observée dans l'azote liquide est retrouvée dans de nombreux autres liquides diélectriques [Lesaint2016], c'est pourquoi les streamers positifs sont réputés plus « dangereux » que les négatifs pour l'isolation liquide d'appareils sous haute tension et à grande distance d'isolement.

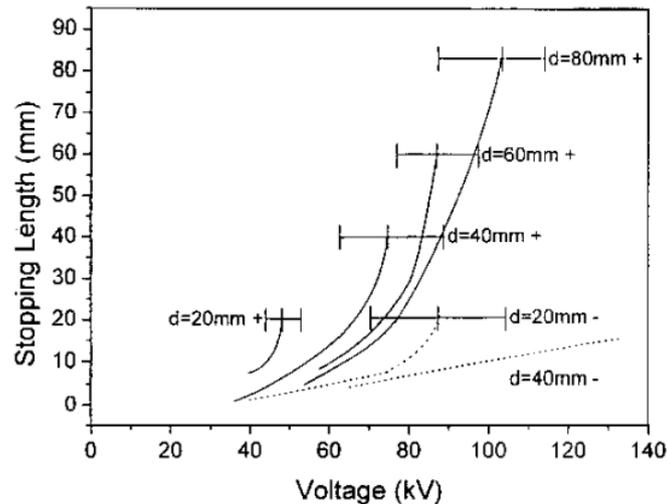


Figure 14 : Longueur d'arrêt des streamers dans l'azote liquide en fonction de la polarité et de la tension, en géométrie pointe-plan (pointe de $1\ \mu\text{m}$). [Frayssines2002b]

Deux raisons principales expliquent l'arrêt des streamers dans les liquides :

- Il a été observé notamment dans [Gournay1994] que les canaux gazeux des streamers suivent une dynamique d'expansion et de compression. Le modèle de Rayleigh [Rayleigh1917] explique la dynamique d'une bulle dans un liquide incompressible, qui est dominée par l'inertie du liquide. Si la durée de propagation du streamer est supérieure à la durée de vie du canal prévue par le modèle de Rayleigh, le streamer implose en se fractionnant en de multiples fragments, ce qui brise la continuité électrique du canal et stoppe celui-ci, comme cela est observé en Figure 15 ;
- Un champ électrique longitudinal est présent dans le canal du streamer. Ce champ électrique est influencé notamment par la valeur de « capacité linéique » du streamer, qui détermine directement le courant dans le streamer [Saker1996] [Chiba2005] (voir Figure 16), comme dans le cas des leaders dans les gaz. Ce champ est également influencé par la pression hydrostatique, et par la conductivité du liquide (pour les liquides fortement conducteurs comme l'eau). Si la longueur du streamer devient importante, la tension en tête du streamer chute à tel point que la propagation du streamer s'arrête, faute de champ électrique suffisant à sa tête. En polarité positive dans l'azote liquide, des champs longitudinaux particulièrement faibles (entre 3 et 9 kV/cm) ont été déterminés dans [Frayssines2002th], ce qui rend leur propagation sur de longues distance aisée, et donc dangereuse du point de vue de l'isolation.

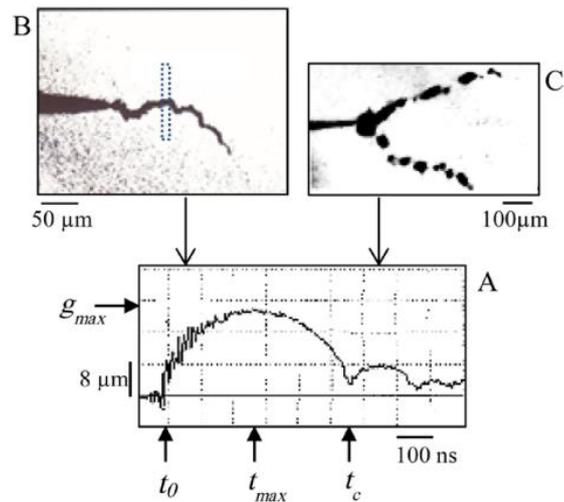


Figure 15 : (a) Mesure dynamique du diamètre d'un canal de streamer dans le pentane. (B) Image typique durant la phase d'expansion du canal. (C) Image typique après la phase d'implosion du canal de streamer. [Lesaint2016], mis en forme depuis [Gournay1994]

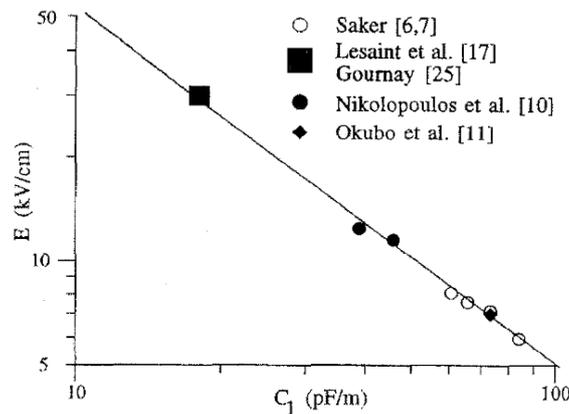


Figure 16 : Champ électrique longitudinal dans le streamer en fonction de la capacité linéique du streamer dans l'huile minérale [Saker1996]

IV Claquage dans l'azote liquide

IV-1 Généralités

Indépendamment des investigations « amont » portant sur les phénomènes de pré-claquage, de nombreuses investigations portent sur la seule mesure de tensions de claquage dans l'azote liquide dans une large variété de situations. Un grand nombre de paramètres extrinsèques, présentés en Figure 17 [Gerhold2002], peuvent influencer sur ces tensions de claquage. En plus de ces paramètres, il faut ajouter les paramètres « intrinsèques » que sont la pression et la température de l'azote liquide. Au total, ce grand nombre de facteurs d'influence explique la variabilité des résultats relevés dans la littérature, et la difficulté d'interpréter et d'utiliser ce genre de résultats.

Afin de pouvoir utiliser les mesures de claquage pour dimensionner un appareil, il est nécessaire d'en comprendre la signification, ce qui permet d'extrapoler en connaissance de cause ces résultats de laboratoire au cas de géométries différentes. L'étude des streamers dans les liquides permet de distinguer deux situations différentes typiques dans les essais de claquage :

- Lorsque le champ moyen ($E = V_c/d$) est élevé, tout streamer qui apparaît se propage jusqu'à l'électrode opposée pour provoquer le claquage. Ceci est essentiellement observé en champ uniforme et modérément divergent. Dans ce cas, la tension de claquage mesurée correspond à la tension nécessaire pour générer un streamer, et le claquage est alors « contrôlé par la génération ». Les tensions de claquage mesurées sont sensibles aux paramètres qui influencent la génération : nature du liquide, présence de pollution (particules solides, eau), de bulles, état de surface des électrodes, effets d'échelle (surface d'électrode, volume de liquide), temps d'application de la tension, charges d'espace, etc. C'est le cas du test normalisé de claquage des liquides CEI 156 (géométrie sphère-sphère, tension alternative). Dans ce type de mesure de claquage, certains paramètres « extrinsèques » (présence de pollution notamment) ont une influence beaucoup plus importante que celle de la nature du liquide elle-même : la présence de pollution peut par exemple diviser par 5 la tension de claquage d'une huile minérale dans le test CEI 156 (typiquement de 90 kV à moins de 20 kV), alors que la nature de l'huile n'a qu'une influence mineure dans ce test.
- Lorsque des streamers sont générés mais que le champ moyen est faible (ce qui se produit en champ divergent : géométries pointe-plan, tige-plan, lame-plan, etc.), les streamers peuvent s'arrêter et ne pas conduire au claquage. Dans ce cas, la tension de claquage représente la tension minimum permettant la propagation jusqu'à l'électrode opposée, et le claquage est alors dit « contrôlé par la propagation ». La tension de claquage est alors peu sensible à des paramètres tels que la présence de particules (qui n'a pas d'influence sur la propagation), et beaucoup plus à d'autres relatifs à la propagation (nature du liquide, polarité, pression, etc.).

Cette distinction entre ces deux cas limites, généralement ignorée dans les essais où seule la tension de claquage a été mesurée, permet dans de nombreux cas de mieux comprendre, interpréter, et extrapoler ce type d'essais.

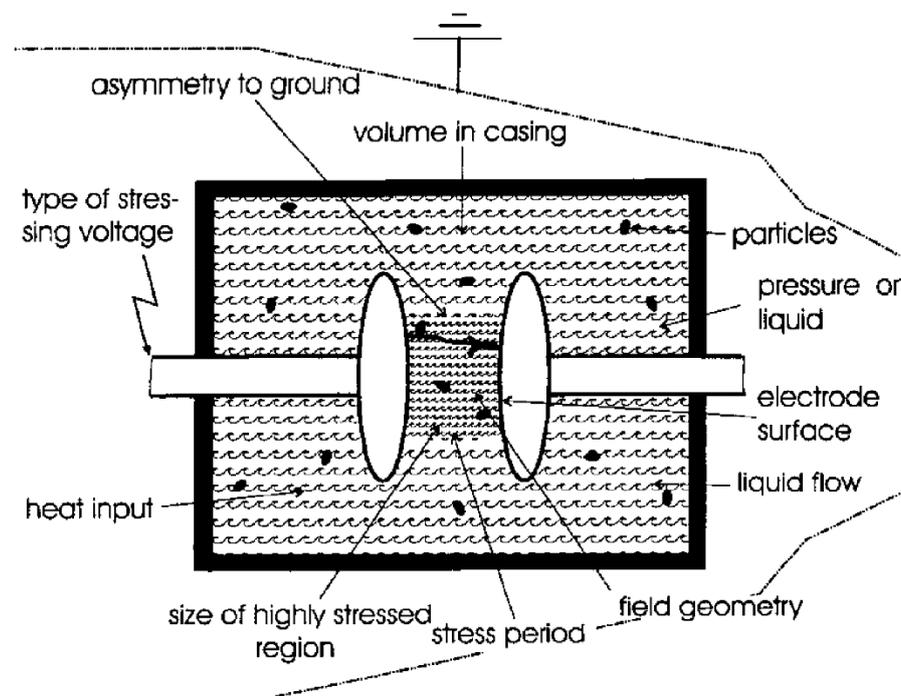


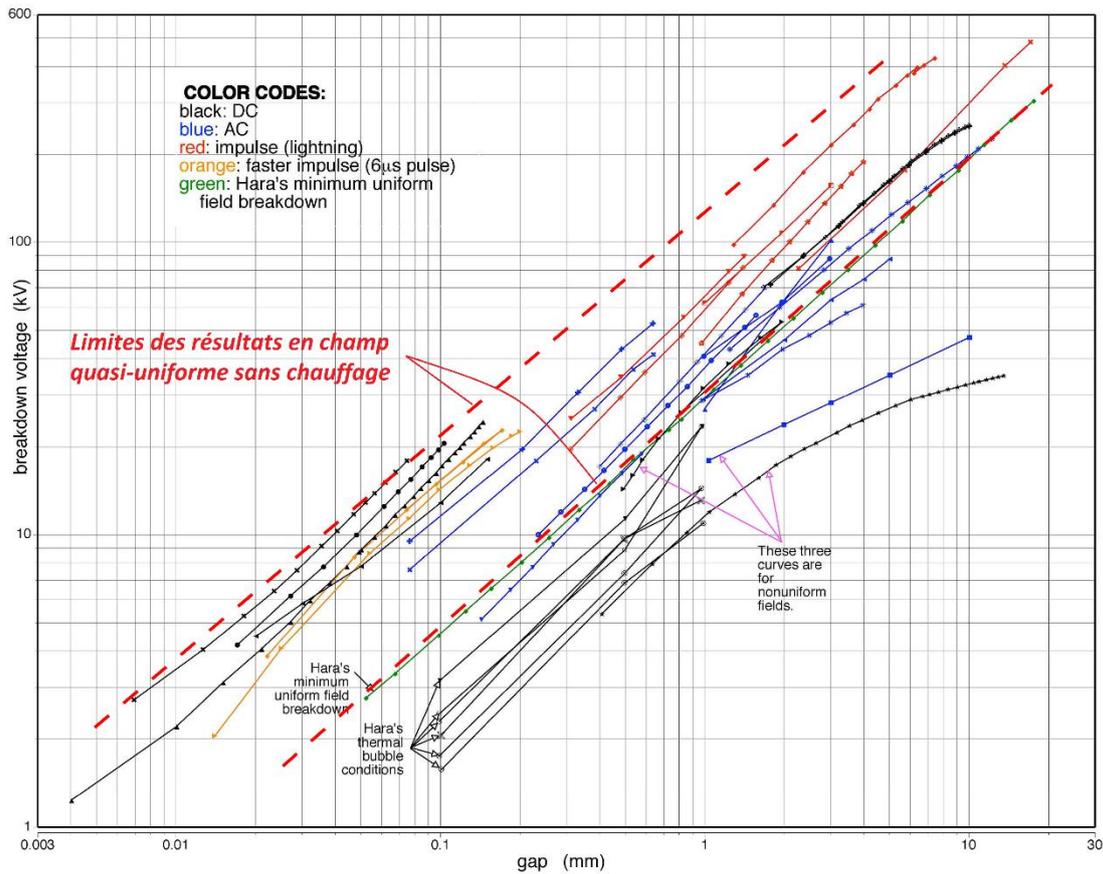
Figure 17 : Paramètres extrinsèques susceptibles d'influencer le claquage dans l'azote liquide [Gerhold2002]

La Figure 18, issue du rassemblement d'un grand nombre de données des tensions de claquage dans l'azote liquide, montre la diversité des tensions de claquage tracées en fonction d'un seul paramètre

(distance inter-électrode), indépendamment de tous les autres paramètres influant sur le claquage, évoqués sur la Figure 17. A l'exception de certaines mesures réalisées sous champ non-uniforme, et en présence de bulles de vapeur, ces mesures (entre les lignes en pointillés sur la Figure 18) correspondent à des essais réalisés sous champ uniforme ou quasi-uniforme (géométrie sphère-plan). Des variations de 1 à 5 sur les tensions de claquage sous champ quasi-uniforme sont observables pour une même distance, dues à plusieurs facteurs tels que la surface d'électrode, la forme d'onde de tension (AC, DC, impulsions), la présence de pollution par des particules solides (généralement non précisée), etc. Par exemple, les champs moyen de claquage (définis comme la tension de claquage divisée par la distance inter-électrode) pour $d = 0,5$ mm varient entre 30 kV/mm et 90 kV/mm. Les champs moyen de claquage diminuent avec la distance, par exemple de 40 kV/mm ($d = 0.1$ mm), jusqu'à 15 kV/mm ($d = 10$ mm) pour les valeurs minimum. En présence de bulles de vapeur, ces valeurs sont abaissées jusqu'à environ un facteur 3. Pour des champs divergents, une nette décroissance des champs moyens de claquage est observée.

Dans le cas des mesures de claquage sous champ quasi-uniforme, les valeurs de champ moyen, de 15 kV/mm jusqu'à plus de 200 kV/mm, sont telles que le claquage est contrôlé par la génération dans tous les cas [Frayssines2002th]. Ces résultats montrent donc l'influence des différents paramètres d'expérience (forme de tension, forme d'électrode, procédure de mesure, probablement présence de pollution) sur le champ moyen de génération de streamer.

Une grande diversité de conditions expérimentales est étudiée dans les essais de laboratoire, mais ces résultats sont toutefois difficilement extrapolables au cas de l'isolation réelle d'un SCFCL, car les géométries étudiées en laboratoire sont généralement très différentes. Les prochaines sections de ce chapitre viseront à caractériser l'influence de quelques paramètres parmi les plus pertinents sur les tensions de claquage.



- Swan 1960-2 platinum, DC sphere/sphere(0.5cm) 1atm 77K
- Swan 1960-3 stainless, DC sphere/sphere(0.5cm) 1atm 77K
- Blaisse 1958-5, DC sphere(5mm)/plane 1atm 65K
- Yoshino 1982a 10 plane-sphere(10mm) 6 microsec pulse 1 atm 77K
- Shiraiishi 1981-2, 6usec-pulse sphere(8mm)/plane 1atm 77K
- Kronig 1942-2 steel, DC sphere/plane 1atm 77K
- Mathes 1967-8, 60Hz(peak) sphere/sphere(0.5in) 1atm 63K
- Fallou 1975-5 impulse, impulse 1.2/50 1atm
- Mathes 1967-8, 60Hzpeak sphere/sphere(0.5in) 1atm 77K
- Hara 1989b 11 pos impulse plane-plane 1 atm (heater: gnd electrode)
- Hara 1989b 11 neg impulse plane-plane 1 atm (heater: gnd electrode)
- James 2007a 4R neg imp sphere- gnd plane 1.634 bar
- Kwag 2006 a 10a sphere-plane impulse
- Hara 1988-10 Burnier, ACpeak sphere/sphere(62.5mm) 1atm
- Sauers 2008 3 sphere-plane neg impulse 1.027 bar
- Gerhold 1998a-1 DC uniform 0.1MPa
- Gerhold 2002a-4, DC near/uniform 0.1MPa 77K
- Hara 1988-10 Iwata, ACpeak plane/sphere(dia 10mm)
- Baek 2003b-4, 60Hz(peak) sphere/plane 1atm 77K
- Fallou 1975-5 AC, AC/peak 1atm
- James 2007a-1 right, ACpeak sphere(101.6mm)/plane 1.014 bar 77K
- Hara 1988-10, estimated lowest breakdown, uniform fields
- Hara 1988-10 Kaneko, ACpeak plane/plane 1atm 77K
- Hara 1988-10 Menon, DC strongly inhomogeneous field
- Husain 2002-4, 50Hz(peak) plane/plane 1atm 77K
- Kwag 2006 a 10a sphere-plane AC(50 Hz)
- Baek 2003b -4, 60Hzpeak needle/plane 1atm 77K
- Gerhold 2002a-10, DC point/plane 0.1MPa 77K
- Hara 1988 10 pos dc vertical plane-plane thermal bubbles 4w/cm²
- Hara 1988 10 pos dc vertical plane-plane thermal bubbles 20 w/cm²
- Hara 1988 10 pos dc vertical plane-plane thermal bubbles 100 w/cm²
- Hara 1988 10 neg dc vertical plane-plane thermal bubbles 4 w/cm²
- Hara 1988 10 neg dc vertical plane-plane thermal bubbles 20 w/cm²
- Hara 1988 10 neg dc vertical plane-plane thermal bubbles 100 w/cm²

Figure 18 : Revue des tensions de claquage dans l'azote liquide en fonction de la distance. Adapté de [Sauers2009]

IV-2 Paramètres influençant le claquage en champ quasi-uniforme

IV-2.1 Influence de la distance

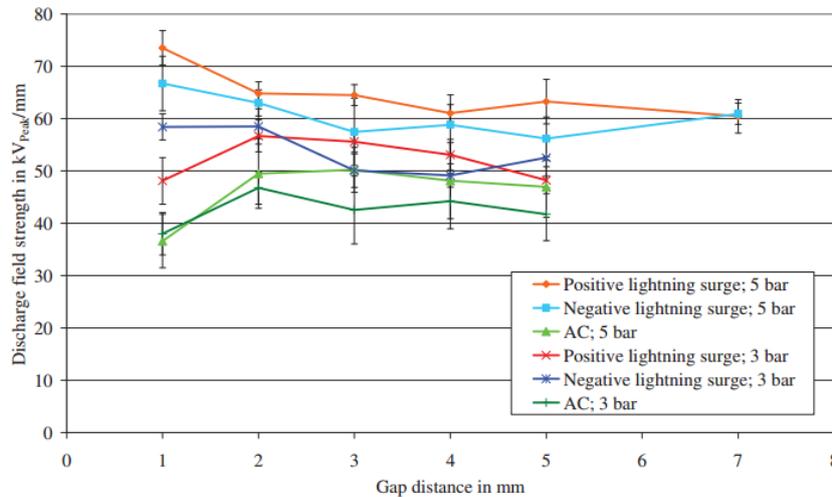


Figure 19 : Champs moyen de claquage dans l'azote liquide en fonction de la distance en champ électrique homogène (électrodes Rogowski de diamètre 108 mm) [Blaz2012].

Sous champ uniforme, les tensions de claquage varient presque linéairement avec la distance inter-électrode et le champ moyen de claquage est quasiment constant, comme illustré en Figure 19, sous trois types d'onde et deux polarités. Sous champ faiblement divergent (avec des électrodes sphériques) [Winkler2007] [Na2011] [Fink2014a] relèvent logiquement une légère baisse des champs de claquage avec la distance, dû à l'augmentation du renforcement de champ avec la distance.

IV-2.2 Influence du sous-refroidissement

Le diagramme de phase en fonction de la pression et de la température, déjà présenté en Figure 1, présente les conditions dans lesquelles l'azote liquide est à l'équilibre liquide/gaz, et les conditions dans lesquelles il est sous-refroidi.

La Figure 19 vue précédemment montre qu'en géométrie uniforme, une augmentation de pression de 0,3 à 0,5 MPa induit une augmentation faible de la tension de claquage (environ + 10 %), en accord avec les mesures de [Frayssines2002th] qui indiquent une augmentation d'environ +15 % entre 0,1 et 0,5 MPa sous tension alternative et impulsionnelle. Etant donné que le claquage est ici contrôlé par la génération, ces résultats reflètent l'influence de la pression sur la génération des streamers. Des études systématiques de l'influence de la pression et de la température sur les tensions de claquage ont été réalisées dans [Hayakawa2014], dont quelques résultats sont présentés en Figure 20. En champ faiblement divergent, une augmentation de la pression ou une diminution de la température induisent une augmentation des tensions de claquage de 10 à 50 % dans la gamme de pression et de température étudiée. A plus haute pression, une tendance à la saturation des tensions de claquage à partir de 0.30 MPa [Frayssines2003] [Nishimachi2012] montre un intérêt réduit à augmenter davantage la pression dans un but d'améliorer l'isolation.

Etant donné que le claquage est également contrôlé par la génération des streamers dans ces conditions, ces résultats mettent en évidence de manière indirecte le fait qu'un abaissement de la température à 65 K induit une augmentation modérée de la tension de génération de streamers. Une telle influence n'a jusqu'à présent pas été étudiée de manière systématique par observation directe des streamers.

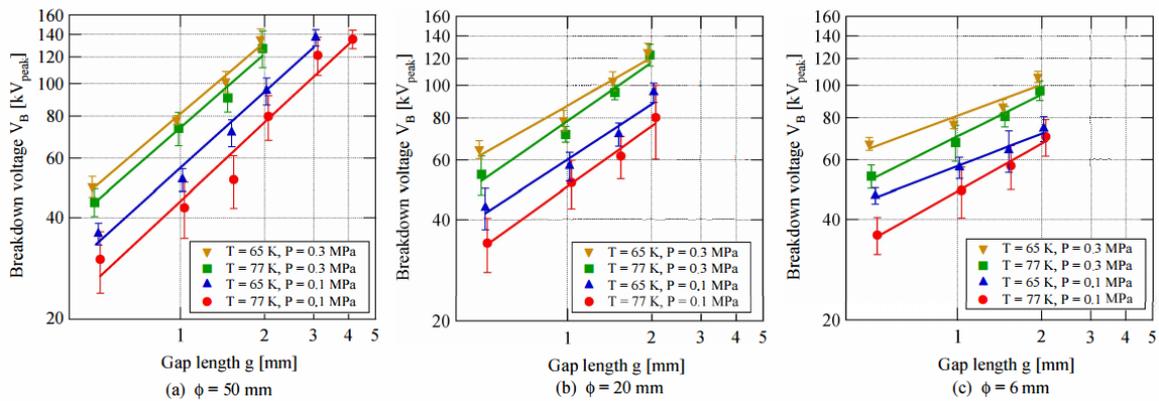


Figure 20 : Tensions de claquage dans l'azote liquide en géométrie sphère plan, à des températures de 77 et 65 K, et des pressions de 0.10 et 0.30 MPa. (a) Diamètre de l'électrode sphère = 50 mm. (b) Diamètre de l'électrode sphère = 20 mm. (c) Diamètre de l'électrode sphère = 6 mm. [Hayakawa2014].

IV-2.3 Effet d'échelle

Dans cette section, les effets connus sous les noms « d'effet de surface » et « d'effet de volume », seront rassemblés sous l'appellation « effet d'échelle ». Des considérations plus détaillées sur la distinction entre les deux effets peuvent être trouvées dans [Trinh1982] [Goshima1995a] [Marcović2017].

Dans l'huile minérale, des travaux étudiant à la fois la distribution des claquages en fonction de la probabilité et l'effet d'échelle ont été réalisés de manière approfondie dans plusieurs études [Weber1956] [Trinh1982]. Ces travaux effectués avec un grand nombre de répétitions (jusqu'à 400 claquages par condition expérimentale) mettent en évidence une dissymétrie de la distribution des tensions de claquage avec la tension, suffisante pour mettre en doute l'usage de la loi gaussienne (p -valeur inférieure à 10^{-3}). A l'inverse, l'usage des lois d'extrémum généralisé (lois de Fréchet, Gumbel et Weibull) est en meilleure adéquation avec les résultats expérimentaux. De plus, ces lois d'extrémum généralisé vérifient la propriété de stabilité par minimum (la distribution de probabilité doit être de même nature quel que soit la surface des électrodes ou le volume de diélectrique mis en jeu), ce qui n'est pas le cas d'un point de vue théorique avec la distribution gaussienne.

Dans l'hypothèse où la variable aléatoire « A » représentant le claquage peut s'exprimer comme le minimum d'un grand nombre de variables indépendantes et identiquement distribuées « a_i » correspondant au claquage d'une région élémentaire de faible dimension (théorie du maillon faible [Weibull1951]), le théorème des valeurs extrêmes [Gnedenko1943] assure la convergence en loi de A vers une des 3 lois d'extrémum généralisé (Fréchet, Gumbel, ou Weibull), quelle que soit la distribution associée à a_i .

A notre connaissance, les premiers travaux étudiant l'effet d'échelle dans l'azote liquide sont présentés dans [Kawashima1974]. Une analyse théorique et expérimentale basée sur les considérations précédentes est menée dans l'azote liquide par [Goshima1995a] [Goshima1995b], utilisant la distribution de Weibull. L'usage de la distribution de Weibull est maintenant largement généralisé dans les études diélectriques pour modéliser la probabilité de claquage en fonction de la tension, y compris dans les milieux cryogéniques [Tsuboi2010a] [Zhao2015] [Lee2017]. Les travaux présentés dans [Hayakawa2015] couplent l'effet d'échelle, la statistique de Weibull et l'influence du sous-refroidissement pour regrouper les tensions de claquage de nombreux travaux sous champ faiblement divergent dans une courbe « universelle », présentée en Figure 21. On notera l'existence d'autres outils similaires dans la littérature, notamment [Pace2011].

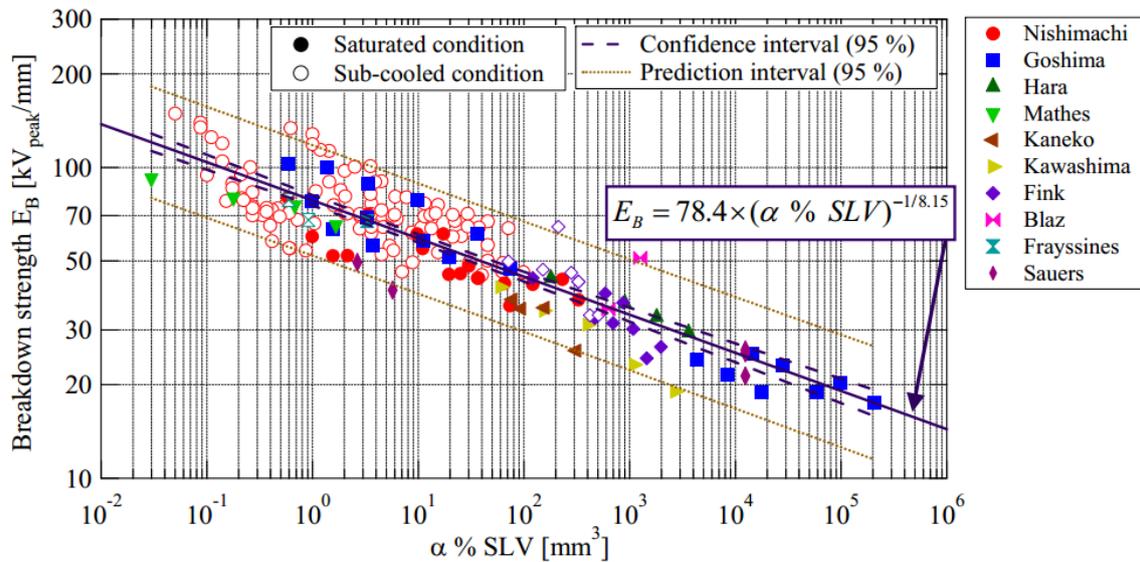


Figure 21 : Revue de l'influence de l'effet d'échelle en AC sur le champ électrique maximum de claquage [Hayakawa2015].

Le paramètre d'échelle considéré ici est le volume de liquide soumis à un champ élevé, situé entre le champ maximum et une borne inférieure fixée de 81 % à 93 % du champ maximum. Ce pourcentage de champ maximal à considérer conduit à calculer un « volume stressé équivalent » (SLV) qui apparaît sur la Figure 21, et permet d'extrapoler l'effet de volume aux cas des champs non uniformes.

Comme présenté en Figure 22, l'influence des conditions de pression et de température est intégrée à la courbe en modifiant le pourcentage de champ maximum (de 83 à 91 %) pour rendre compte de l'effet de ces paramètres. L'influence de la pression et de la température a été attribuée dans différents travaux [Peier1979] [Gerhold1979] [Hayakawa2014] à la présence de microbulles dans le volume d'azote, dont la taille et la quantité varient suivant le niveau de sous-refroidissement. Il est supposé que plus le niveau de sous-refroidissement augmente, plus le nombre et le volume de bulles diminuent. Ainsi les bulles susceptibles de générer un claquage seraient moins nombreuses et il faudrait appliquer davantage de champ électrique pour obtenir un claquage. Ceci justifie le fait d'utiliser un pourcentage du champ maximum plus élevé en conditions de sous-refroidissement.

Il faut toutefois remarquer que la présence de microbulles en équilibre dans le liquide n'a pas été attestée (dans le cas de la vapeur celle-ci est théoriquement impossible en conditions de sous-refroidissement). Il est clair que d'autres causes peuvent expliquer l'effet de la pression et de la température, en particulier liées à la génération des streamers, et que l'effet de volume est également lié à d'autres paramètres tels que la présence de particules et de défauts de surface, comme cela a été montré dans l'huile minérale [Trinh1982]. Cependant, la Figure 21 présente un intérêt pratique certain dans la mesure où elle permet d'extrapoler entre des conditions expérimentales différentes.

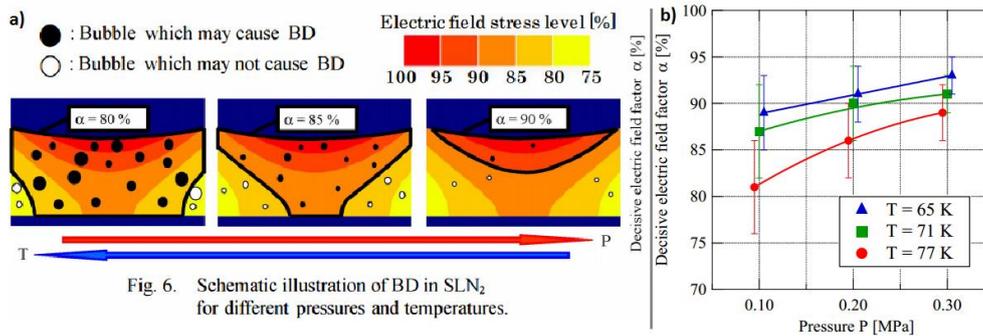


Figure 22 : Influence de la pression et de la température sur le pourcentage de champ maximal déterminant le claquage. (a) Schéma de principe. (b) Valeurs de α pour différentes conditions expérimentales [Hayakawa2015].

IV-2.4 Influence de la forme d'onde

IV-2.4.1 Comparaison entre ondes simples

Une comparaison entre les tensions de claquage en AC et en choc de foudre (LI standardisé - 1,2/50 μs) est effectuée dans [Fink2014b]. A condition expérimentales identiques, des tensions de claquage de 30 à 50 % plus élevées sont observées en impulsionnel par rapport à l'onde AC. A l'inverse, une comparaison entre AC et choc 0,4/1400 μs effectuée dans [Frayssines2002th] montre qu'entre 0.10 et 0.50 MPa la tension de claquage en AC est quasiment égale à la tension de claquage la plus faible des deux polarités en tension impulsionnelle. La Figure 19 vue précédemment montre que le rapport entre la tension de claquage sous tension impulsionnelle et alternative est particulièrement faible dans l'azote liquide (entre 1,1 et 1,5 environ).

Bien que le rapport entre la tension de claquage sous tension impulsionnelle et alternative varie suivant les sources, il reste beaucoup plus faible que dans l'huile minérale, dans laquelle un rapport supérieur à 2 est généralement trouvé [Kawagushi1972] [Lesaint2011]. Dans [Goshima1995b], une comparaison entre AC et DC est effectuée en faisant varier le rayon d'électrode. La tension de claquage en AC (valeur crête) se situe systématiquement au niveau de la polarité la plus basse en DC.

IV-2.4.2 Ondes superposées

Malgré son intérêt évident pour le dimensionnement des appareils des réseaux électriques, l'étude des claquages en ondes superposées reste beaucoup moins étudiée que les claquages en onde simple. Les quelques résultats présentés dans la littérature présentent des résultats parfois contradictoires. En étudiant les performances d'un câble supraconducteur, [Suzuki2006] observe que la valeur maximale de tension (somme algébrique de la tension AC et de la surtension LI) se révèle suffisante pour interpréter les niveaux de décharges partielles observés dans le câble. A l'inverse dans [Sahu2005], une réduction surprenante des tensions de claquage est relevée dans l'azote liquide en appliquant une polarisation DC de quelques kV seulement sur une onde AC de plusieurs dizaines de kV. Une polarisation négative semble particulièrement affecter les niveaux de tenue, sans que la raison physique de ce phénomène ne soit clairement identifiée. Dans [Sha2013], il est mis en évidence que dans l'huile minérale, le niveau de décharges partielles en DC superposé à du AC décroît linéairement avec le niveau de tension DC appliqué, de telle sorte que le niveau de tension maximal des deux ondes superposées suffit à décrire la tension d'apparition des décharges partielles. En revanche avec un isolant solide recouvrant l'électrode de masse, les niveaux de décharges partielles dépendent fortement de la polarité DC appliquée. Des différences de densité de la charge d'espace sur l'isolant solide sont invoquées pour expliquer ce phénomène.

Aucune étude ne permet d'apprécier le comportement de l'azote liquide avec des tensions DC et impulsions superposées, dans les conditions typiques d'un SCFCL : champ fortement divergent (au bord de rubans supraconducteurs), avec ou sans chauffage.

IV-2.5 Influence du temps d'application

L'influence de la durée d'application des contraintes électriques sur les phénomènes de claquage doit être décomposée en deux influences distinctes [Brown1982] : un vieillissement lié à la dégradation de la qualité de l'isolation avec le temps, et une influence statistique indépendante du temps, mais dépendante de la durée d'application des contraintes. Ces deux effets seront discutés séparément dans les prochains paragraphes.

IV-2.5.1 Phénomène de vieillissement

L'azote liquide ne subit pas de vieillissement à proprement parler. Contrairement aux solides isolants (polymères) et à de nombreux liquides (hydrocarbures, esters), sa nature chimique extrêmement simple (un seul type d'atome) empêche toute modification de sa structure. Aucun produit de décomposition stable ne peut être généré à partir d'azote N_2 pur : les phénomènes de décharges électriques (streamers, arcs) ne peuvent générer que des atomes et des ions instables se recombinaison rapidement en diazote.

Néanmoins, la qualité isolante de l'azote liquide peut se dégrader avec le temps, en considérant l'effet des impuretés. Les isolants solides et les pièces métalliques sont susceptibles de générer des particules solides libres de se déplacer dans le bain sous l'effet de la gravité, de la convection, et du champ électrique (voir paragraphe IV-4.2). La teneur en impuretés d'un bain d'azote peut également augmenter à mesure que de l'azote liquide de pureté non optimale est introduit pour compenser la vaporisation d'azote dans ce bain. La liquéfaction de gaz de l'atmosphère ayant un point d'ébullition plus élevé que l'azote (essentiellement l'oxygène et l'argon), ainsi que la condensation de vapeur d'eau (particules de glace) sont d'autres sources d'impuretés. L'effet de particules métalliques dans l'azote liquide est étudié dans plusieurs travaux de recherche [Jaksts1990] [Hara2002], mettant en avant l'influence néfaste de ces particules sur les tensions de claquage.

IV-2.5.2 Réduction statistique de la tension de claquage avec le temps

La Figure 23 [Gerhold1998] présente la réduction des tensions de claquage sous tension alternative avec le temps d'application (jusqu'à environ 2 minutes) dans l'azote liquide et l'hélium liquide. Sur une échelle de temps plus courte, l'utilisation de chocs HT de durée de plus en plus grande [Hara1991] induit une réduction progressive des tensions de claquage dans l'azote liquide : celles-ci passent d'environ 45 kV à 20 kV entre un choc 1,2/80 μ s et un choc 115/415 ms. Dans l'huile minérale, de nombreuses études ont mis en évidence de tels effets, sur des échelles de temps beaucoup plus longues (jusqu'à plusieurs mois). Entre des contraintes en choc de l'ordre de la milliseconde et des contraintes AC de l'ordre d'une heure, les tensions de claquage sont réduites de moitié et les tensions d'apparition des décharges partielles de 30 % environ [Ikeda1982].

Plusieurs mécanismes sont à l'origine de cette dégradation. Sur des échelles de temps courtes (μ s à ms), les propriétés des streamers (temps de propagation, retard à l'apparition) peuvent expliquer certains comportements. Sur des échelles plus longues, le mouvement de particules, leur accumulation, les effets de charges d'espaces, la dégradation de matériaux en présence de décharges partielles, etc. peuvent contribuer à dégrader la tenue. Cet effet statistique du temps d'application peut être décrit par des lois de probabilité, comme la loi de Weibull vue dans la section IV-2.3 de ce chapitre. La probabilité de défaut des postes électrique sous enveloppe métalliques a été abondamment étudiée, de par l'usage généralisé de ceux-ci pour le transport de l'électricité sous haute tension, dont quelques résultats sont présentés en Figure 24 [Tsuboi2010b].

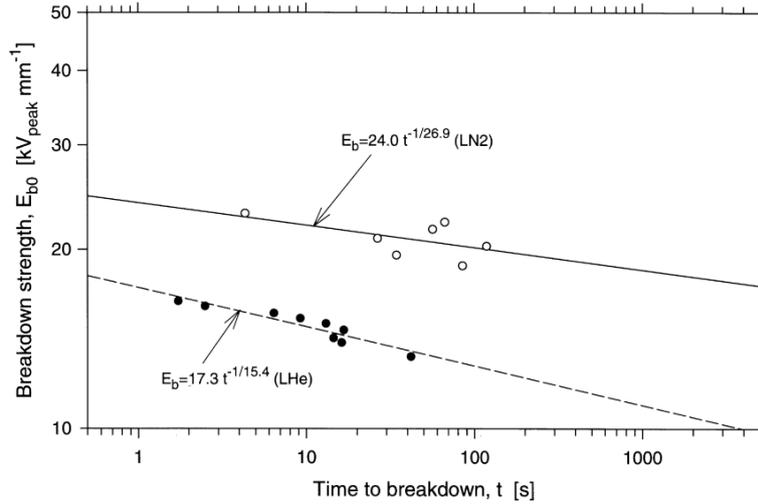


Figure 23 : Caractéristique « Durée de vie-Tension appliquée » pour l'azote liquide et l'hélium liquide en AC avec des électrodes coaxiales espacées de 4,5 mm. [Gerhold1998]

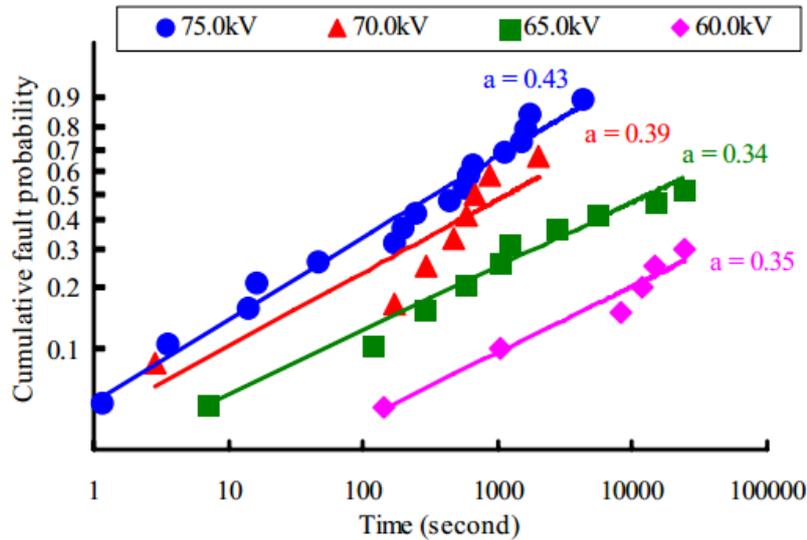


Figure 24 : Probabilité de défaut dans les postes sous enveloppe métallique en fonction de la tension appliquée et de la durée d'application de la tension [Tsuboi2010b]

Le coefficient « a » présenté dans la Figure 24 est défini dans l'équation 4 :

$$p = 1 - e^{-A*(V^{n*t})^a} \quad (4)$$

Où t est le temps d'application de la contrainte (en s), V est la tension appliquée (en V), n est un coefficient correspondant à la pente de la courbe V-t, a est le facteur de forme temporel, et A est une constante (en $V^{-n*a} \cdot t^{-a}$). En fonction de la valeur de a, trois cas correspondant à des hypothèses de vieillissement différentes se dégagent :

- a = 1 : Le taux de défaillance est constant. Ce cas correspond à l'hypothèse où la probabilité de claquage ne dépend pas du temps. Aucun phénomène de vieillissement ou de conditionnement n'est à l'œuvre ;
- a < 1 : Le taux de défaillance diminue avec le temps. Ce cas correspond à un processus dans lequel les échantillons les plus faibles ont une défaillance rapide, tandis que les échantillons survivants sont statistiquement plus robustes et survivent mieux dans le temps. Ce cas souvent

observé est aussi le plus favorable pour le domaine de l'isolation haute tension, où les appareils sont mis en service pour une longue durée de vie (30 ou 50 ans) ;

- $a > 1$: Le taux de défaillance augmente avec le temps. Ce cas correspond à un processus d'usure ou de dégradation progressive de l'isolation, très défavorable sur le long terme.

La valeur de ce facteur de forme a peut varier avec le temps, donnant généralement une courbe de fiabilité en forme de « baignoire » [Zhang2007] : Le taux de défaillance initialement élevé décroît vers une valeur faible et stable sur une longue durée, pour enfin s'accroître fortement en fin de vie du produit

IV-2.6 Rugosité des électrodes

Les surfaces des électrodes métalliques ne sont pas parfaites, et des aspérités de différentes natures sont présentes (rayures, cratères, pointes, ...). Ces aspérités induisent des renforcements de champ dans leur voisinage immédiat, ce qui peut favoriser l'initiation de phénomènes pré-disruptifs. L'impact de la rugosité sur les tensions de claquage dans l'azote liquide a été étudié notamment par [Hayakawa1997], dont quelques résultats sont présentés en Figure 25.

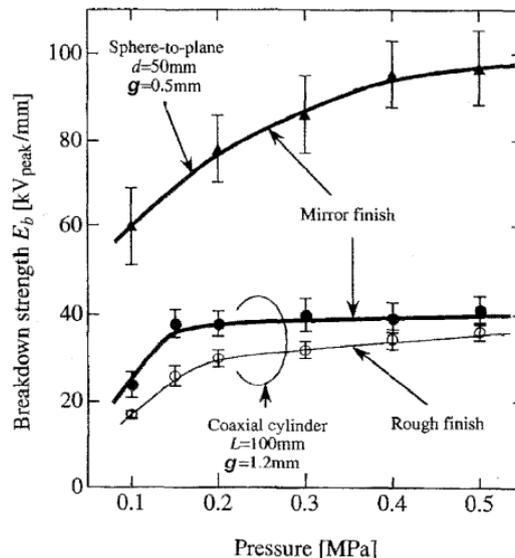


Figure 25 : Tensions de claquage en fonction de la pression, en géométrie sphère-plan, ainsi qu'en géométrie coaxiale avec une rugosité d'électrode faible ($< 1 \mu\text{m}$, « Mirror finish ») ou forte ($\sim 200 \mu\text{m}$, « Rough finish »). [Hayakawa1997]

Les tensions de claquage sont significativement plus faibles avec un état de surface fortement dégradé, ce qui est cohérent avec l'argument d'un renforcement de champ plus important avec une électrode rugueuse et un claquage contrôlé par la génération. Un effet similaire est relevé pour des isolants solides plongés dans l'azote liquide dans [Kim2014], et dans l'azote liquide seul par [Peier1979].

IV-3 Champ divergent

IV-3.1 Influence de la divergence du champ

La Figure 26 [Goshima1995] présente l'évolution des tensions de claquage en fonction du rayon de courbure des électrodes. La lecture de ce graphique se fera pour des rayons de courbure décroissant (« de droite à gauche »). A partir d'électrodes de grande dimension générant des champs électriques quasi-uniforme, la tension de claquage augmente légèrement en réduisant le rayon de courbure des électrodes. Cette variation est à relier directement aux effets d'échelle déjà discutés dans la section IV-2.3 : Une taille d'électrode réduite implique une surface d'électrode et un volume de liquide sous contrainte plus faible, donc une augmentation statistique des tensions de claquage. En diminuant

avantage le rayon de courbure des électrodes, la tension de claquage passe par un maximum avant de décroître. En effet le champ électrique devient de plus en plus renforcé au voisinage des électrodes (effet de pointe), favorisant le claquage, qui se produit donc à plus basse tension.

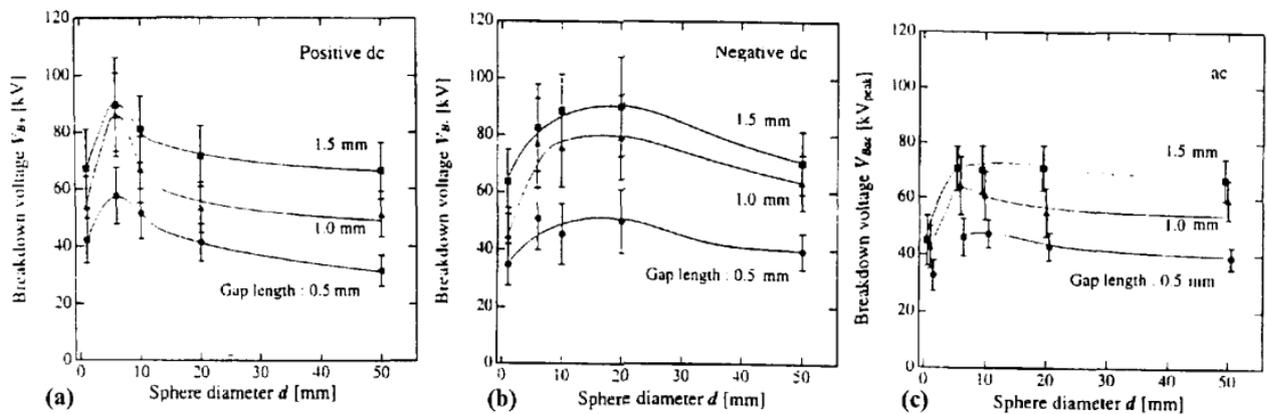


Figure 26 : Tensions de claquage dans l'azote liquide avec différents rayons de courbure d'électrodes et différentes distances inter-électrodes. (a) Polarité positive. (b) Polarité négative. (c) Tension alternative (60 Hz) [Goshima1995].

Pour une géométrie de pointe hyperbolique faisant face à un plan à la masse, le champ électrique maximal E_{max} au bout de cette pointe varie quasiment de manière inversement proportionnelle au rayon de courbure de cette pointe, suivant l'équation 5 [Coelho1971] :

$$E_{max} = \frac{2 * V}{r * \ln(4 * \frac{d}{r})} \quad (5)$$

Où V est la tension appliquée, r_0 est le rayon de courbure de la pointe, et d est la distance entre la pointe et le plan. L'utilisation du champ maximal pour prédire le claquage n'est toutefois valable que si le claquage est contrôlé par la génération, ce qui pour une géométrie pointe-plan n'est le cas qu'à faible distance.

IV-3.2 Influence de la distance

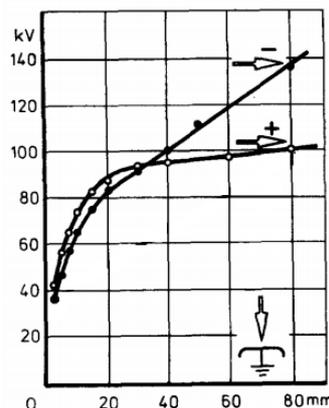


Figure 27 : Tensions de claquage dans l'azote liquide avec en fonction de la distance pour différentes polarités, en géométrie pointe-plan (rayon de courbure de la pointe = 100 μ m). Adapté de [Fleszyński1979].

En champ divergent, les tensions de claquage varient de façon fortement non-linéaires avec la distance inter-électrode. Dans l'azote liquide, des essais systématiques en choc de tension avec des pointes (Figure 27) ont été effectués notamment par [Fleszyński1979]. Une forte augmentation des tensions de claquage sur les premiers millimètres (claquage contrôlé par la génération) est suivie d'une variation linéaire beaucoup moins rapide (claquage contrôlé par la propagation). A grande distance,

une pente de 1 kV/mm est constatée en pointe négative, tandis qu'en polarité positive les streamers se propagent beaucoup plus facilement, et la pente est inférieure à 0.3 kV/mm à 80 mm. Ces observations ont été confirmées à plusieurs reprises [Yoshino1980] [Frayssines2002b]. Les streamers positifs rapides dans l'azote liquide sont donc particulièrement dangereux pour l'isolation haute tension : une fois générés, ils peuvent conduire au claquage pour des champs moyens très faibles, et l'augmentation de la distance entre les électrodes finit par avoir une influence marginale sur les tensions de claquage en polarité positive.

A petites distances (inférieures ou égales à quelques millimètres), le claquage contrôlé par la génération des streamers négatifs se produit logiquement à des tensions légèrement inférieures. La Figure 27 fournit des valeurs typiques caractéristiques de l'azote liquide : le claquage devient contrôlé par la propagation (changement de pente de la courbe) quand le champ moyen devient inférieur à environ $80 \text{ kV}/20 \text{ mm} = 4 \text{ kV/mm}$.

IV-3.3 Electrodes ruban

La majorité des supraconducteurs de 2nde génération sont vendus sous la forme de rubans, avec une section de 3 à 12 mm de largeur pour quelques centaines de micromètres d'épaisseur. Cette géométrie ruban pour le conducteur est imposée par le processus d'épitanie [Goyal1996] utilisé pour faire croître la couche supraconductrice. Cette géométrie ruban, et plus précisément les arêtes de ces rubans sont problématiques d'un point de vue du dimensionnement de l'isolation électrique, car l'intensité du champ est grandement renforcée au voisinage de surfaces à faible rayon de courbure. Les câbles supraconducteurs peuvent s'affranchir de la contrainte des arêtes vives via l'utilisation de nombreux rubans en parallèle disposés sur la circonférence de la section du câble (*Conductor On Round Cable - CORC*®) [Weiss2017], mais cette stratégie est difficilement applicable pour des transformateurs ou des limiteurs de courant supraconducteurs.

Les études diélectriques utilisant les rubans comme électrodes sont très peu nombreuses [Hara1985] [Kaneko1985], comparativement aux travaux effectués avec des pointes, des tiges, des sphères ou des plans. L'intérêt récent pour les limiteurs de courant supraconducteurs mène à la multiplication d'essais mettant en jeu des électrodes ruban [Li2013] [Jin2018] [Hayakawa2019]. Les essais dans l'azote liquide de [Li2013] à des distances voisines de 1 mm indiquent des champs moyens de claquage entre 9 et 20 kV/mm, logiquement inférieurs à ceux trouvés dans des géométries de champ uniforme (généralement supérieurs à 20 kV/mm), et supérieures à des configurations pointe-plan pour des distances similaires. Certaines études utilisent des rubans sous haute tension dans les liquides autour de la thématique des pompes EHD [Traoré2010] [Daaboul2017], néanmoins le claquage n'est pas l'objet d'étude principal de ces travaux.

IV-4 Influence de l'apport de chaleur sur le claquage

IV-4.1 Conditions d'ébullition de l'azote liquide

A l'instar de nombreux autres liquides, trois régimes de transferts thermiques sont observés dans l'azote liquide à mesure que la température d'un dispositif chauffant est augmentée. Ils génèrent une courbe de transfert thermique dans l'azote liquide telle que présentée en Figure 28 [Krane1988].

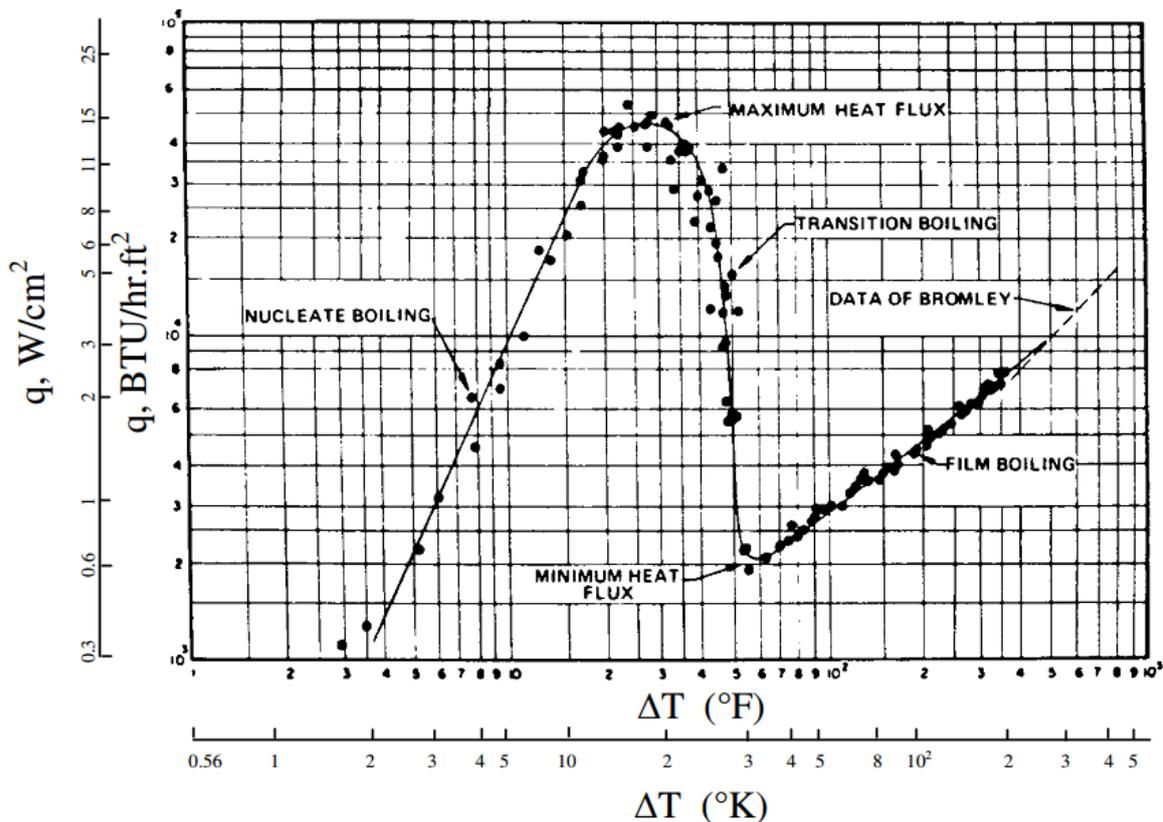


Figure 28 : Courbe typique de flux thermique en fonction de l'écart de température entre une surface chauffée et de l'azote liquide. [Krane1988] (Mise en forme et unités du Système International : [Wang2008th])

- Pour des écarts de température de l'ordre du degré Kelvin, un régime de convection se met en place, généré par la différence de densité entre le liquide chauffé et le liquide au voisinage.
- Au-delà de quelques degrés d'écart, des sites de nucléation sur la surface chauffée génèrent des premières bulles de gaz qui évacuent la chaleur (et favorisent la convection) tandis que la majorité de la surface chauffée reste en contact avec le liquide. A mesure que la température augmente, l'accès du liquide à la surface chauffée devient de plus en plus difficile du fait de la plus grande quantité de bulles de vapeur générée.
- Au-delà d'un certain écart de température critique correspondant à un maximum de transfert thermique, l'intégralité de la surface chauffée est entourée d'une couche de gaz relativement isolante thermiquement : les transferts thermiques s'effondrent alors. Une augmentation supplémentaire de la température n'améliore plus que faiblement les transferts thermiques, qui ne reviennent pas au niveau du maximum observé pour des différences de température plus basses.

La courbe de transfert thermique en fonction de la température décrite précédemment correspond à un régime permanent. Pour un phénomène transitoire tel que le « quench » d'un ruban supraconducteur (transition du supraconducteur vers l'état résistif) et son refroidissement, la quantification des transferts thermiques est bien plus délicate. En particulier, des phénomènes d'hystérésis apparaissent suivant que le flux de chaleur soit appliqué dans le sens croissant ou décroissant [Wang2008th]. Néanmoins, l'intérêt porté au temps de récupération des supraconducteurs pour des applications de limitation de courant a généré un nombre significatif de travaux sur le refroidissement dans ces conditions particulières de chauffage transitoire [Nam2006] [Kim2008] [Shirai2016] [Tamashima2017] [Maeda2019].

En particulier, l'influence du sous-refroidissement en température montre des conditions d'ébullition et des durées de récupération très différentes suivant la température, comme illustré en Figure 29 [Nam2007]. Le sous-refroidissement induit un déséquilibre permanent entre les bulles de vapeur et le liquide au voisinage, favorisant la recondensation du gaz. Le niveau de sous-refroidissement (quantifiée ici comme l'écart de température entre la température du liquide et sa température d'ébullition à pression constante) nécessaire pour inhiber totalement l'ébullition augmente rapidement avec la puissance de chauffage injectée [In2015].

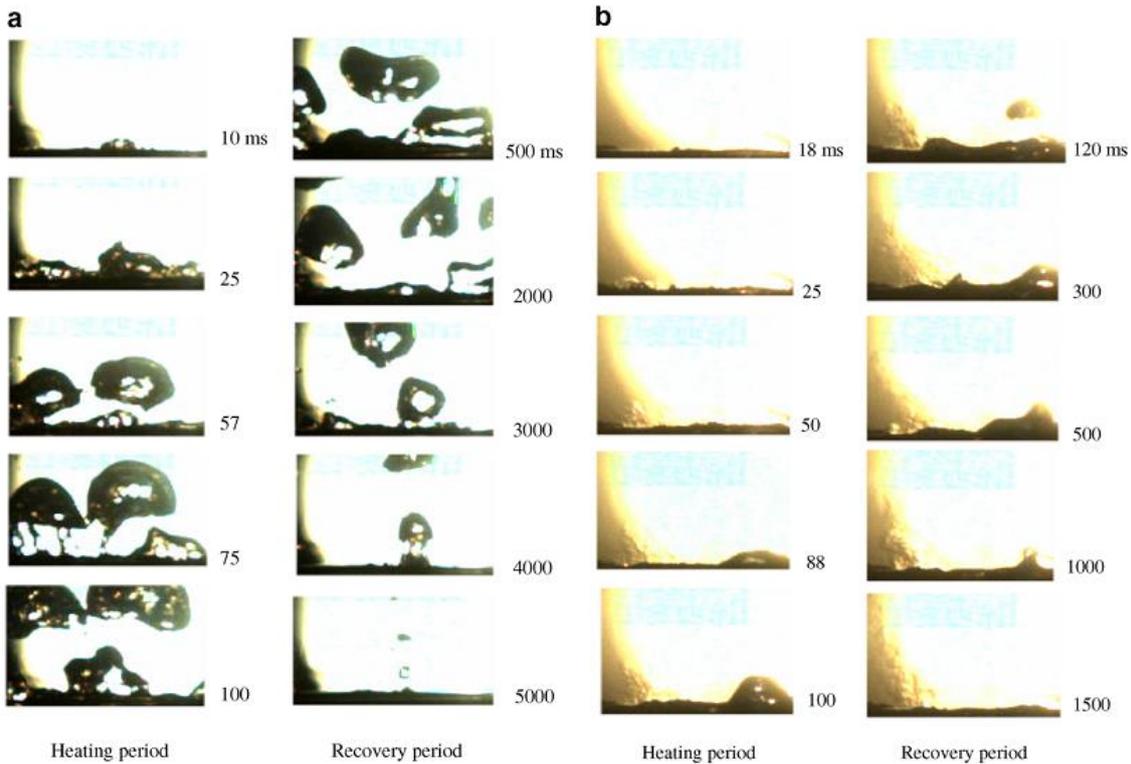


Figure 29 : Conditions d'ébullition et de récupération de l'azote liquide chauffé. (a) Azote liquide saturé (77 K, 101 kPa). (b) Azote liquide sous-refroidi (65 K, 101 kPa). [Nam2007]

IV-4.2 Phénomènes électrohydrodynamiques

Le terme « Electrohydrodynamique » (EHD) désigne l'étude de la mécanique des fluides en présence de champ électrique. L'ensemble des forces par unité de volume qui s'applique sur un fluide en présence d'un champ électrique est présentée dans l'équation 6 [Yagoobi1999] [Bryan2001] [Wang2008] :

$$f_e = q_v \cdot E - \frac{1}{2} E^2 \cdot \nabla \epsilon + \frac{1}{2} \nabla [E^2 \rho \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T] \quad (6)$$

Où q_v est la densité de charge électrique (en $C \cdot m^{-3}$), E est la norme du champ électrique (en V/m) et ρ est la masse volumique du fluide (en $kg \cdot m^{-3}$). Cette force électrohydrodynamique se décompose en une somme de trois termes :

- Le premier terme en partant de la gauche correspond à l'électrophorèse (ou force coulombienne). Les charges électriques subissent une force dans le sens du champ électrique pour les charges positives, et dans le sens inverse au champ électrique pour les charges négatives. Ce phénomène crée généralement une convection forcée dans le fluide [Takashima1988] mise à profit dans des dispositifs comme les pompes EHD [Bart1990] [Moon2010] ;

- Le second terme correspond à la diélectrophorèse, qui est induite par la polarisation de la matière (représentée par la permittivité ϵ). Il induit physiquement une répulsion des éléments de permittivité plus faible vers des régions de faible champ divergent (e. g. répulsion de bulles de gaz dans un liquide diélectrique loin des zones de champ fort [Hara1987a]). A l'inverse, des particules de plus fortes permittivités que le fluide se verront attirées vers des zones de forts champs divergents (e. g. attraction de particules de forte permittivité vers des pointes sous tension [Mahmud2015]). Le calcul de la force diélectrophorétique sur une bulle sphérique est donné par exemple dans [Seok1999b] ;
- Le troisième terme correspond à l'électrostriction, qui comme la diélectrophorèse est induite par la polarisation de la matière. Elle génère une force s'opposant à la séparation des charges effectuée par la polarisation, et donc tend à compresser les matériaux sous contraintes électriques.

Seule l'électrophorèse dépend du sens du champ électrique, car dans les deux autres termes seul le carré de la norme du champ intervient.

Des bulles au sein d'une isolation haute tension sont soumises à ces différentes forces, ce qui donne lieu à des déformations significatives de celles-ci. La croissance et la déformation des bulles est régie à la fois par les forces EHD mais aussi par des effets plus classiques comme la viscosité du liquide, la tension de surface des bulles et la poussée d'Archimède [Suda1996]. Comme illustré en Figure 30 [Hara1989b], ces déformations peuvent prendre différentes formes suivant le niveau de tension appliqué et la polarité : aplatissement des bulles sur une électrode [Hong2003] ou élongation de celles-ci, cône de vapeur pointé vers l'électrode opposée ou canal de vapeur « verrouillé » entre les électrodes, bulles de gaz fuyant les renforcements de champ [Seok1999c].

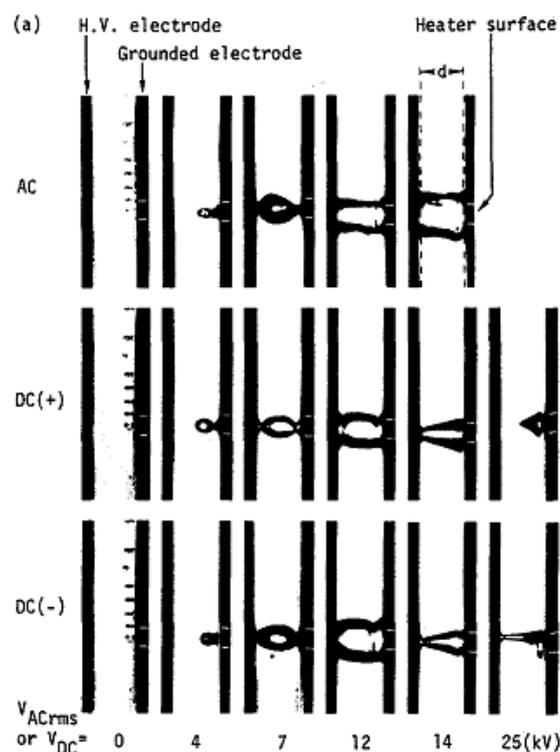


Figure 30 : Déformation des bulles entre deux électrodes planes dans l'azote liquide, en fonction du type et du niveau de tension. [Hara1989b]

IV-4.3 Renforcement de champ dû aux bulles

L'existence d'interfaces entre des matériaux diélectriques de caractéristiques physiques différentes mène à des renforcements de champ électrique. Dans une distribution de champ capacitive, c'est la permittivité des matériaux qui gouverne la distribution de champ, tandis que dans une distribution de champ résistive, c'est la conductivité des matériaux qui l'emporte. Pour une application DC, les deux types de champ sont importants : le champ électrique présente une distribution capacitive à la mise sous tension DC, puis prend progressivement une distribution résistive au cours du temps [Seong2015]. Dans l'hypothèse où la distribution de champ est capacitive, le renforcement de champ dans une bulle sphérique plongée dans un champ uniforme est présenté dans l'équation 7 [Blaz2013]. L'application numérique pour une bulle d'azote gazeux plongée dans l'azote liquide donne un renforcement de champ de 1,12. Des formules plus complexes pour des bulles de forme ellipsoïdales sont présentées dans [Crichton1989].

$$k = \frac{E_b}{E_l} = \frac{3 * \epsilon_l}{2 * \epsilon_l + \epsilon_g} \quad (7)$$

Le cas d'une interface plane entre une phase gazeuse et une phase liquide (ou bien d'une bulle très aplatie de manière perpendiculaire au champ) dans un champ uniforme génère un renforcement de champ dans le liquide décrit par l'équation 8. Comme la permittivité relative de l'azote gazeux est très proche de 1, le renforcement de champ k se réduit numériquement à la permittivité relative de l'azote liquide, soit un renforcement de champ de 1,46.

$$k = \frac{E_b}{E_l} = \frac{\epsilon_l}{\epsilon_g} \quad (8)$$

Ces renforcements de champ ont lieu systématiquement dans la phase ayant la plus faible permittivité, donc la phase gazeuse. Comme l'azote gazeux présente des tensions de claquage plus faible que l'azote liquide, ces renforcements de champ ont lieu dans la phase la plus critique, ce qui augmente d'autant le risque d'évènements pré-disruptifs.

IV-4.4 Réduction de la tension de claquage dû au chauffage de l'azote liquide

De nombreux travaux mettent en évidence une réduction des tensions de claquage dans l'hélium liquide [Hara1987b] [Hayakawa1994] et dans l'azote liquide suite à un chauffage (externe ou directement sur l'électrode) et à l'ébullition qui s'ensuit. Une des caractéristiques communes est l'existence d'un seuil de chauffage en deçà duquel la tenue du liquide chauffé est équivalente à celle du liquide non chauffé, et au-delà duquel la tenue s'effondre, potentiellement jusqu'au niveau de la tenue du gaz seul [Hara1989b] [Baek2015]. Ce phénomène est illustrée en Figure 31 [Sauers2010]. On constate que ce seuil de chauffage pour lequel les tensions de claquage chutent est quasiment égal à 0 lorsque le liquide est dans des conditions d'ébullition, et qu'il se décale vers de plus hautes valeurs de chauffage à mesure que la pression augmente ou que la température diminue. Cette augmentation est attribuée à la difficulté croissante de vaporiser du liquide lorsque le sous-refroidissement est plus marqué. Cet effet a aussi été constaté pour un sous-refroidissement en température dans une isolation composite faite d'azote liquide et de feuilles d'isolant solide [Jin2018th]. A puissance de chauffage constant, l'augmentation de la pression fait remonter les tensions de claquage dans l'azote chauffé à un niveau équivalent aux tensions de claquage dans l'azote non chauffé, ce qui est observé aussi dans [Fink2013] [Hayakawa2016].

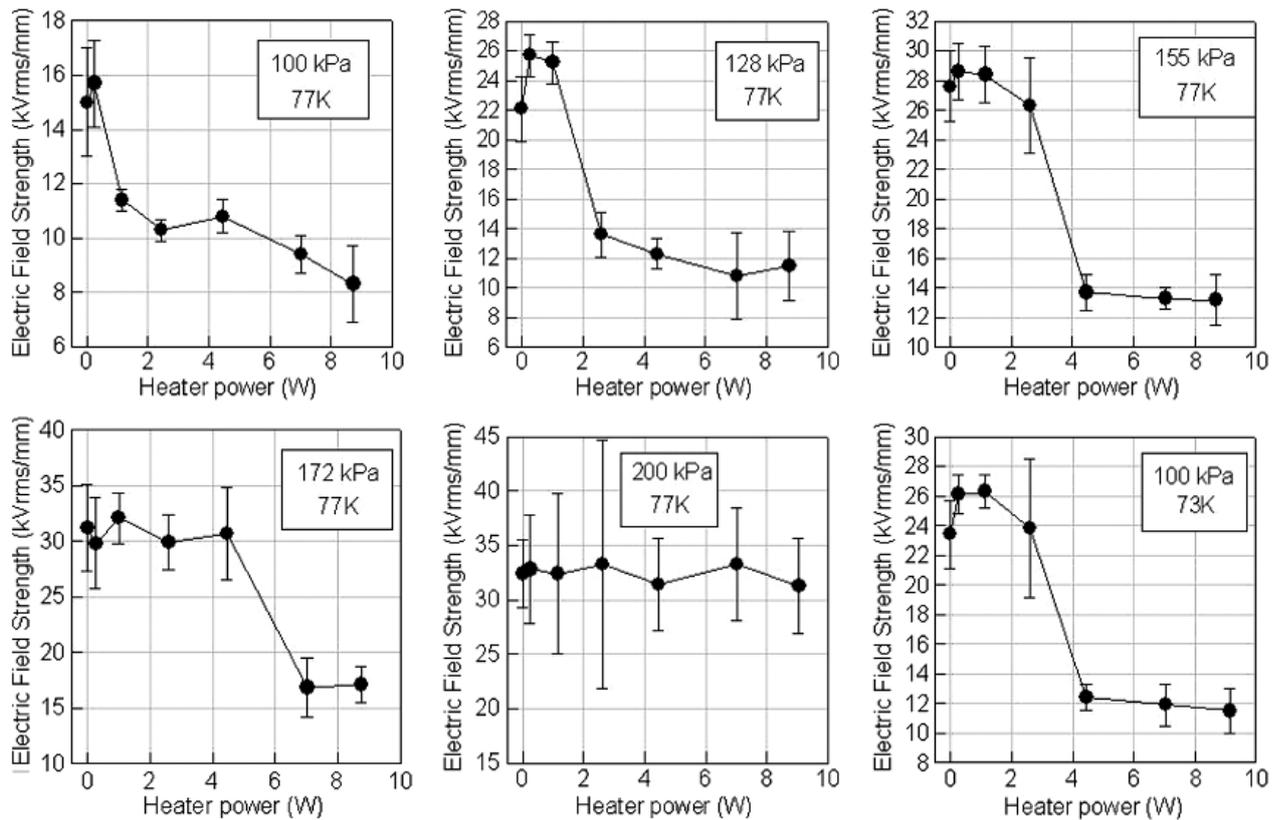


Figure 31 : Champ de claquage dans l'azote liquide, en fonction de la puissance de chauffage pour différentes conditions de pression et de température [Sauers2010].

IV-4.5 Phénomènes pré-disruptifs dans un liquide en présence de bulles

De par la plus faible tenue en tension des gaz par rapport aux liquides, il est attendu que le phénomène de décharge soit initié dans le gaz. Les mesures effectuées dans [Tachibana2011] avec des bulles de différents gaz plongés dans l'eau présentent toute la diversité des phénomènes observés. Pour une bulle d'azote, les décharges dans le gaz se produisent essentiellement à la surface (interne) de la bulle de gaz, et induisent de fortes déformations de la bulle de gaz, voire l'expulsion d'un panache de petites bulles. Ces phénomènes sont illustrés en Figure 32. De tels phénomènes seront observés dans nos expériences. Il faut toutefois noter que l'eau possède une permittivité très supérieure à celle de l'azote ($\epsilon = 80$).

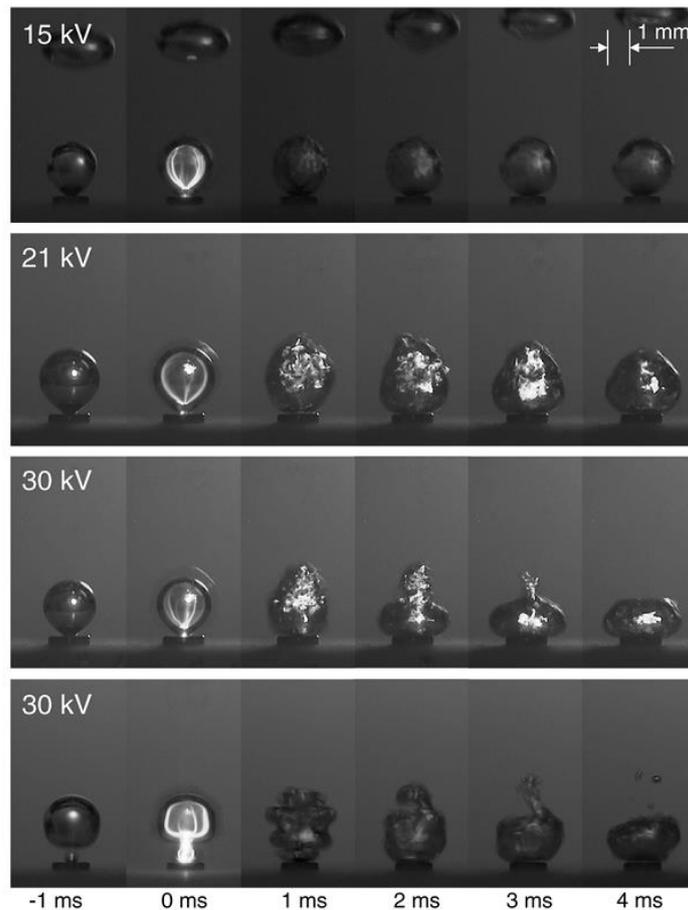


Figure 32 : Décharges et effets de ces décharges sur une bulle d'azote plongée dans l'eau pour différentes tensions (positives) appliquées [Tachibana2011].

Certaines mesures [Gongora-Nieto2003] [Blaz2014th] présentent des tensions de claquage pouvant être décrites par la formule de Paschen (éventuellement corrigées par la température et par le renforcement de champ à l'interface liquide/gaz – voir paragraphes III-1.3.1 et IV-4.3 respectivement). Dans ce cas, l'hypothèse que la décharge dans la bulle de gaz est une condition nécessaire et suffisante pour induire le claquage est raisonnable. Dans les conditions où le chauffage est suffisamment fort pour créer un pont gazeux entre les électrodes [Hara1991] [Hong2003], l'utilisation de la loi de Paschen devient encore plus justifiable. A l'inverse, d'autres mesures [Chigusa2000] [Hara2008] [Blaz2014] présentent des écarts manifestes à la loi de Paschen. Dans le cas où une décharge dans une bulle ne déclenche pas de rupture complète de l'isolation, l'analogie avec les décharges à barrières diélectriques [Gershman2007] peut fournir une clé d'interprétation : une décharge dans une bulle de gaz peut générer suffisamment de charge en surface de la bulle pour modifier le champ au voisinage.

V Objectifs de notre travail

Bien que la compréhension des phénomènes pré-disruptifs dans les liquides en général, et dans l'azote liquide en particulier, soit loin de former une théorie unifiée et prédictive, de nombreuses caractéristiques de ces phénomènes sont connues, et devraient permettre d'interpréter les résultats expérimentaux qui seront obtenus.

De très nombreux paramètres ayant un impact sur la tenue diélectrique de l'azote liquide ont été relevés dans la littérature. Les résultats obtenus peuvent permettre de dimensionner une isolation dans des cas « académiques », par exemple un champ uniforme, ou très divergent. Toutefois, dans le

cadre de l'application au limiteur de courant de défaut supraconducteur, plusieurs caractéristiques très spécifiques de cette application sont peu (ou pas du tout) représentées dans la littérature, et nécessitent un approfondissement expérimental et théorique important:

- L'influence de la géométrie d'électrode ruban, directement imposée par l'utilisation de rubans supraconducteurs de 2^{nde} génération ;
- L'effet du sous-refroidissement, en particulier en température, sur le pré-claquage ;
- Pour des essais en impulsion de tension, l'influence de la forme d'onde sur le claquage ;
- L'utilisation de haute tension continue (la majorité des essais de la littérature sont effectués en AC) ;
- L'influence d'un chauffage transitoire rapide et à forte température des électrodes dans un bain d'azote liquide, synchronisé avec l'application d'une onde de tension ;
- L'influence de bulles de vapeur en champ divergent ;
- Une approche statistique permettant de traiter les données expérimentales, et d'en déduire des critères de dimensionnement.

La description précise des contraintes existantes dans un limiteur (présentée dans le chapitre 2), la conception d'un dispositif expérimental spécifique permettant de reproduire ces différentes contraintes (décrite dans le chapitre 3), puis l'étude expérimentale du claquage avec ce dispositif (décrite dans les chapitres 4 et 5), seront les objectifs majeurs de nos travaux.

Un grand nombre de cas d'étude doit être étudié, en faisant varier au maximum les conditions expérimentales (pression, température, distance inter-électrode, nature du chauffage, type d'onde haute tension, ...). Le cas moins complexe du claquage sans chauffage des électrodes sera étudié dans un premier temps (chapitre 4). Les données obtenues permettront d'éclairer les résultats qui seront ensuite obtenus avec un chauffage transitoire des électrodes (chapitre 5). Dans un certain nombre de cas, les expérimentations ont dû être limitées en fonction de contraintes expérimentales (par exemple impossibilité de réaliser des mesures de courants transitoires, ou limite en tension du cryostat), et également en raison du temps disponible pour réaliser des mesures cryogéniques, souvent longues à mettre en œuvre.

VI Bibliographie

[Baek2015] S. M. Baek and H.-J. Kim, « Shape and Dielectric Strength of Thermal Bubbles in Liquid Nitrogen », *Journal of the Korean Institute of Electrical and Electronic Material Engineers*, vol. 28, n° 5, pp. 326-331, 2015

[Bart1990] S. F. Bart, L. S. Tavrow, M. Mehregany and J. H. Lang, « Microfabricated electrohydrodynamic pumps », *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 21, n° 1-3, pp. 193-197, 1990

[Blaz2013] M. Blaz and M. Kurrat, « Influence of bubbles in pressurized liquid nitrogen on the discharge behavior in a homogeneous electric field », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, n° 3, 2013

[Bednorz1986] J. G. Bednorz and K. A. Müller, « Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system », *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, vol. 64, n°2, pp. 189-193, 1986

[Blaz2014] M. Blaz and M. Kurrat, « Discharge mechanisms in liquid nitrogen with thermally induced gas bubbles », *Journal of Physics: Conference Series*, IOP Publishing, p. 032006, 2014

- [Blaz2014th] M. Blaz, PhD thesis, « Über den elektrischen Durchschlag in unterkühltem Flüssigstickstoff und die Beeinflussung durch Dampfblasen », Technische Universität Braunschweig, 2014.
- [Beroual1986] A. Beroual and R. Tobazeon, « Prebreakdown phenomena in liquid dielectrics », *IEEE transactions on electrical insulation*, n° 4, pp. 613-627, 1986
- [Beroual2009] A. Beroual and L. Kebbabi, « Influence of the voltage waveform and hydrostatic pressure on morphology and final length of discharges propagating over solid-liquid interfaces », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 16, n° 6, pp. 1574-1581, 2009
- [Blaz2009] M. Blaz, M. Hilbert and M. Kurrat, « Investigation of the surface flashover behaviour of cylindrical insulators in liquid nitrogen », *Proc. 16th Int. Symp. on High Voltage Engineering*, 2009
- [Blaz2012] M. Blaz and M. Kurrat, « Studies of breakdowns in liquid nitrogen at different pressures between Rogowski electrodes », *Physics Procedia*, vol. 36, pp. 1330-1336, 2012
- [Bock2015] J. Bock, A. Hobl, J. Schramm, S. Kramer, C. Janke, « Resistive Superconducting Fault Current Limiters Are Becoming a Mature Technology », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 25, n° 3, pp. 1-4, 2015
- [Bowls1938] W. E. Bowls, « The effect of cathode material on the second Townsend coefficient for ionization by collision in pure and contaminated N₂ gas », *Physical Review*, vol. 53, n° 4, 1938
- [Brown1982] G. W. Brown, « The Weibull distribution: some dangers with its use in insulation studies », *IEEE Transactions on Power Apparatus and systems*, n° 9, pp. 3513-3522, 1982
- [Bryan2001] J. E. Bryan and J. Seyed-Yagoobi, « Influence of flow regime, heat flux, and mass flux on electrohydrodynamically enhanced convective boiling », *Journal of heat transfer*, vol. 123, n° 2, pp. 355-367, 2001
- [Byatt1968] S. W. Byatt and P.E. Secker, « Electrical conduction in liquid air and liquid nitrogen », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 1, n° 8, 1968
- [Chiba2002] M. Chiba, H. Uematsu and T. Nitta, « Characteristics of surface spark-over voltage for several waveforms on solid insulators in cryogenic coolants », *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 12, n° 1, pp. 1400-1403, 2002
- [Chiba2005] M. Chiba and T. Nitta, « Surface spark-over voltage on solid insulator in sub-cooled liquid nitrogen », *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 15, n° 2, pp. 1743-1746, 2005
- [Chigusa2000] S. Chigusa, N. Hayakawa and H. Okubo, « Static and dynamic breakdown characteristics of liquid helium for insulation design of superconducting power equipment », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 7, n° 2, 2000
- [Cigre2015] CIGRE Working Group D1.38, *COMMON CHARACTERISTICS AND EMERGING TEST TECHNIQUES FOR HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTING POWER EQUIPMENT*, ISBN: 978-2-85873-347-7, 2015
- [Coelho1971] R. Coelho and J. Debeau, « Properties of the tip-plane configuration », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 4, n° 9, 1971
- [Crichton1989] G. C. Crichton, P. W. Karlsson and A. Pedersen, « Partial discharges in ellipsoidal and spheroidal voids », *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. 24, n° 2, pp. 335-342, 1989

- [Daaboul2017] M. Daaboul, P. Traoré, P. Vázquez and C. Louste, « Study of the transition from conduction to injection in an electrohydrodynamic flow in blade-plane geometry », *Journal of Electrostatics*, vol. 88, pp. 71-75, 2017
- [Dakin1974] T. W. Dakin, G. Luxa, G. Opperman, J. Vigreux, G. Wind and H. Winkelkemper, « Phénomènes disruptifs dans un gaz en champ uniforme. Courbe de Paschen pour l'azote, l'air et l'hexafluorure de soufre », *Electra*, n° 32, p. 61, 1964
- [Debitetto1956] D. J. Debitetto and L. H. Fisher, « Townsend ionization coefficients and uniform field breakdown in hydrogen and nitrogen at high pressures », *Physical Review*, vol. 104, n° 5, 1956
- [Denat1988] A. Denat, J. P. Gosse and B. Gosse, « Electrical conduction of purified cyclohexane in a divergent electric field », *IEEE transactions on electrical insulation*, vol. 23, n° 4, 1988
- [Denat1999] A. Denat, F. Jomni, F. Aitken and N. Bonifaci, « Generation of bubbles in liquid argon and nitrogen in divergent electric fields », *Proceedings of 1999 IEEE 13th International Conference on Dielectric Liquid*, pp. 384-387, 1999
- [Denat2015] A. Denat, O. Lesaint and F. Mc Cluskey, « Breakdown of liquids in long gaps: influence of distance, impulse shape, liquid nature, and interpretation of measurements », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, n° 5, pp. 2581-2591, 2015
- [Douat2014th] C. Douat, « Étude d'un micro-jet de plasma à pression atmosphérique », Thèse de doctorat, Physique des Plasmas, Université Paris-Sud, 2014
- [Dumitrescu2001] L. Dumitrescu, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat and P. Notingher, « Study of streamer inception in cyclohexane with a sensitive charge measurement technique under impulse voltage », *Journal of Electrostatics*, vol. 53, n° 2, 2001
- [Ebert2010] U. Ebert, F. Brau, G. Derks, W. Hundsdorfer, C.-Y. Kao, C. Li, A. Luque, B. Meulenbroek, S. Nijdam, V. Ratushnaya, L. Schäfer and S. Tanveer, « Multiple scales in streamer discharges, with an emphasis on moving boundary approximations », vol. 24, 2010
- [FastGrid_URL] FastGrid, Cost effective FCL using advanced superconducting tapes for future HVDC grids, [En ligne] <https://www.fastgrid-h2020.eu/>, consulté le 23/05/2019
- [Fink2013] S. Fink, W.-S. Kim, M. Noe and V. Zwencker, « Withstand impulse voltage of liquid nitrogen in the presence of gas bubbles », *International Electrical Insulation Conference (INSUCON), Birmingham, Proceedings*, pp. 46-51, 2013
- [Fink2014a] S. Fink, H.-R. Kim, R. Mueller, M. Noe and V. Zwencker, « AC breakdown voltage of liquid nitrogen depending on gas bubbles and pressure » *2014 ICHVE International Conference on High Voltage Engineering and Application*, pp. 1-4, 2014
- [Fink2014b] S. Fink, R. Mueller, M. Noe, V. Zwencker and H.-R. Kim, « Withstand alternating voltage of liquid nitrogen in the presence of gas bubbles », *2014 IEEE 18th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, pp. 1-4, 2014
- [Fleszyński1979] J. Fleszyński and A. Zelek and J. I. Skowroński, « Development of discharges in liquid nitrogen in non-uniform electrical field », *Journal of Electrostatics*, vol. 7, pp. 39-46, 1979
- [Frayssines2002a] P.-E. Frayssines, N. Bonifaci, A. Denat and O. Lesaint, « Streamers in liquid nitrogen: characterization and spectroscopic determination of gaseous filament temperature and electron density », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 35, n° 4, 2002

- [Frayssines2002b] P.-E. Frayssines, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat, S. Lelaidier and F. Devaux, « Prebreakdown phenomena at high voltage in liquid nitrogen and comparison with mineral oil », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 9, issue 6, pp. 899-909, 2002
- [Frayssines2002th] P.-E. Frayssines, « Etude des propriétés diélectriques de l'azote liquide sous haute tension et caractérisation des streamers positifs par spectroscopie d'émission », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2002
- [Frayssines2003] P.-E. Frayssines, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat, F. Devaux, « Prebreakdown and breakdown phenomena under uniform field in liquid nitrogen and comparison with mineral oil », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 10, issue 6, pp. 970-976, 2003
- [Fujita1978] H. Fujita and T. Kouno, « The breakdown voltages of N₂-O₂ gas mixtures in non-uniform field at low temperatures », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 11, n°16, 1978
- [Gallo1977] C. F. Gallo, « Corona-a brief status report », *IEEE Transactions on Industry Applications*, n° 6, 1977
- [Gallot-Lavallée2013] O. Gallot-Lavallée, *Dielectric materials and electrostatics*, ISTE, 2013
- [Gerhold1979] J. Gerhold, « Dielectric breakdown of cryogenic gases and liquids », *Cryogenics*, vol. 19, n° 10, 1979
- [Gerhold1998] J. Gerhold, « Properties of cryogenic insulant », *Cryogenics*, vol. 38, n° 11, pp. 1063-1081, 1998
- [Gerhold2002] J. Gerhold, « Cryogenic liquids-a prospective insulation basis for future power equipment », *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 9, n° 1, 2002
- [Gershman2007] S. Gershman, O. Mozgina, A. Belkind, K. Becker and E. Kunhardt, « Pulsed electrical discharge in bubbled water », *Contributions to Plasma Physics*, vol. 47, n° 1-2, p. 19-25, 2007
- [Gianèse2015] C. Gianèse, « Propriétés des fluides cryogéniques », *Techniques de l'ingénieur*, ref. be9810, 2015
- [Gnedenko1943] B. Gnedenko, « Sur la distribution limite du terme maximum d'une série aléatoire », *Annals of mathematics*, pp. 423-453, 1943
- [Gongora-Nieto2003] M. M. Gongora-Nieto, P. D. Pedrow, B. G. Swanson, G. V. Barbosa-Canovas, « Impact of air bubbles in a dielectric liquid when subjected to high field strengths », *Innovative Food Science and Emerging Technologies*, vol. 4, pp. 57-67, 2003
- [Goshima1994] H. Goshima, T. Suzuki, N. Hayakawa, M. Hikita and H. Okubo, « Dielectric breakdown characteristics of cryogenic nitrogen gas above liquid nitrogen », *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 1, n° 3, 1994
- [Goshima1995a] H. Goshima, N. Hayakawa, M. Hikita, H. Okubo and K. Uchida, « Weibull statistical analysis of area and volume effects on the breakdown strength in liquid nitrogen », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 2, n° 3, pp. 385-393, 1995
- [Goshima1995b] H. Goshima, N. Hayakawa, M. Hikita and K. Uchida, « Area and volume effects on breakdown strength in liquid nitrogen », *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 2, n° 3, pp. 376-384, 1995

- [Gournay1994] P. Gournay and O. Lesaint, « On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids. II: Propagation, growth and collapse of gaseous filaments in pentane », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 27, n° 10, 1994
- [Goyal1996] A. Goyal, D. P. Norton, J. D. Budai, M. Paranthaman, E. D. Specht, D. M. Kroeger, D. K. Christen, Q. He, B. Saffian, F. A. List, D. F. Lee, P. M. Martin, C. E. Klabunde, E. Hartfield and V. K. Sikka, « High critical current density superconducting tapes by epitaxial deposition of YBa₂Cu₃O_x thick films on biaxially textured metals », *Applied Physics Letters*, vol. 69, n° 12, pp. 1795-1797, 1996
- [Haidara1991] M. Haidara and A. Denat, « Electron multiplication in liquid cyclohexane and propane », *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, volume 26, n° 4, 1991
- [Hara1985] M. Hara, T. Kaneko, S. Yoshida and M. Akazaki, « Influence of the Sumoto effect on electrical breakdown in gaps partially immersed in liquid nitrogen », *The transactions of the Institute of Electrical Engineers of Japan. A*, vol. 105, n° 4, pp. 231-238, 1985
- [Hara1987a] M. Hara, K. Honda and T. Kaneko, « Dc electrical breakdown of saturated liquid helium at 0.1 MPa in the presence of thermally induced bubbles », *Cryogenics*, vol. 27, n° 10, pp. 567-576, 1987
- [Hara1987b] M. Hara, T. Kaneko and K. Honda, « Electrical breakdown mechanism of liquid nitrogen in the presence of thermally induced bubble », *Cryogenics*, vol. 27, n° 2, pp. 93-101, 1987
- [Hara1989a] M. Hara, J. Suehiro, H. Matsumoto and T. Kaneko, « Breakdown characteristics of cryogenic gaseous nitrogen and estimation of its electrical insulation properties », *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. 24, n° 4, 1989
- [Hara1989b] M. Hara, D. J. Kwak and M. Kubuki, « Thermal bubble breakdown characteristics of LN₂ at 0.1 MPa under ac and impulse electric fields », *Cryogenics*, vol. 29, n° 9, 1989
- [Hara1991] M. Hara, H. Koishihara and K. Saita, « Breakdown behavior of cryogenic liquids in the presence of thermal bubbles under ramped voltage », *IEEE transactions on electrical insulation*, vol. 26, n° 4, pp. 685-691, 1991
- [Hara2002] M. Hara, J. Suehiro, H. Maeda and H. Nakashima, « DC pre-breakdown phenomena and breakdown characteristics in the presence of conducting particles in liquid nitrogen », *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 9, n° 1, pp. 23-30, 2002
- [Hara2005] M. Hara, T. Kurihara, R. Nakano and J. Suehiro, « Medium factors of electrical insulation systems in high temperature superconducting power apparatus with coil structure for equivalent ac withstand voltage test at room temperature », *Cryogenics*, vol. 45, n° 10-11, pp. 705-717, 2005
- [Hara2008] M. Hara, « Bubble-Triggered Breakdown of Cryogenic Liquids in Pool-Cooled Superconducting Apparatus », *Proceedings of 2008 International Symposium on Electrical Insulating Materials*, 2008
- [Hayakawa1994] N. Hayakawa, M. Hirose, H. Goshima, M. Hikita, K. Uchida and H. Okubo, « Dynamic breakdown characteristics of liquid helium caused by quench phenomena of ac superconducting wire », *Proceedings of 1994 IEEE International Symposium on Electrical Insulation*, pp. 434-437, 1994
- [Hayakawa1997] N. Hayakawa, H. Sakakibara, H. Goshima, M. Hikita and H. Okubo, « Breakdown mechanism of liquid nitrogen viewed from area and volume effects », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 4, n° 1, pp. 127-134, 1997

- [Hayakawa2014] N. Hayakawa and S. Nishimachi, T. Mastuoka, H. Kojima, M. Hanai and H. Okubo, « Breakdown characteristics and size effect in sub-cooled liquid nitrogen », *2014 IEEE 18th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, p. 1-4, 2014
- [Hayakawa2015] N. Hayakawa, S. Nishimachi, H. Kojima and H. Okubo, « Size effect on breakdown strength in sub-cooled liquid nitrogen for superconducting power apparatus », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, n° 5, pp. 2565-2571, 2015
- [Hayakawa2016] N. Hayakawa, T. Matsuoka, K. Ishida, H. Kojima, S. Isojima and M. Kuwata, « Pressure Dependence and Size Effect of LN2 Breakdown Characteristics Under Transient Thermal Stress », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, n° 3, pp. 1-4, 2016
- [Hayakawa2019] N. Hayakawa, M. Mimbu, H. Kojima, S. Isojima and M. Kuwata, « Dynamic Breakdown Characteristics of Pancake Coil Model for Resistive-Type Superconducting Fault Current Limiters », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 29, n° 5, pp. 1-6, 2019
- [Hebner1988] Robert E. Hebner, « Measurement of Electrical Breakdown in Liquids », in *The Liquid State and Its Electrical Properties*, p. 519, 1988
- [Hill2018a] N. Hill and M. Kurrat, « Discharge Mechanisms in Liquid Nitrogen—Breakdown Field Strength of Gaseous Nitrogen », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 28, n° 4, 2018
- [Hill2018b] N. Hill and M. Kurrat, « Breakdown field strength of gaseous nitrogen at 3 bar under AC stress », *2018 12th International Conference on the Properties and Applications of Dielectric Materials (ICPADM)*, 2018.
- [Hong2003] T.P. Hong, P.E. Frayssines, O. Lesaint, F. Aitken and F. Devaux, « Influence of vapor bubbles initiated by steady heating on the breakdown of liquid nitrogen », *2003 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, 2003
- [Ikeda1982] M. Ikeda, T. Yanari and H. Okubo, « PD and BD probability distribution and equiprobabilistic VT characteristic of oil-filled transformer insulation », *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, vol. PAS-101, n° 8, 1982
- [In2015] S. In, H. Yeom, J. Ko, Y.-J. Hong, H. Kim, S.-J. Park, D.-Y. Koh and H.-R. Kim, « Experimental study on vaporization of subcooled liquid nitrogen by instantaneous heat generation in LN2 chamber for HTS-FCL », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 25, n° 3, pp. 1-4, 2015
- [Ingebrigtsen2007] S. Ingebrigtsen, L. E. Lundgaard and P.-O. Åstrand, « Effects of additives on prebreakdown phenomena in liquid cyclohexane: I. Streamer initiation », *Journal of physics D: Applied physics*, vol. 40, n° 17, 2007
- [Jacobsen1986] R. T. Jacobsen, R. B. Stewart and M. Jahangiri, « Thermodynamic properties of nitrogen from the freezing line to 2000 K at pressures to 1000 MPa », *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 15, n° 2, pp. 735-909, 1986
- [Jadidian2012] J. Jadidian, M. Zahn, N. Lavesson, O. Widlund and K. Borg, « Effects of impulse voltage polarity, peak amplitude, and rise time on streamers initiated from a needle electrode in transformer oil », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 40, n° 3, 2012
- [Jaksts1990] A. Jaksts and B. Mazurek, « Particle initiated flashover in liquid nitrogen » *Cryogenics*, vol. 30, n° 1, pp. 68-71, 1990

- [Jensen1980] J. E. Jensen, R. G. Stewart, W. A. Tuttle and H. Brechna, *Brookhaven national laboratory selected cryogenic data notebook: section IV (Vol. 1., Brookhaven National Laboratory, 1980.*
- [Jin2018] Z. Jin, A. Laphorn and M. Staines, « Keeping cool under pressure: Dielectric strength of sheet insulation in boiling liquid nitrogen », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 28, n° 4, 2018
- [Jin2018th] Z. Jin, PhD thesis, « Dielectric Breakdown in Liquid Nitrogen with the Presence of Thermal Nitrogen Bubbles », Electrical and Computer Engineering, University of Canterbury, Christchurch, New Zealand, 2018
- [Kara2010] A. Kara, O. Kalenderli and K. Mardikyan, « DC breakdown voltage characteristics of small air gaps with insulating barriers in non-uniform field », *2010 International Conference on High Voltage Engineering and Application*, pp. 425-428, 2010
- [Kattan1989] R. Kattan, A. Denat and O. Lesaint, « Generation, growth, and collapse of vapor bubbles in hydrocarbon liquids under a high divergent electric field», *Journal of applied physics*, vol. 66, n° 9, pp. 4062-4066, 1989
- [Kattan1991] R. Kattan, A. Denat and N. Bonifaci, « Formation of vapor bubbles in nonpolar liquids initiated by current pulses », *IEEE transactions on electrical insulation*, vol. 26, n° 4, 1991
- [Kaneko1985] T. Kaneko, M. Hara and M. Akazaki, « Effects of voltage on dielectric breakdown characteristics in gaps partially immersed in liquid nitrogen », *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, n° 2, pp. 349-357, 1985
- [Kawagushi1972] Y. Kawaguchi, H. Murata and M. Ikeda, Breakdown of transformer oil, « *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems* », n° 1, pp. 9-23, 1972
- [Kawashima1974] A. Kawashima, « Electrode area effect on the electric breakdown of liquid nitrogen », *Cryogenics*, vol. 14, n° 4, pp. 217-219, 1974
- [Kim2008] H.-R. Kim, S.-W. Yim, S.-Y. Oh and Ok-Bae Hyun, « Recovery in superconducting fault current limiters at low applied voltages », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 18, n° 2, pp. 656-659, 2008
- [Kim2014] Y. H. Kim, H. Lee, O. Lee, J. Kim, S. Bang, J. O. Kang, J. Hong S. Nam, T. K. Ko and H. Kang « Dielectric characteristics of solid insulation materials with respect to surface roughness », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 25, n° 3, pp. 1-4, 2014
- [Kojima2016] H. Kojima, K. Hotta, T. Kitamura, N. Hayakawa, A. Otake, K. Kobayashi, T. Kato, T. Rokunohe and H. Okubo, « Classification of impulse breakdown mechanisms under non-uniform electric field in air », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 23, n° 1, 2016
- [Koo2016] J.-H. Koo, J.-S. Hwang, W.-J. Shin, K. Sakamoto, D.-H. Oh and B.-W. Lee, « Comparison of DC and AC surface breakdown characteristics of GFRP and epoxy nanocomposites in liquid nitrogen », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, n° 4, pp. 1-4, 2016
- [Koo2017] J.-H. Koo, W.-J. Shin, D.-H. Oh, R. Hwang and B.-W. Lee, « Comparison of Surface Flashover Characteristics of Rod and Rib Type Post Insulator for Extra-High Voltage Superconducting Fault Current Limiter », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 27, n° 4, pp. 1-5, 2017

- [Krane1988] R. J. Krane, J. R. Parsons and A. Bar-Cohen, « Design of a candidate thermal control system for a cryogenically cooled computer », *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. 11, n° 4, pp. 545-556, 1988
- [Lee2017] H. Lee, O. Lee, J. Kim and H. Kang, « Study on the E-t Characteristics of GFRP for a High-Voltage Superconducting Apparatus », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 27, n° 4, pp. 1-4, 2017
- [Lesaint1996] O. Lesaint and G. Massala, « Transition to fast streamers in mineral oil in the presence of insulating solids », *Conference Record of the 1996 IEEE International Symposium on Electrical Insulation*, pp. 737-740, 1996
- [Lesaint2016] O. Lesaint, « Prebreakdown phenomena in liquids: propagation 'modes' and basic physical properties », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 49, n° 14, 2016
- [Lesaint2018] O. Lesaint and L. Costeanu, « Positive streamer inception in cyclohexane: Experimental characterization and cavitation mechanisms », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 25, n° 5, 2018
- [Li2013] S. Li, J. Sheng, Y. Chen, Z. Jin, Y. Yin, L. Yao and Z. Hong, « Bubble behavior and its influence on insulation properties of liquid nitrogen for superconducting power apparatus », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, n° 3, 2012
- [Liu2009] R. Liu, C. Tornkvist, V. Chandramouli, O. Girlanda, and L. A. Pettersson, « Ester fluids as alternative for mineral oil: The difference in streamer velocity and LI breakdown voltage », *2009 IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, pp. 543-548, 2009
- [Loeb1940] L. B. Loeb and J. M. Meek, « The mechanism of spark discharge in air at atmospheric pressure. I », *Journal of applied physics*, vol. 11, n° 6, 1940
- [Lofthus1977] A. Lofthus and P. H. Krupenie, « The spectrum of molecular nitrogen », *Journal of physical and chemical reference Data*, vol. 6, n° 1, 1977
- [Lundgaard1996] L. Lundgaard, D. Linhjell, G. Berg and S. Sigmond, « Positive and negative streamers in oil gaps with and without pressboard interfaces », *ICDL'96. 12th International Conference on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids*, pp. 175-180, 1996
- [Maeda2019] C. Maeda, S. Yanai, Y. Shirai, M. Shiotsu, G. Honda and S. Isojima, « Recovery Characteristics of GdBCO Tape in a Pressurized Liquid Nitrogen for a Resistive SFCL », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 29, n° 5, 2019
- [Mahmud2015] S. Mahmud, G. Chen, I. O. Golosnoy, G. Wilson and P. Jarman, « Experimental studies of influence of different electrodes on bridging in contaminated transformer oil », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, n° 5, pp. 2433-2441, 2015
- [Marcović2017] M. Marcović and Ž. Štih, « New method for prediction of insulating liquid AC breakdown », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 24, n° 1, pp. 437-454, 2017
- [Massarczyk2017] R. Massarczyk, P. Chu, S. R. Elliott, K. Rielage, C. Dugger and W. Xu, « Paschen's law studies in cold gases », *Journal of Instrumentation*, vol. 12, n° 06, 2017
- [Meek1953] J. M. Meek and J. D. Craggs, *Electrical breakdown of gases*, Oxford, Clarendon Press, 1978.

- [Meng2016] X. Meng, H. Mei, L. Wang, Z. Guan and J. Zhou, « Characteristics of streamer propagation along insulation surface: quantitative influence of permittivity and surface properties », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 23, n° 5, pp. 2867-2874, 2016
- [Moon2010] J.-D. Moon D.-H. Hwang, J.-S. Jung, J.-G. Kim and S.-T. Geum, « A sliding discharge-type EHD gas pump utilizing a saw-toothed-plate discharge electrode », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 17, n° 3, pp. 742-747, 2010
- [Na2011] J. B. Na, H. Kang, Y. J. Kim, K. S. Chang, Y. J. Hwang and T. K. Ko, « Experimental study on the lightning impulse dielectric characteristics of sub-cooled liquid nitrogen for a high voltage superconducting fault current limiter », *IEEE Transactions on applied superconductivity*, vol. 21, n° 3, pp. 1336-1339, 2011
- [Naidis2015] G. V. Naidis, « On streamer inception in hydrocarbon liquids in point-plane gaps », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, n° 5, 2015
- [Nam2006] K. Nam, H. Kang, C. Lee, T.K. Ko and B.-Y. Seok, « Visualization study on boiling of nitrogen during quench for fault current limiter applications », *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 16, n° 2, pp. 727-730, 2006
- [Nam2007] K. Nam, B.-Y. Seok, J. J. Byun and H.-M. Chang, « Suppression of bubbles in subcooled liquid nitrogen under heat impulse », *Cryogenics*, vol. 47, n° 7-8, pp. 442-449, 2007
- [Nijdam2011th] Sander Nijdam, PhD thesis, « Experimental Investigations on the Physics of Streamers », Technische Universiteit Eindhoven, 2011
- [Nishimachi2012] S. Nishimachi, N. Hayakawa, H. Kojima, M. Hanai and Hitoshi Okubo, « Pressure and temperature dependence of breakdown characteristics of sub-cooled liquid nitrogen », *2012 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, pp. 440-443, 2012
- [Nitta2000] T. Nitta, M. Chiba and H. Uematsu, « Characteristic of AC surface spark voltage in LN2 and LHe », *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 10, n° 1, pp. 1325-1328, 2000
- [Önal2004] E. Önal, « Breakdown characteristics of gases in non-uniform fields », *Istanbul University-Journal of Electrical & Electronics Engineering*, vol. 4, n° 2, 2004
- [Pace2011] M. O. Pace, I. Sauers, D. R. James, E. Tuncer and G. Polizos, « Design Tool for Liquid-Nitrogen Gaps in Superconducting Apparatus », *IEEE Transaction on Applied Superconductivity*, vol. 21, n° 3, 2011
- [Park2017] C. Park and S. Pamidi and L. Graber, « The critical electric field of gas mixtures over the extended range of cryogenic operating conditions », *Journal of Applied Physics*, vol. 122, n° 15, 2017
- [Paschen1889] F. Paschen, « Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff and Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz », *Annalen der Physik*, vol. 273, p. 69-96, 1889
- [Peier1979] D. Peier, « Breakdown of LN2 by field induced microbubbles », *Journal of Electrostatics*, vol. 7, pp. 113-122, 1979
- [Pointu1998] A.-M. Pointu and J. Perrin and J. Jolly, « Plasmas froids de décharge - Propriétés électriques », *Techniques de l'ingénieur*, ref. d2830, 1998
- [Posin1936] D. Q. Posin, « The Townsend coefficients and spark discharge », *Physical Review*, vol. 50, n°7, 1936

- [Raizer1991] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, John E. Allen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991
- [Ratushnaya2011] V. Ratushnaya, A. Luque and U. Ebert, « Electrodynamic characterization of long positive streamers in air », *to be submitted to Journal of Physics D: Applied Physics*, 2011
- [Rayleigh1917] L. Rayleigh, « VIII. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity », *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 34, n° 200, 1917
- [Sahu2005] R. K. Sahu, M. K. Pradhan and R. Sarathi, « Breakdown characteristics of liquid nitrogen under composite voltages », *CEIDP'05. 2005 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 2005*, pp. 349-352, 2005
- [Saker1996] A. Saker and P. Atten, « Properties of streamers in transformer oil », *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 3, n° 6, pp. 784-791, 1996
- [Sanders1933] F. H. Sanders, « Measurement of the Townsend coefficients for ionization by collision », *Physical review*, vol. 44, n° 12, 1933
- [Sarathi2016] R. Sarathi, L. Mittal and K. Sethupathi, « Influence of barrier on corona discharge activity in liquid nitrogen under AC voltages adopting UHF technique », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 23, n° 1, pp. 230-236, 2016
- [Sauers2009] I. Sauers and E. Tuncer, « Strategic Dielectrics R&D for HTS and other OE Applications », *Annual Peer Review of the Superconductivity Program for Electric Systems*, US Department of Energy, Washington DC, 2009.
- [Sauers2010] I. Sauers, R. James, A. Ellis, E. Tuncer, G. Polizos and M. Pace, « Effect of bubbles on liquid nitrogen breakdown in plane-plane electrode geometry from 100–250 kPa », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, n° 3, pp. 1892-1895, 2010
- [Seok1999a] B.-Y. Seok, H. Komatsu and M. Hara, « Partial breakdown characteristics in the simulated electrode system of high temperature superconducting coils », *Proceedings of 1999 IEEE 13th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL'99)*, pp. 466-469, 1999
- [Seok1999b] B.-Y. Seok, H. Komatsu, J. Suehiro and M. Hara, « Bubble behavior and PBD characteristics in the simulated electrode system of high temperature superconducting coils », *IEE Conference Publication Proceedings of the 11th Intern. Sympos. High Voltage Engineering*, pp. 372-375, 1999
- [Seok1999c] B.-Y. Seok, N. Tamuro and M. Hara, « A study of thermal bubble behavior in the simulated electrode system of HT superconducting coils », *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 6, n° 1, pp. 109-116, 1999
- [Seong2015] J.-K. Seong, W. Choi, U. Khan, B.-W. Lee, G.-J. Nam and J.-T. Kim, « Correlation between DC electric field intensity and electrical breakdown of butt gap in LN₂/PPLP composite insulation system », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, n° 1, pp. 7-13, 2015
- [Sha2013] Y. Sha, Y. Zhou, L. Zhang, M. Huang and F. Jin, « Measurement and simulation of partial discharge in oil-paper insulation under the combined AC–DC voltage », *Journal of Electrostatics*, vol. 71, n° 3, pp. 540-546, 2013

- [Shirai2016] Y. Shirai, K. Yoneda, D. Higa, M. Shiotsu, Y. Honda and S. Isojima, « Recovery characteristics of GdBCO superconducting tape with cooling fins and teflon coating for resistive fault current limiter », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, n° 3, pp. 1-4, 2016
- [Suda1996] Y. Suda, M. Itoh, Y. Sakai, K. Matsuura, N. Honma and T. Kimura, « Behaviour of liquid nitrogen between electrodes in a microgravity environment », *Cryogenics*, vol. 36, n° 8, pp. 567-571, 1996
- [Suzuki2006] H. Suzuki, T. Takahashi, T. Pokamoto, N. Ishii, S.-I. Mukoyama and A. Kimura, « Verification tests and insulation design method of cold dielectric superconducting cable », *IEEE Transactions on Power and Energy*, vol. 126, pp. 441-451, 2006
- [Tachibana2011] K. Tachibana, Y. Takekata, Y. Mizumoto, H. Motomura and M. Jinno, Analysis of a pulsed discharge within single bubbles in water under synchronized conditions, *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 20, n° 3, p. 034005, 2011
- [Takahashi1975] Y. Takahashi and K. Ohtsuka, « Corona discharges and bubbling in liquid nitrogen », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 8, n° 2, 1975
- [Takashima1988] T. Takashima, R. Hanaoka, R. Ishibashi and A. Ohtsubo, « I-V characteristics and liquid motion in needle-to-plane and razor blade-to-plane configurations in transformer oil and liquid nitrogen », *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. 23, n° 4, pp. 645-658, 1988
- [Tamashima2017] M. Tamashima, S. Takaya, Y. Shirai, M. Shiotsu, G. Honda and S. Isojima « Improvement of recovery characteristics of REBCO tape with several surface conditions for resistive fault current limiter », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 27, n° 4, pp. 1-5, 2017
- [Tixador2015] P. Tixador and A. Badel, « Superconducting Fault Current Limiter optimized design », *Physica C: Superconductivity and its Applications*, vol. 518, pp. 130-133, 2015
- [Tobazéon1994] R. Tobazéon, « Prebreakdown phenomena in dielectric liquids ». *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 1, n° 6, 1994
- [Tobazéon2006] R. Tobazéon and A. Denat, « Conduction électrique dans les Liquides », *Techniques de l'ingénieur*, ref. d2430, 2006
- [Top1999th] T. Tran Van, « Etude de la Génération des Streamers dans l'Huile Minérale sous Tension Impulsionnelle et Alternative », thèse de doctorat, Energie électrique. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG 1999
- [Topalis2002] F. V. Topalis, I. F. Gonos and I. A. Stathopoulos, « Insulation properties of composite dielectric arrangements », *International Journal of Power and Energy Systems*, vol. 22, n° 3, pp. 146-149, 2002
- [Toyota2002] H. Toyota, S. Zama, Y. Akamine, S. Matsuoka and K. Hidaka, « Gaseous electrical discharge characteristics in air and nitrogen at cryogenic temperature », *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 9, n° 6, 2002
- [Traoré2010] P. Traore, M. Daaboul and C. Louste, « Numerical simulation and PIV experimental analysis of electrohydrodynamic plumes induced by a blade electrode », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 43, n° 22, 2010

- [Trémas2017] L. Trémas, O. Lesaint, N. Bonifaci, B. Ohl and F. Gentils, « Influence of the solid material nature on the inception of creeping discharges in air », *2017 IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomenon (CEIDP)*, pp. 548-551, 2017
- [Trinh1982] N. G. Trinh, C. Vincent and J. Regis, « Statistical dielectric degradation of large-volume oil-insulation », *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, n° 10, pp. 3712-3721, 1982
- [Tsuboi2010a] T. Tsuboi, J. Takami, S. Okabe, K. Inami and K. Aono, « Weibull parameter of oil-immersed transformer to evaluate insulation reliability on temporary overvoltage », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 17, n° 6, pp. 1863-1868, 2010
- [Tsuboi2010b] T. Tsuboi, J. Takami and S. Okabe, « Application of Weibull insulation reliability evaluation method to existing experimental data with one-minute step-up test », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 17, n° 1, pp. 312-322, 2010
- [Wang2008] P. Wang, D. J. Swaffield, P. L. Lewin and G. Chen « Thermal bubble motion in liquid nitrogen under nonuniform electric fields », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 15, n° 3, pp. 626-634, 2008
- [Wang2008th] P. Wang, « Thermal bubble behaviour in liquid nitrogen under electric fields », PhD thesis, University of Southampton, Faculty of Engineering, Sciences and Mathematics, 2008
- [Watabe1998] K. Watabe, F. Kamatani, N. Kobayashi, M. Onoda and H. Nakayama, « Effects of a barrier on creeping discharge characteristics in SF₆ and N₂ gases under pulse voltages », *Electrical Engineering in Japan*, vol. 125, n° 4, pp. 1-8, 1998
- [Watson1991] P.K. Watson, W.G. Chadband and M. Sadeghzadeh-Araghi, « The role of electrostatic and hydrodynamic forces in the negative-point breakdown of liquid dielectrics », *IEEE transactions on electrical insulation*, vol. 26, n° 4, 1991
- [Watson1998] P.K. Watson, M. Iqbal Qureshi and W.G. Chadband, « The growth of prebreakdown cavities in silicone fluids and the frequency of the accompanying discharge pulses », *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 5, n° 3, pp. 344-350, 1998
- [Weber1956] K. H. Weber and H. S. Endicott, « Area Effect and Its Extremal Basis for the Electric Breakdown of Transformer Oil [includes discussion] », *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers. Part III: Power Apparatus and Systems*, vol. 75, n° 3, pp. 371-381, 1956
- [Weibull1951] W. Weibull, « A statistical distribution function of wide applicability », *Journal of applied mechanics*, vol. 18, n° 3, pp. 293-297, 1953.
- [Weiss2017] J. D. Weiss, T. Mulder, H. J. ten Kate and Danko C. van der Laan, « Introduction of CORC[®] wires: highly flexible, roundhigh-temperature superconducting wires formagnet and power transmission applications », *Superconductor Science and Technology*, vol. 30, n° 1, 2017
- [Winkler2007] A. Winkler, Master Thesis, « Untersuchung der Durchschlagfestigkeit von flüssigem Stickstoff », Universität Karlsruhe, 2007
- [Yagoobi1999] J. Seyed-Yagoobi and J. E. Bryan, « Enhancement of heat transfer and mass transport in single-phase and two-phase flows with electrohydrodynamics », *Advances in heat transfer*, pp. 95-186, 1999
- [Yamazawa1997] K. Yamazawa and H. Yamashita, « Prebreakdown density change streamer in liquid nitrogen ». *Japanese journal of applied physics*, vol. 36, n° 10R, p. 6437, 1997

- [Yamazawa1998] K. Yamazawa and H. Yamashita, « Prebreakdown light emission and current pulses in liquid nitrogen », *Japanese journal of applied physics*, vol. 37, n° 1R, p. 171, 1998
- [Yoshino1979] K. Yoshino, H. Fujii, R. Takahashi, Y. Inuishi, K. Hayashi and U. Kubo, « Electrical breakdown in cryogenic liquids », *Journal of Electrostatics*, vol. 7, pp. 103-112, 1979
- [Yoshino1980] K. Yoshino, R. Takahashi, M. Shiraishi, H. Fujii and Y. Inuishi, « The polarity effect of dielectric breakdown in liquid nitrogen and its dependence on pulse width », *Cryogenics*, vol. 20, n° 8, 1980
- [Zhao2015] L. Zhao, J. Su Y. Pan, R. Li B. Zeng J. Cheng and B. Yu, « Correlation between volume effect and lifetime effect of solid dielectrics on nanosecond time scale », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, n° 4, pp. 1769-1776, 2015
- [Zhang2007] X. Zhang, E. Gockenbach, V. Wasserberg and H. Borsi, « Estimation of the Lifetime of the Electrical Components in Distribution Networks », *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 22, n° 1, 2007
- [Zitouni2016] M. Zitouni, F. Guerbas, L. Boukezzi and A. Boubakeur, « Modelling by design of experiments method of the AC breakdown voltage of transformer oil point–plane gaps with insulating barrier », *IET Generation, Transmission & Distribution*, vol. 10, n° 1, pp. 232-239, 2016

Chapitre 2 : Analyse des contraintes diélectriques sur un limiteur de courant

I Introduction

Le but de ce chapitre est d'étudier le fonctionnement d'un limiteur de courant de défaut supraconducteur dans l'optique de comprendre les contraintes électriques et thermiques s'appliquant sur l'isolation. Tout d'abord, un rappel sur la supraconductivité et un aperçu des dispositifs de limitation de courant existant sera effectué. Un modèle de limiteur de courant de défaut supraconducteur existant sera présenté et utilisé dans un logiciel de simulation de réseaux électriques. Les contraintes en tension durant les phases de fonctionnement en régime nominal et en limitation en seront déduites pour l'ensemble de l'appareil. Au niveau des rubans supraconducteurs constituant le limiteur, le renforcement de champ généré par ces rubans sera simulé en fonction de différents paramètres, et comparés à des géométries d'électrodes plus conventionnelles. L'échauffement des rubans supraconducteurs durant la phase de limitation sera abordé, avant d'effectuer une synthèse des contraintes diélectriques sur le limiteur de courant.

II Rappels sur le limiteur de courant supraconducteur

II-1 Généralités sur les supraconducteurs

II-1.1 Bref historique de la supraconductivité

L'histoire de la supraconductivité commence lorsque K. Onnes et son équipe découvrent que la résistance du mercure s'effondre lorsqu'il est refroidi à l'hélium liquide en dessous de 4,2 K, pour devenir inférieure au seuil de mesure des appareils [Onnes1911a]. Les propriétés supraconductrices d'autres corps purs (comme le plomb) ou alliages (comme le niobium-titane) furent ensuite rapidement mises en évidence. Du fait de la nécessité de refroidir ces matériaux supraconducteurs avec de l'hélium liquide (température d'ébullition de 4,22 K à pression atmosphérique), les contraintes techniques très fortes de la cryogénie rendent difficile l'utilisation des supraconducteurs refroidis à l'hélium pour des applications grand public, à l'exception notable des IRM médicaux.

En 1986, la découverte d'une nouvelle famille de supraconducteurs, les cuprates, dont le premier élément synthétisé est le LaBaCuO (35 K) [Bednorz1986], ouvre la voie à YBaCuO, dont la température critique est de 93 K [Wu1987]. Pour la première fois, l'état supraconducteur est observé au-delà de 77,3 K, qui est la température d'ébullition de l'azote liquide à la pression atmosphérique. L'azote liquide étant un liquide cryogénique bien moins onéreux et plus simple d'utilisation que l'hélium ou l'hydrogène liquide, l'éventail des applications technologiques possibles s'agrandit considérablement. La quête de matériaux supraconducteurs possédant des températures critiques de plus en plus élevées se poursuit aujourd'hui pour son intérêt physique, avec pour objectif affirmé la découverte d'un supraconducteur à température ambiante.

II-1.2 Caractéristiques générales des supraconducteurs

Dans un matériau supraconducteur, la frontière entre l'état supraconducteur et l'état résistif (ou plus précisément entre l'état non dissipatif et l'état dissipatif) dépend à la fois de la température, du champ magnétique et de la densité de courant dans le supraconducteur, suivant des relations fortement non linéaires [Bardeen1957]. Une illustration de la frontière entre l'état supraconducteur et

non-supraconducteur est présentée schématiquement en Figure 33. L'état supraconducteur est atteint seulement si la température, le champ magnétique et la densité de courant sont tous suffisamment faibles en intensité. Comme la Figure 33 le suggère, la diminution de la température s'accompagne d'une augmentation de la densité de courant critique. Cette densité de courant critique est très souvent dimensionnante dans les applications, c'est pourquoi on peut chercher à l'augmenter en réduisant la température. Il est envisagé que le démonstrateur de limiteur de courant développé dans le projet FastGrid (voir section IV-1) soit refroidi à 65 K au lieu de 77 K dans ce but, car le courant critique des rubans utilisés est deux fois plus important à 65 K qu'à 77 K [Theva_URL].

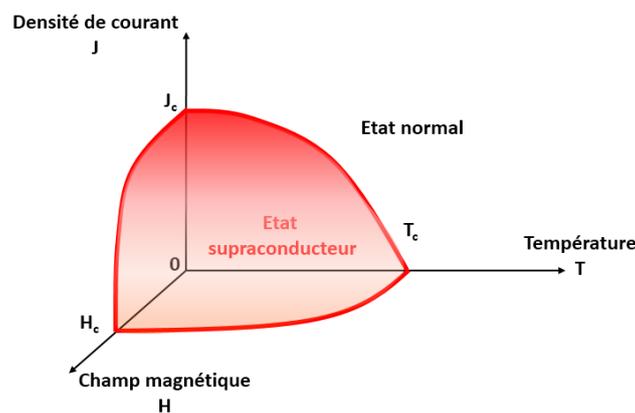


Figure 33 : Représentation du domaine de conditions physiques dans lequel les propriétés supraconductrices se manifestent.

L'état supraconducteur se caractérise par deux propriétés principales : L'absence de résistance en régime continu et le rejet des lignes de champ magnétique (diamagnétisme parfait, $\chi=-1$).

II-1.2.1 Absence de résistivité en régime continu et pertes en régime alternatif

La propriété qui donne son nom à l'état supraconducteur est son absence de résistivité mesurable en régime permanent. Autrement formulé, aucun champ local et aucune tension globale n'est développée dans le matériau supraconducteur lors du passage d'un courant continu. La résistivité augmente brutalement avec la température au voisinage de la température critique, comme illustré en Figure 34 [Onnes1911b] :

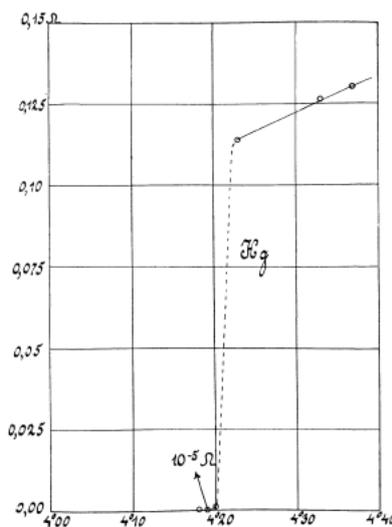


Figure 34 : Résistance d'un échantillon de mercure en fonction de la température [Onnes1911b]

L'absence de résistivité sous courant continu (appelé DC dans la suite) ne signifie pas une absence de pertes dans le matériau supraconducteur en toutes circonstances. Les variations temporelles de

courant dans le supraconducteur durant les transitoires ainsi qu'en régime alternatif (AC) impliquent l'existence simultanée d'un champ électrique (Equation de Maxwell-Faraday) et d'une densité de courant dans le matériau, ce qui génère une puissance volumique dissipée décrite par l'équation 9:

$$p_V = \vec{j} \cdot \vec{E} \quad (9)$$

D'autres phénomènes d'hystérésis ou de courants de Foucault contribuent aux pertes AC. Le calcul de ces pertes est d'une importance critique pour la plupart des applications supraconductrices, où la dissipation thermique génère un surcoût de puissance à évacuer (appelée « puissance froide »). Ces pertes sont d'autant plus pénalisantes que la puissance dissipée à la température cryogénique doit être compensée par une puissance beaucoup plus importante, à cause du rendement de Carnot et du rendement intrinsèque des machines de refroidissement (« machines froides »). Une expression des pertes réelles générées induites par les pertes thermiques est proposée en Equation 10 [Tixador2013] :

$$P_{AC}^{réelles} = P_{AC} * \left(1 + \frac{1}{\eta_{cryo}} * \frac{T_a - T_f}{T_f}\right) \quad (10)$$

Avec P_{AC} les pertes thermiques dans le supraconducteur, η_{cryo} le rendement des machines froides n'incluant pas le rendement de Carnot (qui est exprimé dans la fraction de droite), T_a la température ambiante et T_f la température « froide » de l'application. Pour une température cryogénique de 77 K et un rendement des machines froides de 15 %, on obtient une puissance réelle à dépenser environ 20 fois supérieure aux pertes AC à compenser. De plus, ces aspects thermiques nécessitent une attention particulière lors de la conception des systèmes supraconducteurs, car sous l'effet de ces pertes thermiques des échauffements locaux peuvent apparaître (point chaud), générés par le courant traversant des inhomogénéités [Tixador2015].

II-1.2.2 Effet Meissner

Une des propriétés attendues d'un matériau présentant une résistance nulle est un diamagnétisme parfait (susceptibilité magnétique $\chi = -1$) : dans un matériau à résistance nulle, toute tentative de faire varier le champ magnétique dans celui-ci (par exemple en approchant un aimant permanent) va induire des courants de Foucault (Loi de Lenz) qui, en l'absence de tout phénomène dissipatif, génèrent un champ induit s'opposant au champ magnétique extérieur.

L'effet Meissner est distinct de ce phénomène de diamagnétisme : le passage d'un hypothétique matériau conventionnel d'un état résistif vers un état de conduction parfait ne doit pas s'accompagner d'un rejet du champ magnétique. A l'inverse, un matériau passant de l'état résistif vers l'état supraconducteur (par exemple en le refroidissant) rejette le champ magnétique : c'est l'effet Meissner.

II-2 Limiteurs de courant de défaut

Comme son nom l'indique, la raison d'être d'un limiteur de courant est de fixer le courant parcourant un conducteur à une valeur limitée lorsqu'un surintensité apparaît et dépasse une certaine valeur critique. Pour un réseau électrique, la cause principale de surintensités est l'apparition d'un défaut (franc ou impédant) sur un tronçon de ligne. Dans ces conditions, la valeur de la surintensité non limitée peut atteindre plusieurs dizaines de fois la valeur du courant nominal. Ce courant de défaut est particulièrement critique dans le cas des lignes et réseaux à courant continu, pour lesquels le courant de défaut augmente plus rapidement du fait de l'inductance du réseau plus faible [Xiang2016], ainsi que pour les disjoncteurs DC, qui contrairement au cas AC ne voient pas de zéros de courant favorables à la coupure [Grieshaber2014] [Chen2014].

Dans la pratique, toutes les installations doivent être dimensionnées pour supporter des surcourants (en fonction de la valeur de courant maximale traversant les équipements, qui prend une valeur

différente du courant de défaut), ce qui implique un coût supplémentaire et un encombrement des équipements plus important. Un courant limité à une valeur maximale permet de réduire les contraintes de dimensionnement (échauffement et contraintes mécaniques principalement) de toute la chaîne d'équipement dans laquelle le courant est limité. Les limiteurs de courant, supraconducteurs ou non, sont à même de remplir ce rôle. Inséré sur un réseau, il permet aussi d'augmenter la puissance de court-circuit de celui-ci sans augmenter le courant de court-circuit.

II-2.1 Rôle et principe de fonctionnement d'un limiteur de courant

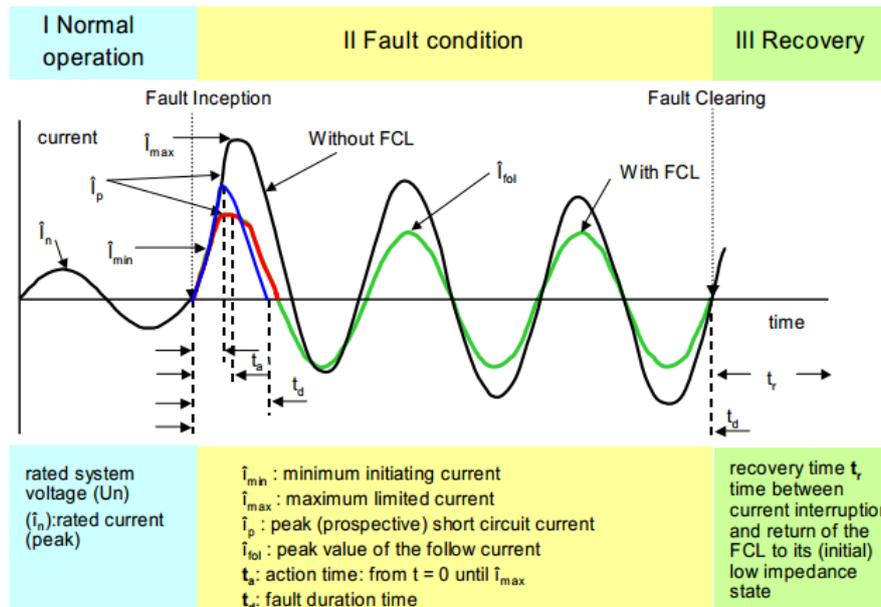


Figure 35 : Evolution du courant lors d'un défaut avec et sans limiteur de courant [Young2009]

La Figure 35 présente une vision généralisée du processus de limitation de courant. A l'apparition d'un défaut, le courant dans la ligne en présence du limiteur atteint une valeur \hat{i}_p qui est inférieure au courant \hat{i}_{max} attendu sans limiteur. Le rapport entre \hat{i}_p et \hat{i}_{max} est un paramètre important pour la ligne, et dépend directement du limiteur et de sa technologie. Pour certains types de limiteurs de courant supraconducteurs, comme les limiteurs résistifs, le courant limité crête est potentiellement des dizaines de fois inférieur au courant crête (courant maximum qui circulerait sans limitation), ce qui signifie qu'ils sont quasiment décorrélés [Tixador2013].

La majorité des limiteurs de courant ne peuvent pas limiter le courant en permanence (en particulier les limiteurs résistifs), et ils doivent donc être associés à un disjoncteur qui coupe le courant après un certain délai, une fois le processus de limitation enclenché. Une phase de récupération suit la coupure, ce qui permet au limiteur de revenir à son état initial et d'être opérationnel pour une nouvelle limitation.

II-2.2 Types de limiteurs de courant supraconducteurs

Année	Institution/société/Projet	Pays	Type	Tension/Courant	Supra
2016	KEPRI	Corée	Résistif hybride	154 kV / 3 kA	YBCO
2013	Ampacity	Allemagne	Résistif	10 kV / 2,3 kA	YBCO
2013	Schneider Electric	Allemagne	Inductif	10,6 kV / 0,87 kA	YBCO
2013	Eccoflow	C.E.	Résistif	24 kV / 1 kA	YBCO
2012	Innower	Chine	Inductance saturable	220 kV / 0,8 kA	BSCCO
2012	Université Shanghai	Chine	Résistif	10 kV / 0,4 kA	YBCO
2012	RSE	Italie	Résistif	9 kV / 1 kA	YBCO
2011	Nexans ASL II	Grande Bretagne	Résistif	12 kV / 0,4 kA	Tubes BSCCO
2011	Nexans Ensytrub	Allemagne	Résistif	12 kV / 0,8 kA	YBCO
2011	RSE	Italie	Résistif	9 kV / 0,22 kA	BSCCO
2011	Zenergy ASL	Grande Bretagne	Inductance saturable	11 kV / 1,25 kA	BSCCO
2011	KEPRI	Corée	Résistif hybride	22,9 kV / 0,63 kA	YBCO
2011	AMSC / Siemens	USA	Résistif	115 kV / 1,2 kA	YBCO
2010	Zenergy	USA	Inductance saturable	33 kV / 1,25 kA	BSCCO

Figure 36 : Principaux projets internationaux de limiteurs de courant supraconducteurs en 2013 [Tixador2013]

Une liste de projets récents développant des limiteurs de courant supraconducteurs est présentée en Figure 36. Bien que dans tous les cas l'objectif de limitation de courant soit le même, différentes manières de mettre à profit la supraconductivité mènent à différentes technologies de limiteur de courant [Hassenzahl2004] [Young2009] [Cigré2010] :

- Limiteurs de courant supraconducteur à inductance saturable
 - Ce limiteur consiste en un ou plusieurs transformateurs à noyaux magnétiques. Leurs circuits primaires sont insérés en série sur la ligne, et leurs circuits secondaires sont parcourus par un courant DC suffisant pour saturer le noyau magnétique. Une surintensité sur la ligne vient désaturer un des noyaux, ce qui augmente fortement l'inductance vue par la ligne et limite le courant AC. La supraconductivité est ici facultative, et sert à limiter les pertes par effet Joule au secondaire.
- Limiteurs de courant supraconducteur à noyau écarté
 - Ce limiteur consiste en un transformateur dont les deux extrémités du circuit primaire (non supraconducteur) sont en série avec la ligne. Le circuit secondaire du transformateur (supraconducteur) est bouclé sur lui-même. L'augmentation du courant dans le circuit primaire induit une augmentation de courant dans le secondaire, qui finit par transiter, ce qui insère une charge résistive sur le transformateur.
- Limiteurs de courant supraconducteur résistifs
 - Un tronçon de supraconducteur est inséré en série avec la ligne. En dessous du courant critique, le ruban est supraconducteur, donc transparent pour la ligne. Au-delà du courant critique, le ruban devient résistif, chauffe, et insère une résistance série sur la ligne.

L'électrotechnique n'a pas attendu le développement de la supraconductivité pour réfléchir à des moyens de se prémunir des surintensités dangereux pour les lignes et les réseaux électriques. Plusieurs types de limiteurs de courant de défaut ne sont pas basés sur des propriétés supraconductrices :

- Limiteurs à inductances
 - Sur un réseau AC, une simple inductance série permet de limiter le courant de manière linéaire et permanente, mais induit une forte « consommation » d'énergie réactive. Cette solution est viable en DC, mais uniquement pour limiter la croissance du courant en régime transitoire. En effet le régime permanent DC est indépendant des inductances sur la ligne.
- Limiteurs à base d'électronique de puissance
 - En cas de courant de défaut, ces dispositifs peuvent dériver le courant vers une branche résistive et/ou couper le courant limité. La rapidité de l'électronique de puissance est importante, mais les pertes introduites par les jonctions des transistors et la complexité des circuits à semi-conducteur en HT peuvent être prohibitives.
- Fusibles
 - Les fusibles Haute Tension peuvent être autonomes (fusion d'un élément métallique) ou assistés par pyrotechnie. Cette technologie est éprouvée de longue date, mais nécessite un remplacement systématique du fusible après chaque utilisation.

III Contraintes en tension issues du réseau électrique

III-1 Intégration du limiteur sur une ligne aérienne

III-1.1 Le logiciel de simulation EMPT-RV®

EMPT-RV® est un logiciel de simulation de circuit électrique particulièrement focalisé sur les systèmes électriques de fortes puissances et les réseaux électriques [EMTP_URL]. Il dispose d'une bibliothèque de modèles de composants allant des lignes aériennes aux machines tournantes. Différents modules permettent de créer de nouveaux composants aux caractéristiques paramétrables, ce qui permet la création de modèles de limiteur de courant modélisant la réponse globale du limiteur [Garcia2017] ou prenant en compte les aspects locaux de la limitation avec une approche multi-échelle par blocs [Bonnard2017] [Tixador2018].

III-1.2 Modèle de limiteur de courant

Le modèle de limiteur utilisé est celui décrit dans [Garcia2016], dont le modèle électrothermique équivalent est présenté en Figure 37.

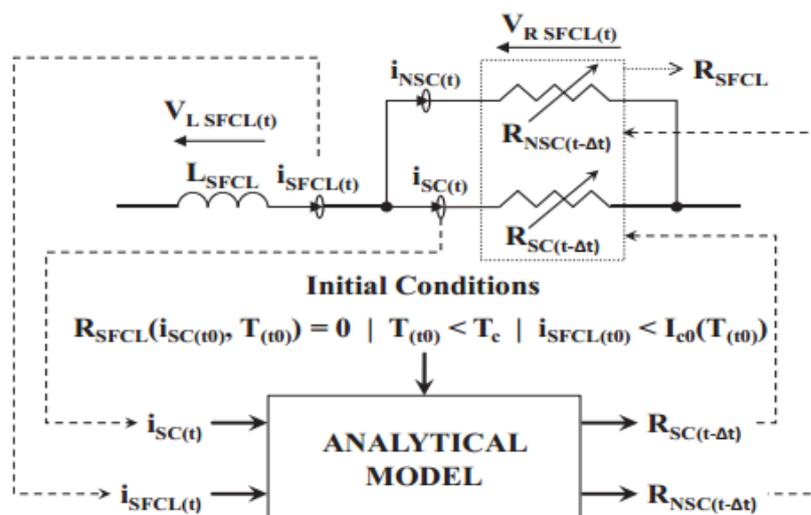


Figure 37 : Modèle de limiteur de courant supraconducteur utilisé pour la simulation [Garcia2016]

Le modèle de limiteur consiste premièrement en une inductance modélisant la longueur et le bobinage du conducteur constituant le limiteur. Une résistance est présente en série avec cette inductance, qui se décompose en une résistance linéaire faiblement dépendante de la température, représentant le shunt et le substrat du ruban supraconducteur, en parallèle avec une résistance non linéaire fortement dépendante de la température et du courant, représentant la couche supraconductrice du ruban. La résolution temporelle du modèle nécessite de connaître la température moyenne du supraconducteur, qui est calculée à partir d'une température initiale et de l'énergie dissipée dans le ruban au cours du temps.

III-1.3 Modèle de réseau électrique

Seul un tronçon de ligne est modélisé dans cette étude, dont le schéma équivalent est présenté en Figure 38. Le convertisseur HVDC 320 kV est modélisé par une source de tension en série avec une résistance et une inductance. Le limiteur est inséré directement à la sortie du convertisseur, suivi d'un disjoncteur couplé à un circuit d'aide à la coupure, basé sur un condensateur préchargé en inverse. Un modèle de propagation de ligne aérienne d'une longueur d'un kilomètre est connecté à une charge résistive de 100Ω représentant la consommation de la ligne. Cette résistance sera court-circuitée au moment du défaut (défaut franc kilométrique). Deux parafoudres (ZnO) dont la tension de seuil est réglée à 1,5 fois la valeur de tension nominale (1.5 p.u.) sont insérés de part et d'autre du limiteur de courant pour absorber les surtensions sur celui-ci, à la fois durant le régime de conduction et durant le régime de limitation.

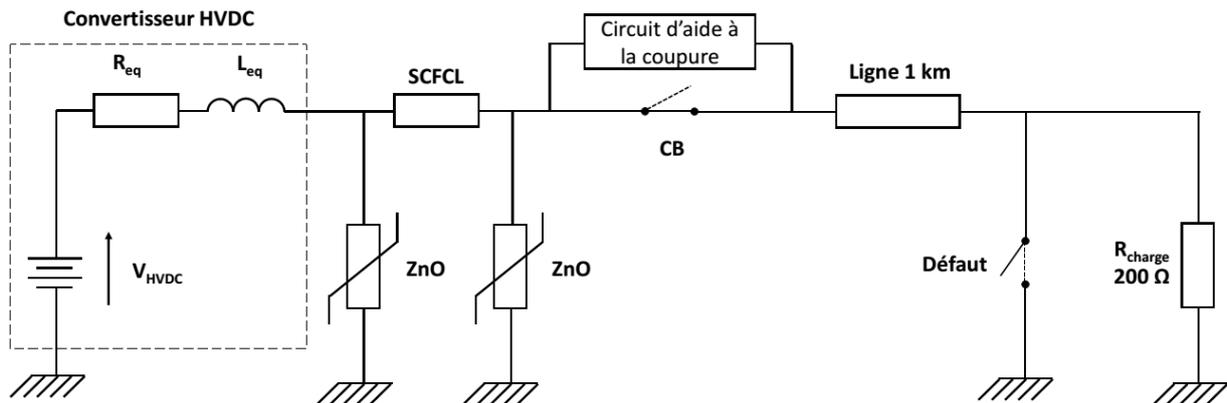


Figure 38 : Schéma électrique équivalent de ligne électrique « Source HVDC + Limiteur + Disjoncteur + Parafoudres »

III-1.4 Séquence de fonctionnement du limiteur résistif

La chronologie de fonctionnement du limiteur lors de l'apparition d'un défaut est la suivante :

- Préalablement à l'apparition du défaut, la ligne est dans un régime de fonctionnement nominal et le courant traversant la ligne (et le limiteur) vaut 1,5 kA.
- A $t = 10$ ms, un défaut kilométrique apparaît, menant à une montée rapide du courant dans la ligne. Le limiteur de courant est encore dans l'état supraconducteur, et n'est donc pas actif.
- Une fois que le courant atteint une valeur critique pour le matériau supraconducteur, celui-ci transite et le limiteur devint résistif. Cela a le double effet d'arrêter la croissance du courant, et de le rabattre à sa valeur limitée en quelques millisecondes.
- Durant toute la durée de la limitation, le courant est limité par la résistance du limiteur, ce qui induit un échauffement progressif du conducteur du limiteur de courant, et de l'azote liquide environnant.

- Après un délai de quelques dizaines de millisecondes, l'ordre de coupure est donné au disjoncteur. Suite à la réussite de la coupure, le courant dans le limiteur et la tension aux bornes du limiteur s'annulent très rapidement. Le conducteur est trop chaud pour revenir à l'état supraconducteur instantanément, il s'ensuit donc une période de récupération qui permet d'évacuer le surplus de chaleur du conducteur afin qu'il retrouve dans un premier temps son état supraconducteur, et dans un second temps une valeur de courant critique suffisamment importante pour supporter le courant nominal sans re-transiter instantanément.

Cette séquence de fonctionnement a été implantée dans le logiciel EMTP avec le schéma de simulation présenté en Figure 38. Les résultats de simulation donnent l'allure du courant dans le limiteur au cours du temps, présenté en Figure 39. Les caractéristiques principales de la simulation sont résumées dans la Table 2. On constate que la montée du courant lors du défaut est rapidement interrompue par le limiteur, avec un rapport courant crête sur courant limité voisin de 3. Avec un courant prospectif de 20 kA, le rapport courant prospectif sur courant limité est de 6,7.

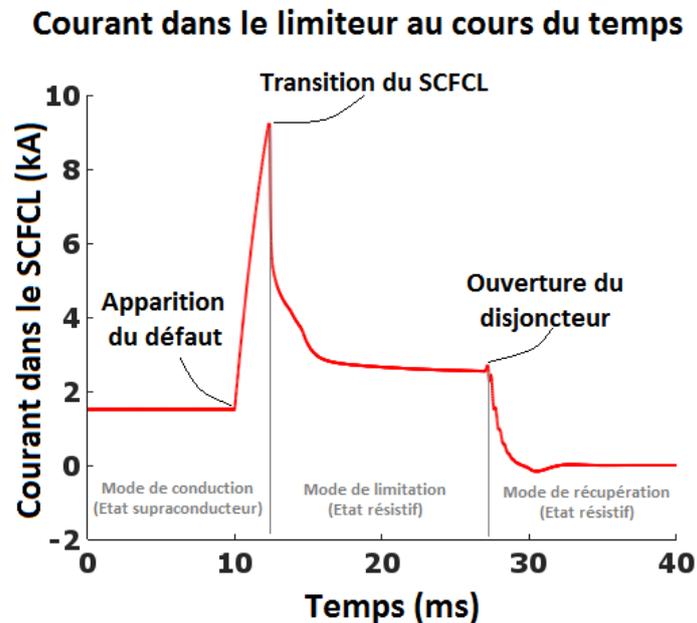


Figure 39 : Courant dans le limiteur durant une séquence de limitation

Tension réseau nominale	320 kV
Courant de ligne nominal	1,5 kA
Courant prospectif	20 kA
Courant limité crête	9 kA
Courant limité	3 kA

Table 2 : Caractéristiques et résultats principaux de la simulation réseau

III-2 Contraintes en tension sur le SCFCL lors de la limitation

Le modèle de ligne d'un réseau HVDC décrit précédemment permet de calculer les contraintes en tension sur le limiteur de courant, dont une version synthétique est présentée en Figure 40. Une distinction importante du point de vue de l'isolation est faite entre la tension aux bornes du limiteur (entrée-sortie) et les tensions simples entre le limiteur et la terre (entrée-terre, sortie-terre). En effet, chacune de ces contraintes est présente dans des régions spécifiques du limiteur, ce qui sera présenté plus en détail dans la section IV de ce chapitre.

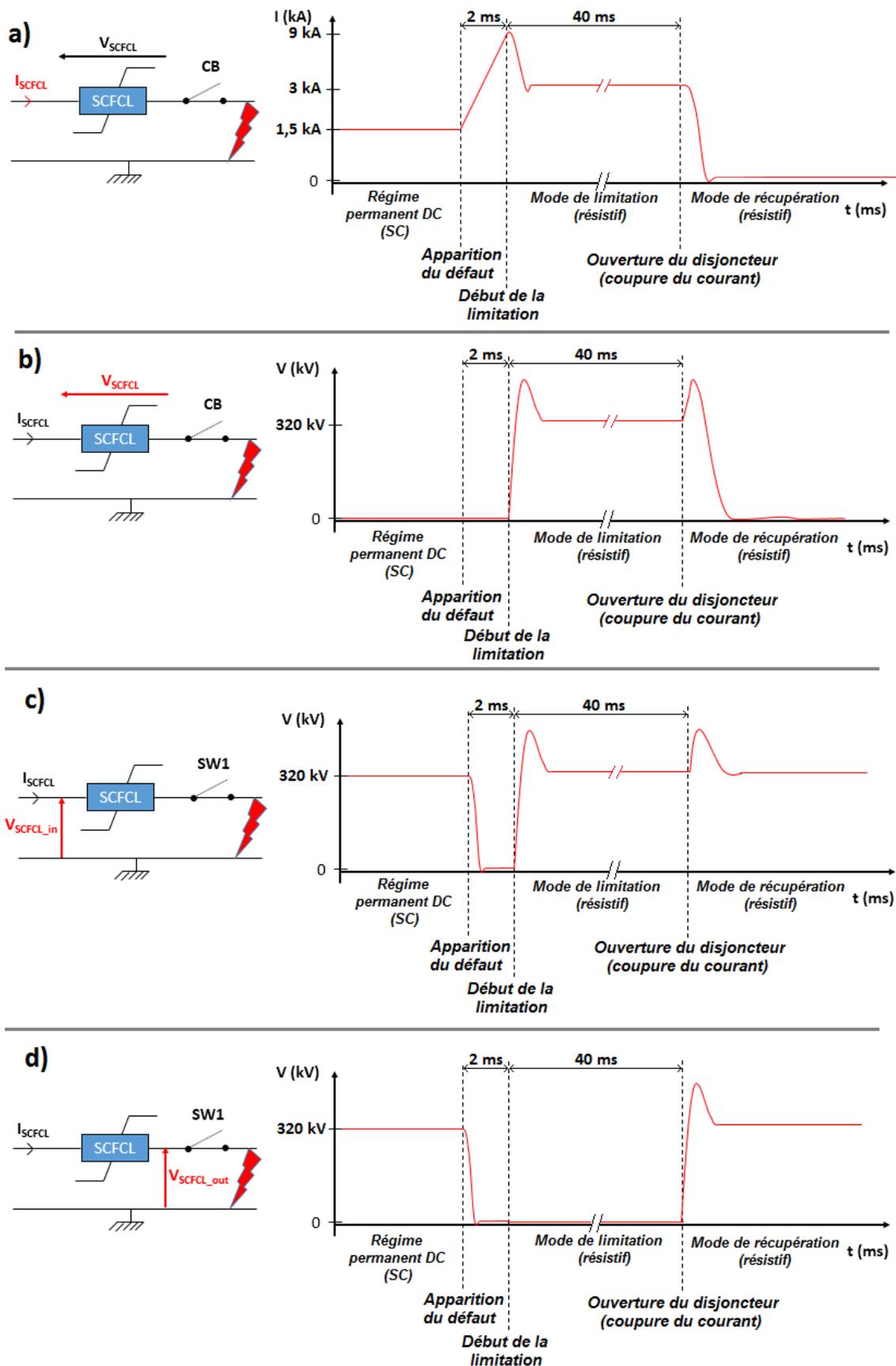


Figure 40 : Chronogrammes simplifiés des contraintes en courant et en tension sur le limiteur de courant lors d'une limitation. (a) Courant traversant le limiteur de courant. (b) Tension entrée-sortie du limiteur de courant. (c) Tension entrée-terre du limiteur de courant. (d) Tension sortie-terre du limiteur de courant.

L'observation des contraintes en tension durant la phase de limitation permet de mettre en évidence les caractéristiques suivantes :

- Il existe un délai de quelques millisecondes entre l'apparition du défaut et la limitation. Ce délai correspond au temps nécessaire au courant de ligne pour dépasser la valeur de courant faisant transiter le limiteur de courant. Durant ce délai, les contraintes en tension sur le limiteur sont réduites, voire nulles.
- Une surtension est présente au début de la limitation. Celle-ci peut être interprétée par une simple application de la loi d'Ohm : le limiteur a un comportement résistif après sa transition, néanmoins il reste traversé par une surintensité qui n'est pas encore totalement limitée. Cette surintensité induit donc une surtension dans le limiteur résistif, jusqu'à ce que la valeur du courant soit rabattue à une valeur limitée (dissipation de l'énergie inductive de la ligne dans le limiteur). La valeur et la durée de cette surtension sont dépendantes en particulier du courant maximal, du courant limité, et des caractéristiques du réseau. Néanmoins, l'amplitude de cette surtension peut être réduite par les parafoudres encadrants le limiteur si une telle stratégie de protection est adoptée, ce qui est le cas dans cette simulation. En première approximation, cette surtension présentant un front de montée de l'ordre de la centaine de microseconde et un temps de descente de l'ordre de la milliseconde peut être assimilée à un choc de manœuvre normalisé (SI : 250/2500 μ s).
- Une surtension est observée à la fin de la limitation. Celle-ci est liée à la coupure du courant par le disjoncteur, induisant une surtension transitoire. De la même manière que précédemment, cette surtension peut être limitée par les parafoudres encadrants le limiteur si une telle stratégie de protection est adoptée, et cette surtension sera assimilée comme précédemment à un choc de manœuvre normalisé.

III-3 Autres contraintes en tension

En dehors des contraintes spécifiques liées au fonctionnement du limiteur de courant, celui-ci est soumis durant ses phases de conduction à des contraintes pôle-terre similaires à celles des autres appareils installés sur le réseau HT, à savoir :

- Tension DC nominale en régime permanent ;
- Niveaux de tension DC transitoirement plus élevés que la valeur nominale (surcharges liées au fonctionnement du réseau) ;
- Choc de tension lié à la foudre frappant une partie du réseau électrique (Onde normalisée « LI » = 1,2/50 μ s) ;
- Choc de tension lié à l'ouverture d'un disjoncteur sur le réseau HT (Onde normalisée « SI » = 250/2500 μ s) ;
- Tension composée de la tension nominale (DC) superposée à des chocs SI ou LI, de polarité identique ou opposée à la polarité de la tension continue.

Entre les bobinages du limiteur, des contraintes en tension peuvent apparaître lorsque des chocs transitoires se propagent sur le réseau. Le cas des chocs de foudre sur les bobinages de transformateur est connu et étudié depuis des décennies [McWhirter1956] et il est généralement admis que les premiers tours du bobinage d'un transformateur doivent supporter l'essentiel de la surtension transitoire. Néanmoins la stratégie de bobinage d'un transformateur est significativement différente de celle d'un limiteur de courant, et il est probablement nécessaire d'adapter les connaissances déjà accumulées sur les transformateurs pour les transférer au cas d'étude du limiteur de courant. Ce sujet méritant une étude à part entière ne sera pas développé plus en détail ici.

IV Contraintes en champ électrique dans le limiteur

IV-1 Configuration spatiale d'un limiteur de courant

Le projet FastGrid financé par le programme européen H2020 [FastGrid_URL] vise d'une part à l'amélioration des caractéristiques du ruban supraconducteur en vue de son utilisation dans un limiteur de courant supraconducteur (augmentation du champ électrique longitudinal dans le ruban en régime de limitation, stabilité thermique accrue, ...), et d'autre part le développement d'un démonstrateur représentatif d'une portion de limiteur de courant adapté aux réseaux HVDC. Le développement du prototype a fait l'objet d'une modélisation 3D du limiteur avant réalisation, qui est présentée en Figure 41. Le limiteur est constitué de 10 galettes superposées, connectées en série. Chaque galette est constituée d'un bobinage bifilaire « non-inductif » dont le conducteur est constitué de deux rubans supraconducteurs en contact. L'ensemble est maintenu en place et suspendu avec des isolants solides constitués de fibre de verre et de résine époxy, et plongé dans un cryostat rempli d'azote liquide.

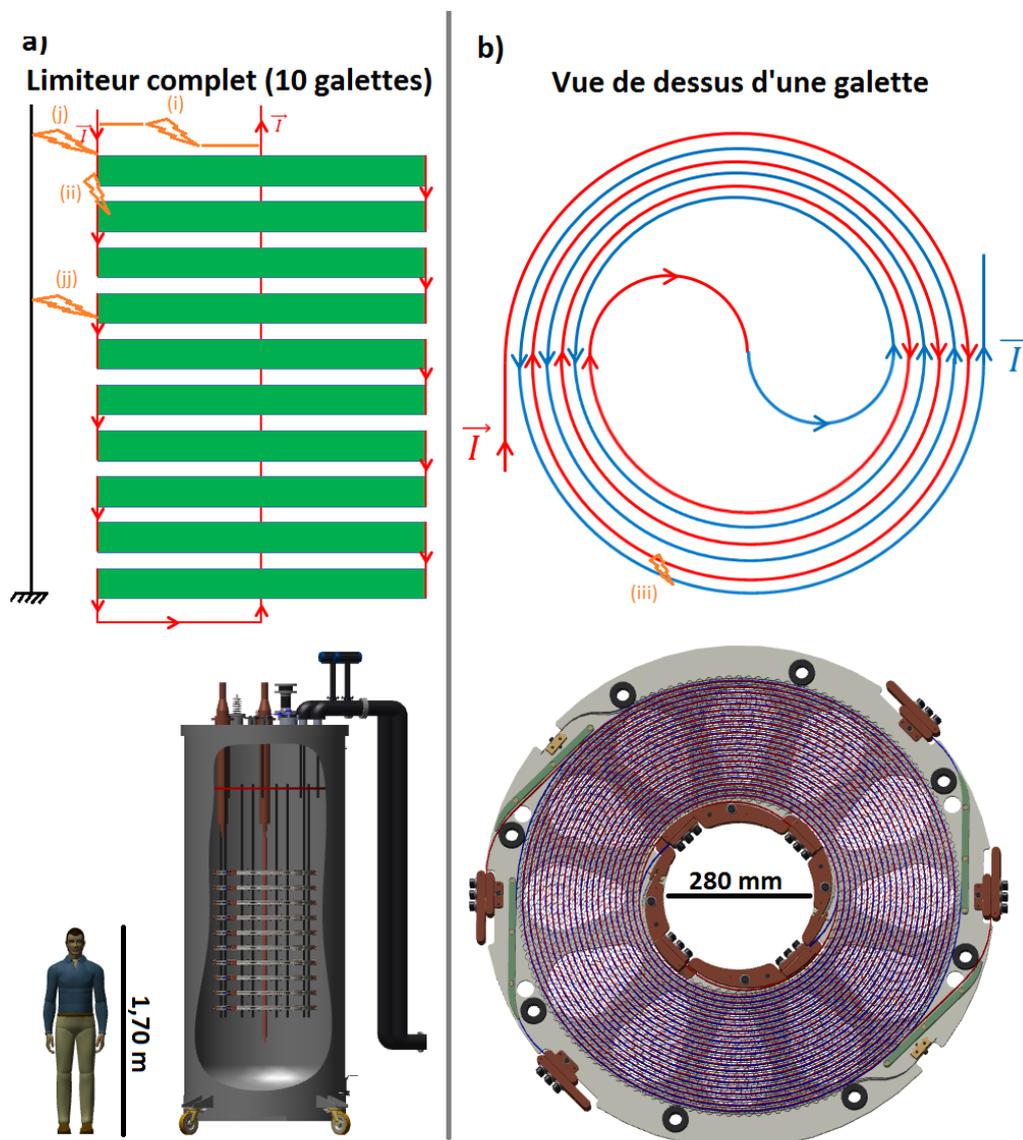


Figure 41 : Schéma simplifié et Modèle 3D du limiteur de courant développé dans le cadre du projet FastGrid. (a) Limiteur complet (10 galettes en séries) (b) Vue de détail d'une galette

Les contraintes diélectriques peuvent être séparées spatialement dans plusieurs catégories :

- Entre l'entrée et la sortie du limiteur de courant. Spatialement, cela correspond aux régions suivantes (voir Figure 41 pour les repères « i » et « j ») :
 - (i) Espace entre les deux amenées de courant. La pleine tension s'applique dans cet espace.
 - (ii) Espace entre deux galettes. La distribution de tension entre le conducteur en entrée et le conducteur en sortie est linéaire lors de la limitation (ruban résistif homogène), ce qui implique que la tension maximale entre deux galettes est proportionnelle à deux fois la pleine tension divisée par le nombre total de galettes.
 - (iii) Espace entre deux rubans. La distribution de tension dans le ruban entre l'entrée et la sortie du limiteur est linéaire, car le ruban est résistif et homogène lors de la limitation. Cela implique que la tension maximale entre deux galettes est proportionnelle à la pleine tension divisée par le nombre total de galettes.
- Entre l'entrée du limiteur et la cuve, ou entre la sortie du limiteur et la cuve :
 - (j) Espace entre les deux amenées de courant et la cuve.
 - (jj) Espace entre les galettes et la cuve.

Une stratégie de mise à la masse de la cuve métallique a été choisie pour ce projet. D'autres stratégies d'isolation sont possibles, dont les principales sont : cuve métallique flottante, cuve métallique à un potentiel intermédiaire, cuve en matériau isolant.

IV-2 Caractéristiques de la géométrie du ruban supraconducteur

IV-2.1 Caractéristiques géométriques des rubans

Les rubans supraconducteurs utilisés pour le projet FastGrid sont fournis par l'industriel Theva. De manière générale, les rubans supraconducteurs sont constitués d'un empilement de couches, ce qui résulte en une vue en coupe rectangulaire avec des arêtes de faible rayon de courbure, estimés entre 5 et 10 μm par microscopie électronique à balayage par un laboratoire de l'entreprise Nexans.

D'un point de vue diélectrique, ces arêtes vives sont dangereuses, car elles peuvent générer des renforcements de champ importants. A l'inverse des géométries classiques « de laboratoire » (par exemple géométrie « sphère/plan » ou « pointe/plan », la distribution de champ générée par un ruban et les phénomènes de pré-claquage et de claquages dus au renforcement de champ sont des sujets globalement peu traités dans les études diélectriques.

Les rubans utilisés pour les essais diélectriques présentés dans ce manuscrit ne sont pas des rubans supraconducteurs, mais des rubans en Hastelloy® C276, qui sont un des constituants des rubans supraconducteurs. Des rubans en Hastelloy® brut nous ont été fournis là aussi par Theva. D'une largeur de 12 mm et d'une épaisseur de 100 μm , ils ont été observés sous microscope électronique afin d'observer en particulier le rayon de courbure de ces rubans au niveau des arêtes. Quelques images du ruban sont présentées en Figure 42.

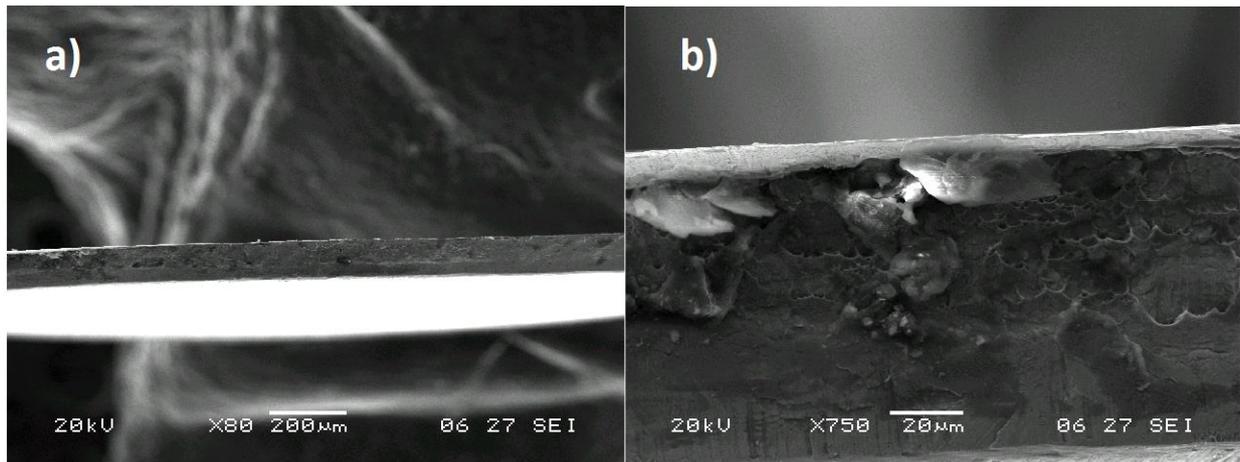


Figure 42 : Images de la tranche du ruban en Hastelloy® utilisé pour les essais diélectriques. (a) Vue d'ensemble d'une portion de ruban. (b) Vue rapprochée de la tranche du ruban.

L'épaisseur mesurée au microscope correspond à la valeur de 100 μm indiquée par le fournisseur. Les images obtenues permettent d'évaluer une gamme de variation du rayon de courbure des rubans entre 5 et 10 μm . Des rayons de courbure plus faibles induisent des renforcements de champs plus intenses, ainsi la valeur de 5 μm est plus conservative du point de vue du dimensionnement.

De plus, des irrégularités de surface sont parfois observées le long de la tranche et à proximité des arêtes (Figure 42 b), au centre). Celles-ci contribuent à renforcer davantage le champ électrique. Par souci de simplicité de calcul, ces aspérités ne seront pas prises en compte dans la simulation de champ qui suit. Il sera cependant important de garder en mémoire que les valeurs de champ calculées sans aspérités sont des valeurs 'idéalisées' par rapport à un vrai ruban présentant des rugosités et des aspérités.

IV-2.2 Renforcement de champ dû aux arêtes d'un ruban

IV-2.2.1 Simulation paramétrique en configuration 2D ruban/plan

Afin de comprendre comment le champ électrique se répartit avec une électrode ruban, et quantifier les valeurs de champ maximal et les coefficients de renforcements de champ, une simulation de champ électrique paramétrique a été effectuée avec le logiciel de simulation par éléments finis COMSOL® Multiphysics. La paramétrisation, présentée en Figure 43, utilise 4 paramètres suivant : Rayon de courbure aux arêtes ('Rc'), épaisseur du ruban ('ep'), distance inter-électrode ('d'), et l'orientation du ruban par rapport au plan ('Perpendiculaire' ou 'Parallèle'). Pour cette étude paramétrique, 6 distances, 4 épaisseurs de ruban, deux rayons de courbures de ruban et deux orientations ont été considérés, pour un total de 96 cas de figure étudiés. Il est ainsi possible d'étudier l'impact d'une variation des caractéristiques géométriques du ruban sur le renforcement de champ.

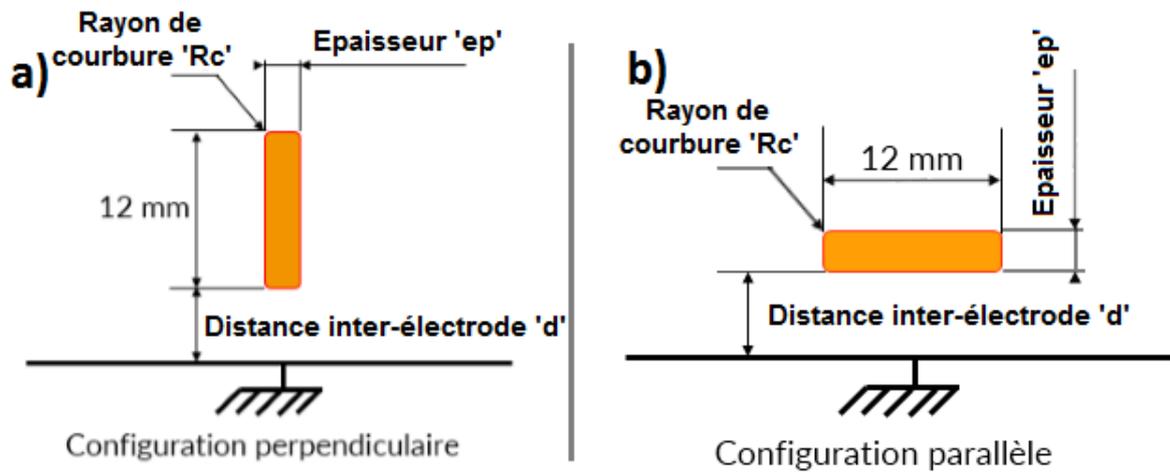


Figure 43 : Modélisation et paramétrisation des simulations de champ électrique. (a) Configuration « perpendiculaire ». (b) Configuration « parallèle »

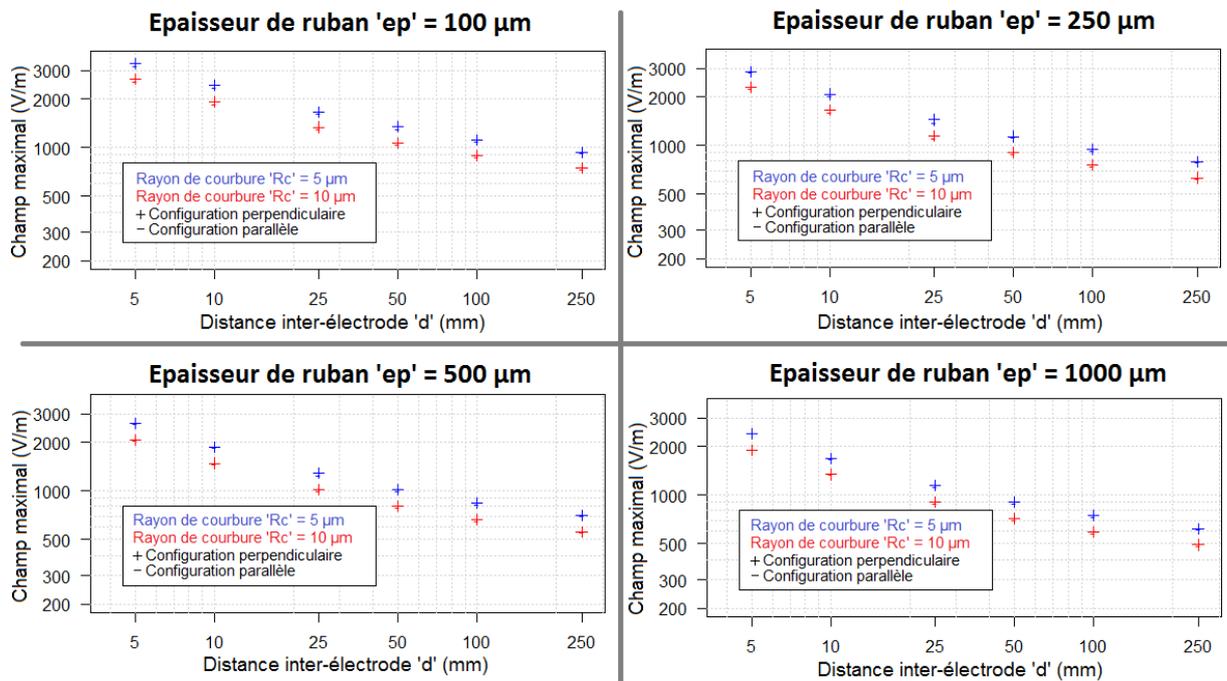


Figure 44 : Champ maximal (pour une tension de 1 V) aux arêtes d'un ruban pour 4 épaisseurs de ruban, 6 distance inter-électrodes, 2 rayons de courbures aux arêtes, en configuration « perpendiculaire » et « parallèle »

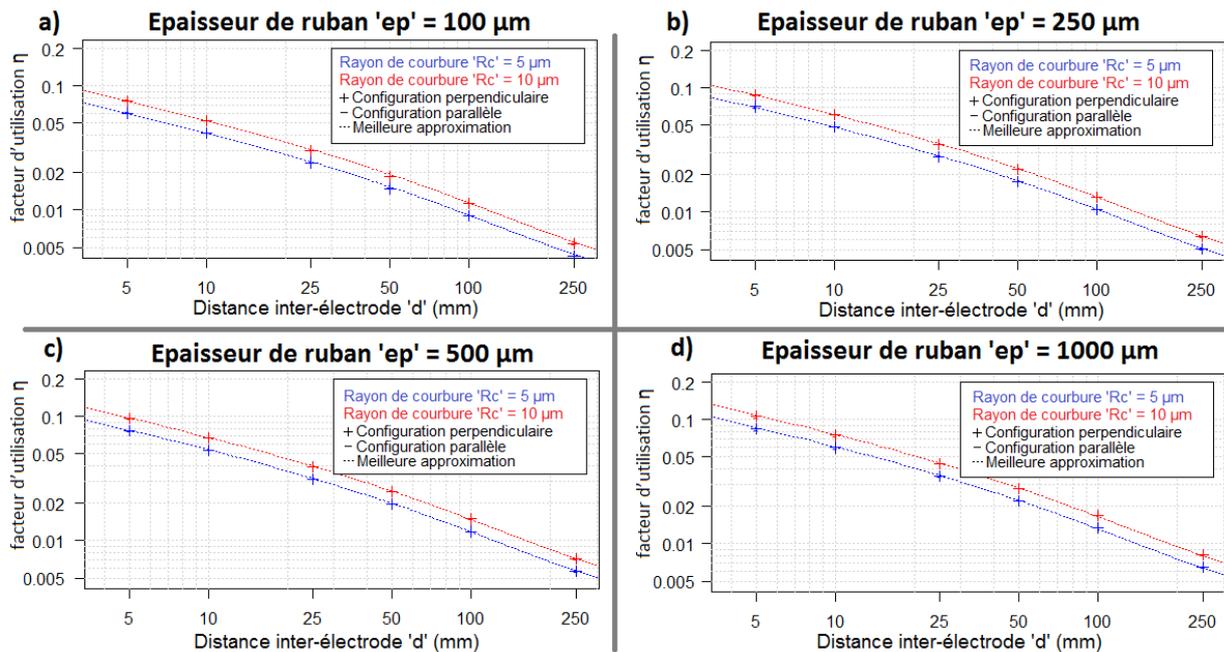


Figure 45 : Facteur d'utilisation (E_{mean}/E_{max}) aux arêtes d'un ruban pour 4 épaisseurs de ruban, 6 distance inter-électrodes, 2 rayons de courbures aux arêtes, en configuration « perpendiculaire » et « parallèle »

Les résultats de simulation du champ électrique maximal avec une tension appliquée de 1 V sont présentés en Figure 44. A partir du champ maximal et de la distance inter-électrode, il est possible de calculer le facteur d'utilisation η , dont la formule est présentée dans l'équation 11. Les facteurs d'utilisation correspondant aux champs maximums de la Figure 44 sont présentés en Figure 45.

$$\eta = \frac{E_{mean}}{E_{max}} = \frac{V}{d} * \frac{1}{E_{max}} \quad (11)$$

Avec d la distance inter-électrode, V la tension appliquée, E_{mean} le champ électrique moyen et E_{max} le champ électrique maximal. Pour l'analyse, le facteur d'utilisation η sera préféré au renforcement de champ, sachant que l'un est l'inverse de l'autre. Quelques considérations sur le facteur d'utilisation η déduites de ces simulations sont détaillées ci-dessous :

- L'influence de l'orientation des rubans est quasiment négligeable. Ce résultat est surprenant, car il aurait été attendu que le facteur d'utilisation soit moins dégradé en arrangement parallèle, lorsque la plus grande face du ruban fait face au plan.
- L'influence du rayon de courbure des rubans est modérée (environ + 25 % entre 5 et 10 μm de rayon de courbure). En pratique, le rayon de courbure du ruban est une caractéristique difficile à contrôler, et des variations du rayon de courbure des arêtes sont attendues entre différents rubans, voire le long d'un même ruban. Les rayons de courbure les plus faibles seront certainement dimensionnants d'un point de vue diélectrique, car ils favorisent le claquage.
- L'influence de la distance inter-électrode est significative (environ - 80 % entre 10 et 100 mm de distance). Ce résultat est intermédiaire entre ceux d'une géométrie 'uniforme' (très peu d'influence de la distance inter-électrode sur le facteur d'utilisation) et ceux en géométrie 'fortement divergente' (facteur d'utilisation presque inversement proportionnel à la distance inter-électrode). Afin d'approfondir ce sujet, une simulation comparative sera présentée en section IV-2.3.
- L'influence de l'épaisseur du ruban est modérée (environ + 40 % entre 100 et 1 000 μm d'épaisseur). Le choix de l'épaisseur pour l'application limiteur de courant est principalement guidé

par la couche de shunt, constitué d'un matériau résistif (souvent de l'Hastelloy®) qui transporte l'essentiel du courant durant la phase de limitation.

Des valeurs faibles de facteur d'utilisation (< 0.1) sont rapidement atteintes en augmentant la distance inter-électrode, ce qui n'est pas favorable d'un point de vue de la conception diélectrique haute tension. Exposer ces rubans à une forte différence de potentiel induit un risque de claquage beaucoup plus important que des géométries d'électrodes moins divergentes, dans des conditions de distance identiques.

Sur l'échelle logarithmique de la Figure 45, l'influence de chaque paramètre sur le facteur d'utilisation semble indépendante des autres paramètres, de telle sorte qu'une expression du facteur d'utilisation $\eta = f_1(R_c) * f_2(ep) * f_3(d)$ peut être proposée. Il est possible de calculer la meilleure approximation avec la méthode des moindres carrés, dont le résultat est présenté dans l'équation 12. Cette fonction est représentée par des pointillés dans la Figure 45. L'influence de l'orientation du ruban est négligée, tandis que l'influence du rayon de courbure, de l'épaisseur de ruban, et de la distance sont modélisées par des lois en puissance. Pour la distance, un degré de liberté supplémentaire est présent dans l'exposant afin de représenter l'inflexion de la courbe observée.

$$\eta(R_c, ep, d) = 1.48 * R_c^{0.329} * ep^{0.161} * d^{2.693*d-0.446} \quad (12)$$

Avec R_c , ep et d en mètres. Le calcul du coefficient de détermination (R^2) donne une valeur supérieure à 0.999, ce qui confirme la très bonne adéquation de la formule aux résultats de simulation. L'équation 12 permet donc de calculer des facteurs d'utilisation et des champs maximums dans la gamme de paramètres étudiée pour des valeurs de paramètres différentes de ceux déjà simulés, ce qui peut être utile dans une approche de pré-dimensionnement.

IV-2.2.2 Simulation 3D avec le jeu d'électrodes expérimental

Le jeu d'électrode utilisé pour nos études expérimentales diffère des simulations 2D idéalisées. Afin de connaître avec une meilleure précision les valeurs de champ maximal et de facteur d'utilisation dans le dispositif expérimental, les électrodes utilisées durant les essais ont été modélisées. La Figure 46 présente une vue générale de la géométrie simulée. Les données géométriques en entrée de simulation ainsi que les résultats de facteur d'utilisation sont présentés en Table 3. La large gamme de distances caractéristiques (de quelques micromètres pour le rayon de courbure des arêtes à quelques centimètres pour les électrodes) nécessite une gestion du maillage particulière. Un maillage de finesse moyenne est appliqué dans l'ensemble de l'isolant, tandis que sur une région localisée du ruban, un maillage très fin est appliqué pour bien rendre compte du champ maximal qui est localisé au niveau des arêtes du ruban à faible rayon de courbure. Les valeurs de facteur d'utilisation sont déduites du champ maximal calculé dans cette région de maillage fin.

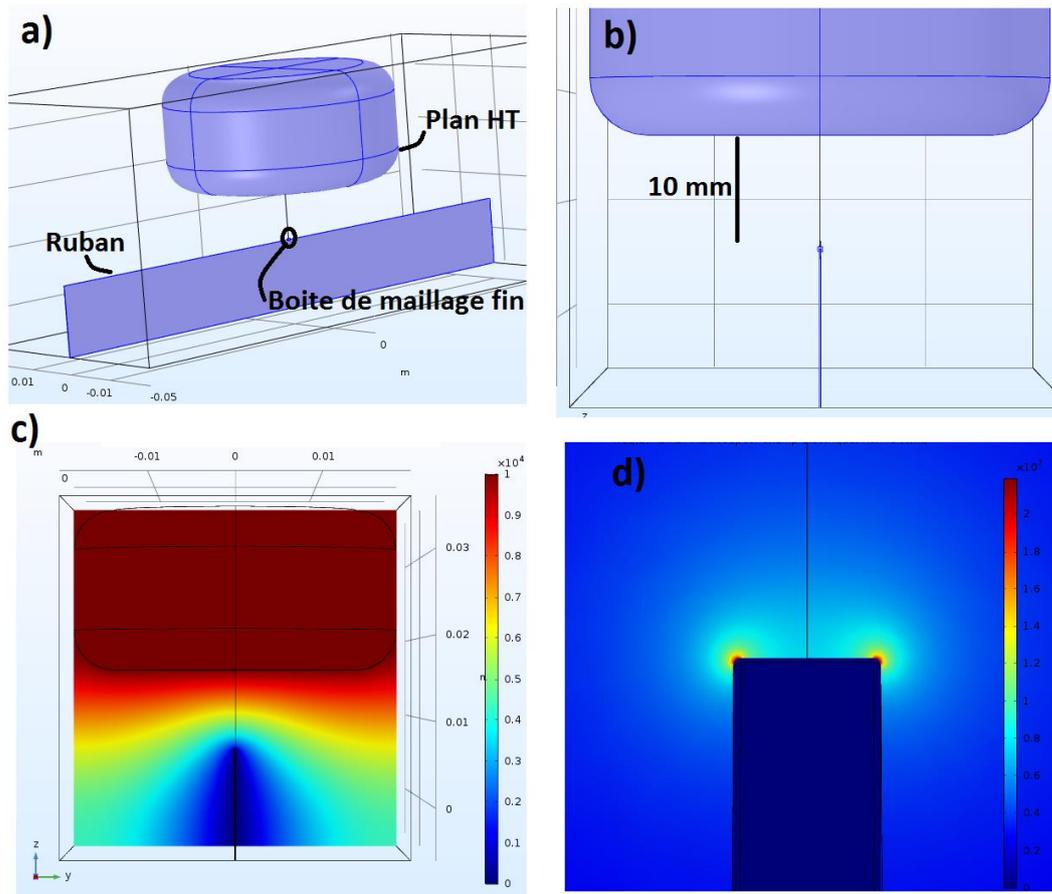


Figure 46 : Simulation 3D de la géométrie d'électrode utilisée dans le dispositif expérimental. (a) Vue 3D du dispositif. (b) Vue 2D du dispositif. (c) Distribution de tension entre les électrodes. (d) Distribution de champ au voisinage du ruban

Rayon de courbure des arêtes du ruban	5 μm
Épaisseur du ruban	100 μm
Largeur du ruban	12 mm
Longueur du ruban	100 mm
Facteur d'utilisation, distance inter-électrode de 5 mm	0.0601
Facteur d'utilisation, distance inter-électrode de 10 mm	0.0461

Table 3 : Caractéristiques et résultats de simulation de champ électrique dans la géométrie d'électrode du dispositif expérimental

On observe que les valeurs de facteur d'utilisation calculées ici diffèrent peu de celles présentées dans la partie précédente avec des simulations 2D. L'application de l'équation 12 avec les variables de la Table 3 donne un facteur d'utilisation de 0.0600 à une distance inter-électrode de 5 mm, contre 0.0601 avec la simulation 3D. A 10 mm le renforcement de champ calculé par l'équation 12 vaut 0.0417, contre 0.0461 pour la simulation 3D.

IV-2.3 Comparaison avec des géométries d'électrodes classiques

Dans un objectif de comparaison, certains résultats de simulations 2D obtenus avec un ruban ont été comparés à des calculs effectués avec des géométries plus classiques dans les essais diélectriques : Pointe-plan et Sphère-plan. Les détails des géométries utilisées ainsi que les valeurs de facteur d'utilisation pour chaque géométrie sont présentés en Figure 47. Les facteurs d'utilisations obtenus pour le cas du ruban sont intermédiaires entre ceux obtenus avec une pointe de même rayon de courbure, et ceux obtenus avec une sphère. On explique ce résultat qualitativement par le phénomène

« d'écrantage » : dans le cas d'une pointe, son extrémité est exposée face au ruban sans surface métallique au voisinage immédiat, ce qui induit un renforcement de champ élevé. Pour un ruban, l'arête de celui-ci est partiellement écrantée par les faces planes à 90° au voisinage de l'arête, ce qui limite le renforcement de champ. Avec une sphère, chaque point est entouré d'une surface 2D de grand rayon de courbure, ce qui limite encore davantage le renforcement de champ.

Dans l'hypothèse où le claquage est déterminé par la génération des streamers (directement influencée par le champ électrique maximal), on pourrait donc s'attendre avec des rubans à des tensions de claquage intermédiaires entre le cas d'une électrode pointe et celui d'une électrode sphérique. Nous verrons toutefois que la réalité est plus complexe, le claquage des liquides étant également déterminé par d'autres facteurs tels que les conditions de propagation des décharges, la durée d'application de la tension, etc.

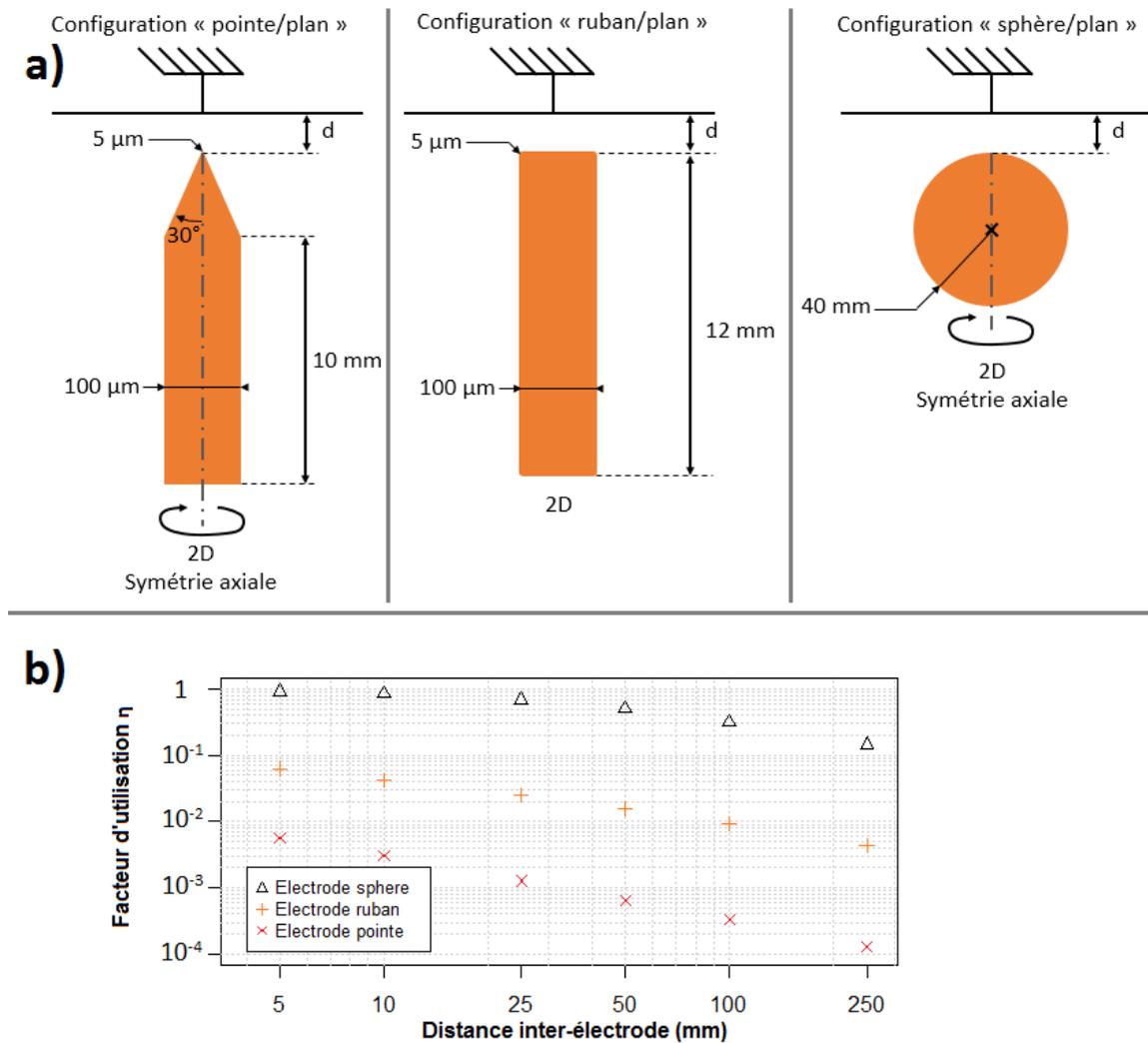


Figure 47 : Comparaison des champs générés par différentes électrodes. (a) Electrodes utilisées pour la simulation. (b) Facteurs d'utilisation calculés pour chaque jeu d'électrode en fonction de la distance.

V Contraintes thermiques sur le ruban supraconducteur

Durant le régime de fonctionnement normal du limiteur, la température est homogène dans le ruban, et les pertes dans le ruban supraconducteur sont limitées à la couche supraconductrice du ruban (quelques μm) causées par les pertes 'AC', quasiment nulles dans le cas d'une ligne DC.

Lors d'un défaut sur une ligne, les hypothèses de travail du projet FastGrid considèrent une durée maximale de défaut entre 30 et 50 ms pour une température maximale des rubans supraconducteurs autour de 400 K, voire 450 K. La durée maximale du défaut inclut le délai de détection du défaut, le temps d'actionnement d'un premier disjoncteur pour la coupure, et le temps d'actionnement d'un deuxième disjoncteur de secours en cas de non-coupure du premier disjoncteur. La température maximale peut être dictée par la température de fusion des matériaux utilisés pour améliorer le contact électrique entre rubans (indium), pour effectuer les soudures (étain). A plus haute température, une désoxygénation de la couche supraconductrice peut aussi se produire, dégradant ses propriétés supraconductrices [Salamat2003]. La limite maximale en température est néanmoins généralement imposée par des contraintes mécaniques : dilatation différentielle des différentes couches constituant le ruban supraconducteur, entraînant une délamination des couches les unes par rapport aux autres.

Lors de la limitation, le courant dans le ruban est dévié de la couche supraconductrice (devenue fortement résistive) vers les couches métalliques (substrat et shunt) qui représentent la grande majorité de l'épaisseur du ruban. Les phénomènes de point chaud ne seront pas abordés ici, bien qu'ils nécessitent une attention particulière lors de la conception d'appareils supraconducteurs. En effet, le point chaud est un effet d'échauffement localisé. Il ne prend donc pas place sur de grandes distances, ce qui n'entraîne pas de fortes différences de potentiel susceptibles de poser problème d'un point de vue diélectrique. On considèrera donc que le ruban est chauffé de manière homogène lors de la phase de limitation. Ce chauffage du ruban dans un milieu environnant constitué d'azote liquide va entraîner l'ébullition de celui-ci, et la génération d'une grande quantité d'azote gazeux. Le phénomène d'ébullition et les conséquences de celui-ci sur la tenue diélectrique sont abordés dans la section IV-4 du chapitre 1 (Bibliographie). Le moyen de reproduire ce phénomène d'ébullition dans les essais expérimentaux sera détaillée dans la section V du chapitre 3 (Techniques expérimentales).

VI Bilan des contraintes sur le limiteur

A partir des éléments présentés dans les précédentes sections, on peut classer les contraintes diélectriques sur le limiteur en deux grandes catégories : les contraintes externes entre le bobinage du limiteur au potentiel et la cuve à la masse, et les contraintes internes entre tours ou entre galettes au sein du limiteur.

VI-1 Contraintes entre le limiteur et la cuve

Un schéma récapitulatif des différentes contraintes apparaissant entre le limiteur et la cuve est présenté en Figure 48. Les caractéristiques principales de ces contraintes sont les suivantes :

- Pleine tension appliquée, que ce soit pour la tension DC nominale ou pour les surtensions ;
- Contraintes à la fois en régime de conduction et en régime de limitation ;
- Contraintes en champ électrique contrôlables par la géométrie via des stratégies de protection (tores, capots métalliques, ...) ;
- Bulles de vapeur potentiellement présentes dans les zones sous champ électriques lors de la limitation, sauf si les stratégies de protection font que le champ entre le limiteur et la cuve est systématiquement déporté loin des régions d'ébullition (tores, capots, ...). La vitesse des bulles dans l'azote liquide mues par la seule poussée d'Archimède (comprise entre 0.1 et 0.2 m/s suivant leur taille [Wang2008th]) peut permettre d'évaluer la distance maximale parcourue par les bulles durant la durée de la phase de limitation.

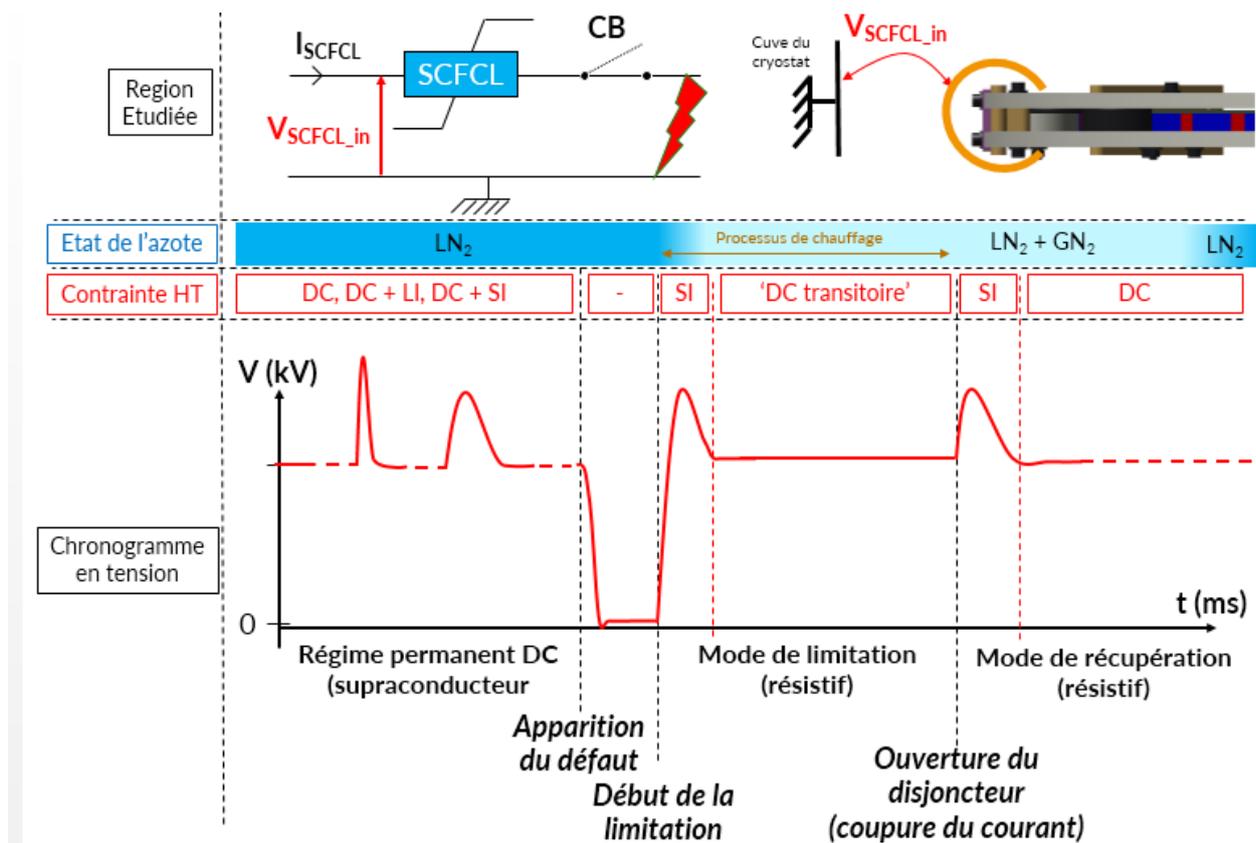


Figure 48 : Schéma récapitulatif des contraintes sur le SCFCL entre le bobinage du limiteur et la cuve durant un défaut de ligne

VI-2 Contraintes au sein du limiteur

Un schéma récapitulatif des différentes contraintes au sein du limiteur (entre deux galettes, ou entre deux tours d'une même galette) est présenté en Figure 49. Les caractéristiques principales de ces contraintes sont les suivantes :

- Tension appliquée partielle, proportionnelle à la tension totale appliquée sur le limiteur divisée par le nombre de galettes ;
- Contraintes présentes durant la phase de limitation uniquement.
- Présence de renforcements de champ importants dus aux arêtes des rubans supraconducteurs, difficilement évitables ;
- Forte ébullition dans la zone de champ électrique, qui peut être réduite (mais pas annulée) par le refroidissement de l'azote liquide et sa mise sous pression (sous-refroidissement).

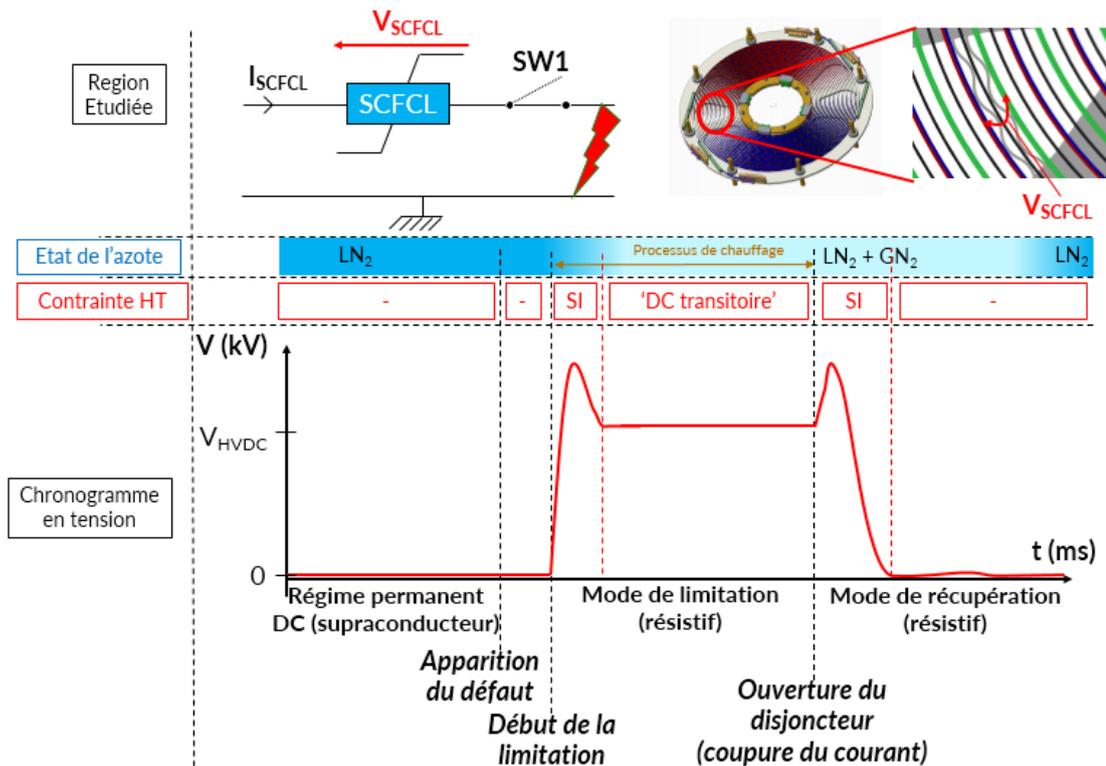


Figure 49 : Schéma récapitulatif des contraintes sur le SCFCL entre deux parties du bobinage du limiteur pendant un défaut de ligne.

VII Conclusion

VII-1 Séparations des régions sous contraintes diélectriques

Au vu des résultats de simulation présentés dans ce chapitre, il semble nécessaire d'éviter la superposition des contraintes sur l'isolation électrique. En effet, la présence simultanée de forts renforcements de champ (arêtes de ruban), de bulles de gaz (ébullition) et de haute tension (tension nominale DC, ou surtension impulsionnelle) présente un risque certainement trop élevé pour l'isolation. Des stratégies d'isolation électrique générales (capots métalliques, barrières solides) ou spécifiques au limiteur (cône canalisant les bulles) peuvent permettre de séparer les contraintes dans le limiteur. Une fois ce découplage effectuée, l'analyse de l'isolation se divise naturellement en deux parties :

- L'isolation entre le limiteur et la cuve, à la pleine tension, à grande distance, avec une géométrie de champ relativement homogène, et dans l'azote liquide non chauffé
- L'isolation entre galettes consécutives du limiteur (ou entre spires d'une galette), avec une fraction de la pleine tension, à petite distance, avec une géométrie de champ divergente, et dans l'azote liquide chauffé en régime de limitation.

VII-2 Spécificités de l'isolation d'un limiteur de courant

L'analyse du limiteur de courant supraconducteur et de son fonctionnement dans le contexte réel d'un défaut de ligne permettent de mettre en évidence de nombreux types de contraintes, à la fois lors du régime normal (conduction) et du régime de limitation. Plusieurs caractéristiques de ces contraintes se distinguent de celles généralement rencontrées dans des appareils haute tension du réseau électrique :

- Impossibilité de faire appel à des isolants haute tension classique, tels que le SF₆ ou l'huile minérale, en raison de la cryogénie. Cela implique l'utilisation de fluides cryogéniques et d'isolants solides compatibles avec les températures cryogéniques.
- Surtensions induites par le limiteur de courant lors de la phase de limitation
- Présence de forts renforcements locaux de champ générés par les arêtes vives des rubans supraconducteurs
- Fort chauffage transitoire des pièces métalliques (ruban), induisant la génération de bulles de vapeur susceptibles de réduire fortement la tenue diélectrique.

Ces éléments très spécifiques nécessitent d'être étudiés conjointement de manière expérimentale afin de fournir des données utilisables pour le dimensionnement rationnel d'un limiteur de courant supraconducteur.

VIII Bibliographie

[Bardeen1957] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. « Theory of superconductivity », *Physical review*, vol. 108, n° 5, p. 1175, 1957

[Bednorz1986] J. G. Bednorz and K. A. Müller, « Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system », *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, vol. 64, n°2, pp. 189-193, 1986

[Bock2015] J. Bock, A. Hobl, J. Schramm, S. Kramer, C. Janke, « Resistive Superconducting Fault Current Limiters Are Becoming a Mature Technology », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 25, n° 3, pp. 1-4, 2015

[Bonnard2017] C.-H. Bonnard, F. Sirois, C. Lacroix and G. Didier, « Multi-scale model of resistive-type superconducting fault current limiters based on 2G HTS coated conductors », *Superconductor Science and Technology*, vol. 30, n° 1, 2017

[Chen2014] Y. Chen, X. Liu, J. Sheng, L. Cai, Z. Jin, J. Gu, Z. An, X. Yang, and Z. Hong, « Design and Application of a Superconducting Fault Current Limiter in DC Systems », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 24, issue 3, June 2014

[Cigré2010] CIGRE Working Group D1.15, *Status of Development and Field Test Experience with High-Temperature Superconducting Power Equipment*, ISBN: 978-2-85873-105-3, 2010

[Cointe2007Th] Y. Cointe, « Limiteur Supraconducteur de courant continu », Thèse de doctorat, Sciences de l'ingénieur [physics], Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 2007

[EMTP_URL] EMTP, The reference for power systems transients, [En ligne] <https://www.emtp-software.com/>, consulté le 23/05/2019

[FastGrid_URL] FastGrid, Cost effective FCL using advanced superconducting tapes for future HVDC grids, [En ligne] <https://www.fastgrid-h2020.eu/>, consulté le 23/05/2019

[Garcia2016] W. R. Leon Garcia, A. Bertinato, P. Tixador, B. Raison and B. Luscan, « Full-selective protection strategy for MTDC grids based on R-type superconducting FCLs and mechanical DC circuit breakers », *5th IET International Conference on Renewable Power Generation*, 2016

[Garcia2017] W. R. Leon Garcia, P. Tixador, B. Raison, A. Bertinato, B. Luscan and C. Creusot, « Technical and Economic Analysis of the R-Type SFCL for HVDC Grids Protection », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 27, issue 7, Oct. 2017

- [Grieshaber2014] W. Grieshaber and J.-P. Dupraz and D.-L. Penache and L. Violleau, « Development and test of a 120 kV direct current circuit breaker », *45th CIGRE Session*, pp. 24-29, 2014
- [Hassenzahl2004] W. Hassenzahl, D. W. Hazelton, B. K. Johnson, P. Komarek, M. Noe, and C. T. Reis, « Electric power applications of superconductivity », *Proceedings of the IEEE*, vol. 92, n° 10, pp. 1655–1673, 2004
- [McWhirter1956] J. H. McWhirter, C. D. Fahrnkopf and J. H. Steele, « Determination of Impulse Stresses within Transformer Windings by Computers [includes discussion] », *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers. Part III: Power Apparatus and Systems*, vol. 75, n° 3, pp. 1267-1274, 1956
- [Onnes1911a] H. K. Onnes, « The resistance of pure mercury at helium temperatures », *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden*, b, vol. 101, 1911
- [Onnes1911b] H. K. Onnes, « Further experiments with Liquid Helium. G. On the Electrical Resistance of Pure Metals, etc. VI. On the Sudden Change in the Rate at which the Resistance of Mercury Disappears », 1911
- [Podenok2006] S. Podenok, M. Sveningsson, K. Hansen and E. E. B. Campbell, « Electric field enhancement factors around a metallic, end-capped cylinder ». *Nano, Brief Reports and Reviews*, vol. 1, n° 01, pp. 87-93, 2006
- [Salamati2003] H. Salamati and P. Kameli, « Effect of deoxygenation on the weak-link behavior of YBa₂Cu₃O_{7-δ} superconductors », *Solid state communications*, vol. 125, issues 7–8, pp. 407-411, 2003
- [Theva_URL] THEVA Pro-Line HTS Wire, General properties, [en ligne] https://www.theva.de/wp-content/uploads/2019/04/190426_THEVA_General-Properties_EN_kl.pdf, consulté le 04/06/2019
- [Tixador2003] P. Tixador and Y. Brunet, « Supraconducteurs - Bases théoriques », *Techniques de l'ingénieur. Génie électrique*, ref. D2701 v1, 2003
- [Tixador2013] P. Tixador, « Limiteur supraconducteur de courant de défaut », *Techniques de l'ingénieur. Génie électrique*, ref. D3662 v2, 2013
- [Tixador2015] P. Tixador and A. Badel, « Superconducting Fault Current Limiter optimized design », *Physica C: Superconductivity and its Applications*, vol. 518, pp. 130-133, 2015
- [Tixador2018] P. Tixador, J. Vialle and A. Badel, « Operation of an SCFCL at 65 K », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 28, issue 4, June 2018
- [Wang2008th] P. Wang, « Thermal bubble behaviour in liquid nitrogen under electric fields », PhD thesis, University of Southampton, Faculty of Engineering, Sciences and Mathematics, 2008
- [Wu1987] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang and C. W. Chu, « Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure », *Physical Review Letters*, vol. 58, n° 9, p. 908, 1987
- [Xiang2016] B. Xiang L. Zhang, K. Yang Y. Tan, Z. Liu Y. Geng, J. Wang and S. Yanabu, « Arcing Time of a DC Circuit Breaker Based on a Superconducting Current-Limiting Technology », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, issue 7, Oct. 2016
- [Young2009] M. Young and W. Hassenzahl, *Superconducting fault current limiters: Technology watch 2009*, EPRI, Palo Alto, n° 1017793, 2009

Chapitre 3 : Techniques expérimentales

I Introduction

La mise en œuvre de l'ensemble des conditions expérimentales présentées dans le chapitre précédent nécessite un cryostat très spécifique permettant la maîtrise de la pression, de la température, et supportant la haute tension. Le dispositif expérimental utilisé, construit lors d'une précédente thèse [Frayssines2002th], puis modifié et développé durant cette étude, fera l'objet d'une première section. Certaines des alimentations haute tension présentes dans le laboratoire ont également fait l'objet de modifications, qui sont détaillées dans une seconde section. Le jeu d'électrode ruban-plan, ainsi que le système de chauffage transitoire de ce ruban qui a été conçu pour cette étude seront détaillés dans deux parties spécifiques. Les systèmes de mesure variés (optiques, électriques et thermiques) utilisés durant ces essais seront aussi présentés. Une description des protocoles expérimentaux utilisés pour les essais sera ensuite effectuée, avant la présentation d'une méthode de traitement statistique des données expérimentales originale, qui sera discutée en détail dans une dernière section.

II Cryostat haute tension

II-1 Structure du cryostat

Le cryostat utilisé pour les études expérimentales a été construit lors de précédentes études diélectriques dans l'azote liquide au début des années 2000 [Frayssines2002] [Frayssines2003] [Hong2003]. Par la suite, des années d'utilisations intermittentes pour des usages variés liés à la cryogénie l'ont significativement modifié, et en partie dégradé. Un important travail de réparation a été nécessaire afin de le rendre à nouveau fonctionnel. Des modifications significatives ont été apportées pour répondre aux enjeux de la tenue diélectrique du limiteur de courant supraconducteur, développés dans le chapitre 2. Au total, il a fallu 12 mois de travaux entre l'arrivée du cryostat dans la salle d'essai et le début des essais.

Un schéma en coupe de l'appareil est présenté en Figure 50. Ce cryostat présente une structure imbriquée constituée de trois enceintes concentriques décrites dans les paragraphes suivants.

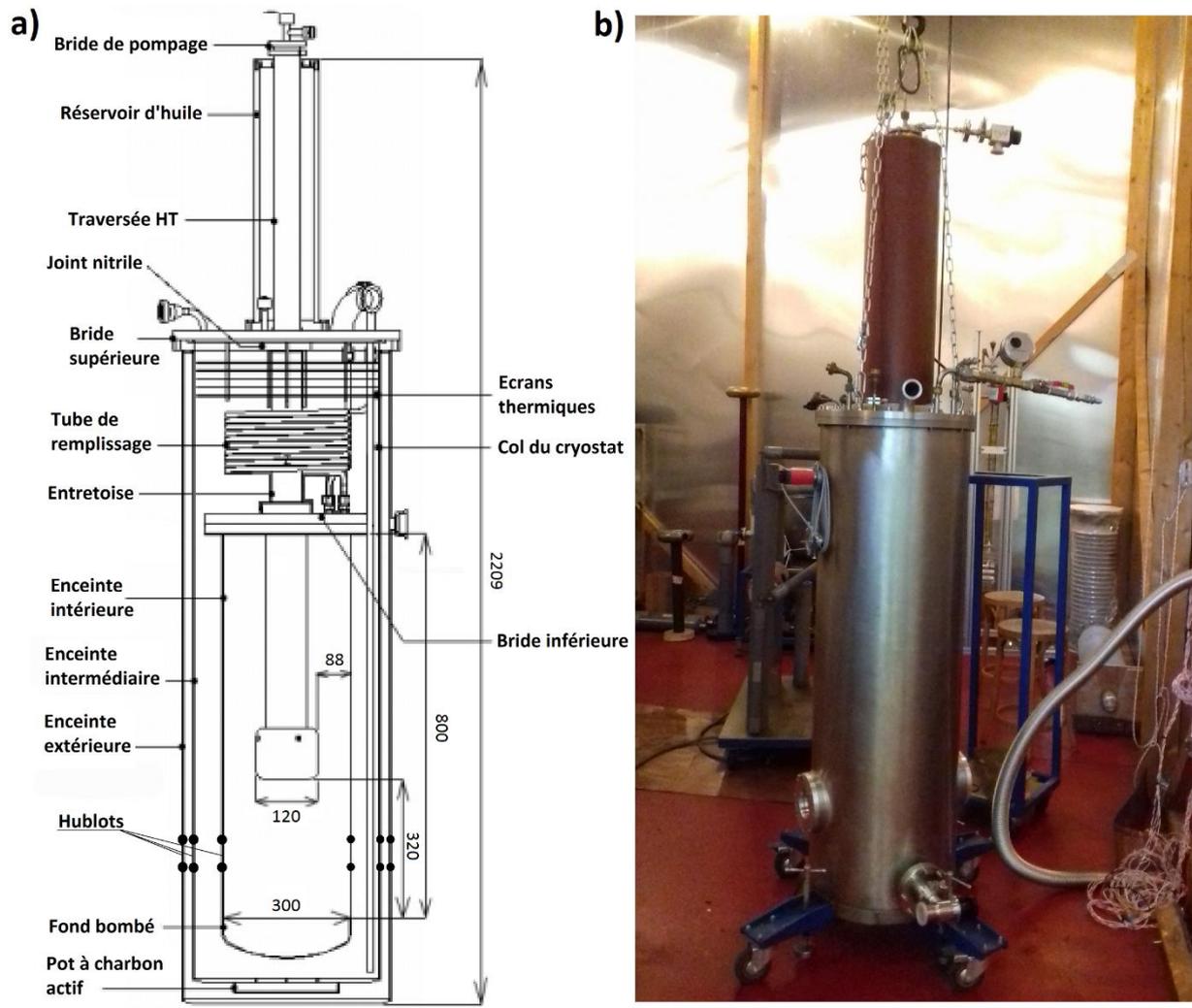


Figure 50 : Cryostat utilisé durant les essais. (a) Représentation schématique, adaptée de [Frayssines2002th]. (b) Photo du cryostat monté.

II-2 L'enceinte extérieure : Isolation thermique

L'espace entre l'enceinte extérieure et l'enceinte intermédiaire sert à l'isolation thermique du cryostat. Un feillard constitué de 20 couches alternées de Mylar et de maillage isolant limite les apports de chaleur par rayonnement, tandis qu'un vide poussé (entre 10^{-5} et 10^{-7} mbar à 77 K) limite les apports de chaleur par conduction et convection. A noter que le niveau de vide visé est celui obtenu à des températures cryogéniques : un niveau de vide de 10^{-4} mbar à température ambiante permet d'atteindre environ 10^{-7} mbar après refroidissement à 77 K, grâce aux différents processus de cryopompage (cryocondensation et cryosorption) dans l'enceinte [Boissin1993]. Afin de maintenir un bon niveau de vide au cours du temps, le fond de l'enceinte extérieure est doté d'un pot à charbon actif, dont la très grande surface de contact permet de capturer un grand nombre de molécules de gaz par adsorption. La bonne isolation thermique de l'enceinte permet d'effectuer des essais durant plusieurs jours consécutifs, sans transfert d'azote liquide. Un calcul complet des transferts thermiques dans ce cryostat est détaillé dans [Frayssines2002th].

Pour se prémunir de toute montée en pression dans l'enceinte extérieure, une soupape à bille est placée entre l'enceinte extérieure et la pression atmosphérique. Si la pression dans l'enceinte

extérieure remonte au niveau de la pression atmosphérique, la bille tombe par gravité, mettant en communication l'enceinte extérieure et la pression atmosphérique.

II-3 L'enceinte intermédiaire : contrôle de la température

L'enceinte intermédiaire sert à contrôler la température du bain d'azote. Après un transfert d'azote liquide dans les enceintes intermédiaires et intérieures, en laissant les événements ouverts vers la pression atmosphérique, la température dans tout le bain d'azote se stabilise à 77,3 K. Pour abaisser la température dans le cryostat, on utilise les propriétés liées à la courbe de saturation de l'azote (illustrée en Figure 1, aussi chiffré précisément dans [Jensen1980]) : à l'équilibre thermodynamique, une diminution de la pression entraîne une évaporation de l'azote liquide, et donc une extraction de chaleur qui produit une diminution de la température du bain. Cette possibilité de contrôle de température avait été initialement prévue à la construction du cryostat, mais jamais mise en œuvre. Elle a été développée et mise au point pendant cette thèse. Une pompe à fort débit (54 m³/h) est connectée au sommet de l'enceinte extérieure, et régulée avec une vanne trois voies pour atteindre la pression correspondant à la température souhaitée sur la courbe d'ébullition de l'azote. Une fois la pression souhaitée atteinte, le pompage est maintenu afin de contrer les apports de chaleur en provenance de l'extérieur. Un pompage à 0.0170 MPa (pression absolue) permet par exemple d'atteindre une température du bain d'azote de 65 K.

A partir de l'enceinte intermédiaire, les flux de chaleur (de signe négatif ou positif) sont transmis vers l'enceinte intérieure par conduction via l'importante surface de contact entre les deux enceintes (environ 0,9 m²), puis par convection au sein de l'enceinte intérieure. Expérimentalement, il faut attendre environ 1 h avant d'atteindre une bonne homogénéité des températures dans tout le cryostat.

II-4 L'enceinte intérieure : contrôle de la pression

Lorsque les essais nécessitent de s'écarter de la courbe d'équilibre liquide-gaz de l'azote, la pression dans l'enceinte intérieure (cellule de mesure) est contrôlée par un apport d'hélium gazeux au sommet de cette enceinte. Une bouteille d'hélium sous pression associée à un détendeur sert de source contrôlée en pression. La température de liquéfaction de l'hélium étant de 4,2 K à pression atmosphérique (contre 77,3 K pour l'azote) le gaz pressurisant n'est pas liquéfié.

L'utilisation d'un gaz pressurisant différent de l'azote a été retenue pour ne pas perturber l'équilibre entre pression partielle d'azote gazeux et pression hydrostatique du liquide dans l'enceinte intérieure. Ainsi, il n'y a pas d'évaporation ou de liquéfaction dans l'enceinte intérieure, ce qui serait nuisible à la stabilité en pression et en température du dispositif. Les pertes thermiques dans l'enceinte intérieure sont évacuées vers l'enceinte intermédiaire par conduction et convection, puis par évaporation de LN₂ dans l'enceinte intermédiaire.

La limite basse de pression est fixée par la pression à laquelle l'azote commence à se solidifier en suivant la courbe de saturation liquide/gaz, soit au point triple de l'azote (0,0125 MPa à 63.15 K). La présence d'azote solide peut générer des bouchons dans les tuyaux, menaçant le fonctionnement et la sécurité de l'appareil. Pour se prémunir d'un tel phénomène avec une marge de sécurité, une soupape limite le pompage à une valeur basse de 0,0150 MPa.

La limite haute en pression est liée à la tenue mécanique de l'enceinte intérieure. Une pression nominale (pression d'usage maximum) de 0,50 MPa relatifs dans l'enceinte intérieure avait été calculée lors de la conception du cryostat. La tenue en pression de l'appareil avait été certifiée en 1999 par un organisme indépendant (APAVE) lors d'un test à 1,5 fois la pression d'usage, soit 0,75 MPa

relatifs. Il a été nécessaire de procéder à un nouveau test identique, passé avec succès en 2017. L'enceinte intérieure étant potentiellement entourée d'azote à basse pression (0,0150 MPa absolu), il a été choisi de limiter la pression dans l'enceinte intérieure à 0.50 MPa absolus au lieu de 0.50 MPa relatifs. Une soupape de sécurité à 0.40 MPa relatifs a été installée sur la bouteille d'hélium afin d'éviter les surpressions engendrées par de potentielles fausses manipulations.

Un disque de rupture de gros diamètre (80 mm), prévu à la conception de l'appareil pour le sécuriser en dernier recours face à de fortes surpressions, n'avait toutefois jamais été installé (problème de fuite non résolu entre le disque et son support). Avec l'évolution des techniques de soudure (par faisceau d'électrons), une solution fonctionnelle a pu être trouvée pendant cette étude. L'étanchéité avec l'enceinte intérieure a été réalisée via un joint en indium. Cette solution démontable est également utilisée sur d'autres parties du cryostat (hublots, bride de l'enceinte intérieure, etc.).

II-5 Mesures de température dans le cryostat

Les mesures de températures à l'intérieur du cryostat ont été effectuées avec des sondes à résistance de platine de type Pt-100 et Pt-1000. L'acquisition des températures se fait en mesure 4-fils avec un lecteur de température numérique à 8 voies (OMU 408UNI). Ce lecteur propose un mode de lecture basé sur une variation linéaire de la résistance avec la température. Néanmoins de fortes déviations à la linéarité existent en dessous de 100 K. Il a donc été choisi de procéder à une lecture des résistances brutes, et de convertir les valeurs en températures au moyen de la formule plus précise présentée en équation 13 [EIT1990] :

$$R_{(T)} = R_0 * (1 + \alpha * T + \beta * T^2 + \gamma * (T - 100) * T^3) \quad (13)$$

Avec $R_0 = 100 \Omega$ pour les sondes Pt-100 et $R_0 = 1000 \Omega$ pour les sondes Pt-1000, $\alpha = 3.908.10^{-3} K^{-1}$, $\beta = 5.76.10^{-7} K^{-2}$, $\gamma = 4.18.10^{-12} K^{-4}$. Au total, 7 sondes de températures sont utilisées : 5 dans l'enceinte intermédiaire pour le contrôle du niveau d'azote, 1 au sommet de l'enceinte intérieure (contrôle du niveau d'azote), et une au niveau des électrodes (contrôle de la température au niveau des électrodes).

II-6 La traversée Haute Tension

La haute tension est connectée depuis les sources HT jusqu'à l'électrode supérieure au centre de l'enceinte intérieure par une traversée Haute Tension. Cette traversée coaxiale composée d'un tube de polycarbonate métallisé (26 mm d'épaisseur) comporte plusieurs passages étanches qui supportent la différence de pression entre l'enceinte intérieure et l'enceinte intermédiaire. Ces passages permettent également à la traversée de coulisser légèrement à l'intérieur du cryostat, pour absorber les dilatations et contractions différentielles qui apparaissent lors du refroidissement ou réchauffage du cryostat.

L'isolation électrique extérieure de la traversée est réalisée par un bain d'huile minérale sur sa partie supérieure, qui a dû être remonté et ré-étanchéifié pendant ce travail. A l'origine, la tension maximale prévue lors de la fabrication était de 200 kV. Par sécurité, compte-tenu du vieillissement des matériaux, le choix a été fait de limiter la tension maximale appliquée durant les essais à une valeur de 180 kV.

II-7 Procédures de montage, mise en froid, réchauffage

La mise en œuvre des essais a nécessité d'ouvrir à plusieurs reprises le cryostat, afin d'effectuer des réparations ou des modifications. Il s'est avéré nécessaire de remplacer les hublots (fissurations dues aux contraintes mécaniques). Nous avons dû faire face plusieurs fois à des problèmes de givrage (introduction d'air non contrôlée), et de pollution par des particules solides dans l'azote, qui ont rendu

les essais sous tension continue problématiques (les particules étant attirées dans la zone de champ fort par la force diélectrophorétique). La procédure d'ouverture du cryostat durant de 3 à 4 jours (réchauffage / démontage / remontage (remplacement des joints indium) / refroidissement), cet aspect pratique a constitué une limitation aux essais réalisables.

III Sources haute tension

III-1 Alimentations DC

Les alimentations Spellmann visibles en Figure 51, permettent d'atteindre 360 kV dans les deux polarités. Ces alimentations stockent de l'énergie en raison de leur capacité de sortie. Afin de limiter le courant et l'énergie dans la décharge, et de protéger les alimentations, une résistance carbone de 15 M Ω est insérée entre ces alimentations et le cryostat. Deux modes de pilotages sont disponibles sur le pupitre de commande : un mode manuel, ou un mode piloté par un générateur de rampe à vitesse ajustable.



Figure 51 : Photographie des tours d'alimentations HT DC de polarité positive et négative

III-2 Générateur de Marx

Le générateur de Marx est un montage permettant de produire à partir d'une tension continue une onde de tension transitoire de valeur potentiellement plus élevée.

Une photographie du générateur de Marx et de son environnement est présentée en Figure 52. La source de tension continue nécessaire à la charge des condensateurs du générateur de Marx est ici fournie par un transformateur HT associé à un redresseur à diodes en série. Le sens des diodes permet de fixer la polarité du choc généré.

La Figure 53 présente le schéma électrique équivalent du générateur de Marx à deux étages, à partir de la sortie du pont de diodes. Lors de la charge des condensateurs, les éclateurs E_1 et E_2 sont inactifs (ouverts). La charge se fait donc en parallèle via les résistances R_{lim1} et R_{lim2} , qui sont de très forte valeurs ($> 10 \text{ M}\Omega$), assurant une charge lente des condensateurs C_1 et C_2 (10 nF chacun).

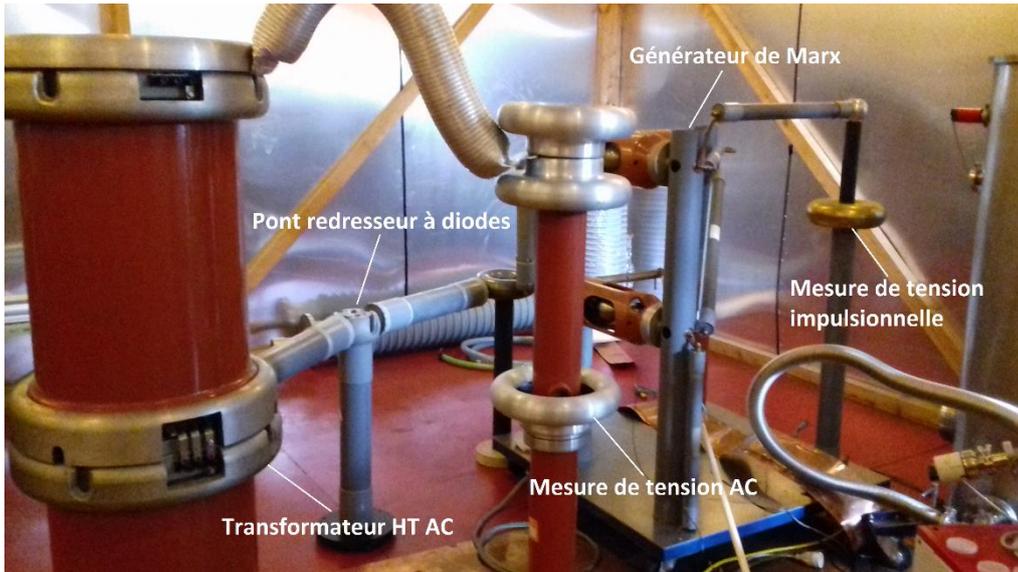


Figure 52 : Photographie des alimentations HT alternative (transformateur) et impulsionnelle (générateur de Marx)

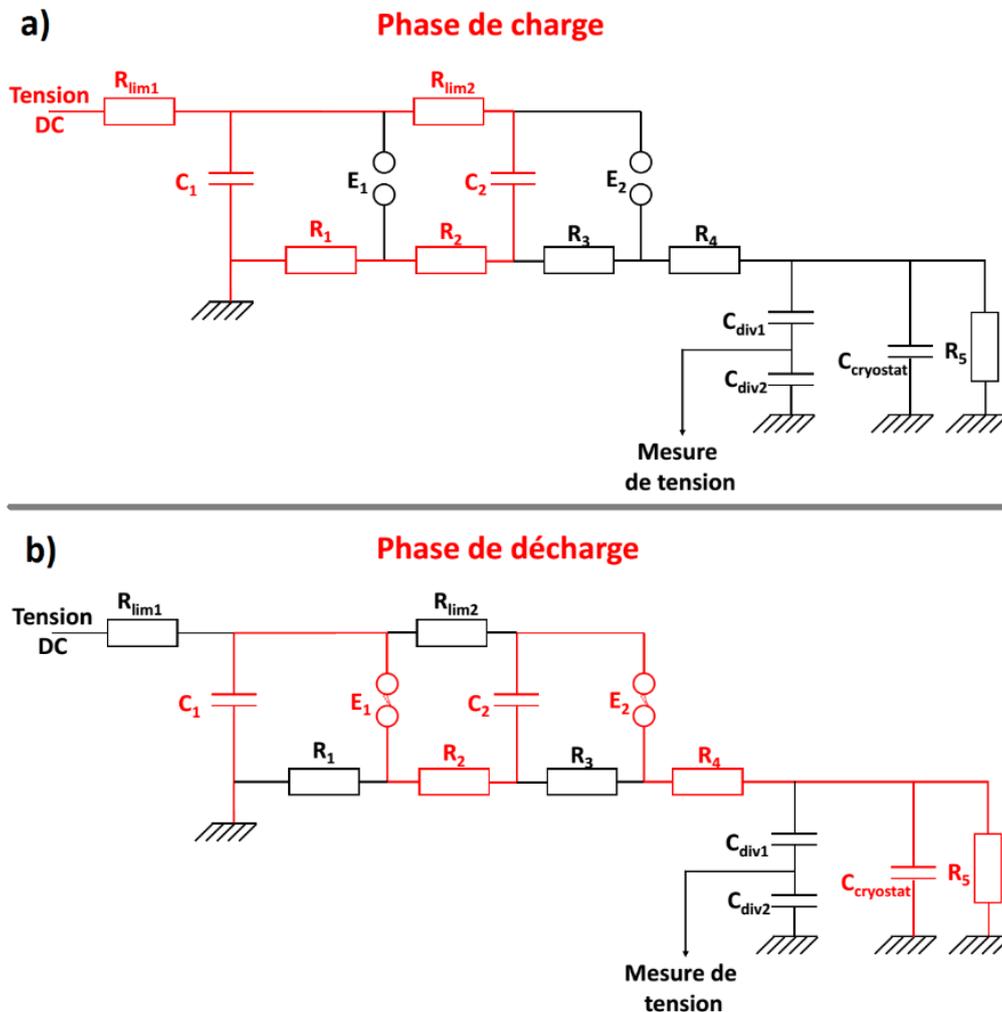


Figure 53 : Schéma équivalent du générateur de Marx utilisé pour les essais. (a) Partie active du générateur lors de la charge. (b) Partie active lors de la décharge

Lors du déclenchement (fermeture) des éclateurs, les condensateurs sont mis en série par le chemin de plus faible impédance par les résistances R_2 et R_4 (de valeurs bien plus faibles que R_1 et R_3), ce qui

fixe la valeur de la constante de temps de montée. La décharge des condensateurs du générateur s'effectue ensuite via la chaîne de résistances R_1 , R_2 , R_3 et R_4 , qui fixent la valeur de la constante de temps de descente. Une résistance R_5 est parfois ajoutée afin de réduire la constante de temps de descente sans modifier les résistances R_1 , R_2 , R_3 et R_4 , elle est retirée dans le cas contraire (circuit ouvert). Le cryostat est modélisé par une capacité de 270 pF [Frayssines2002th].

III-2.1 Onde préexistante (0,4/1400 μ s)

Le générateur délivrait à l'origine uniquement une onde présentant un temps de montée de 0.4 μ s et un temps de descente à mi-hauteur de 1 400 μ s. Cette onde sera par la suite notée « STI » (*Step Impulse*). La notation standard « Temps de montée » / « Temps de descente à mi-hauteur », sera aussi utilisée pour l'onde STI, ce qui correspond à la notation « 0,4 / 1 400 μ s ».

Cette onde permet l'étude des phénomènes de pré-claquage sous haute tension dans les liquides. Cette onde présente un front de montée bref, de durée généralement plus faible que celle des phénomènes de claquage dans les liquides. Le temps de descente à mi-hauteur est quant-à-lui long pour faire en sorte que la tension reste constante jusqu'au claquage, y compris quand le temps de retard au claquage est long (jusqu'à plusieurs centaines de μ s), ce qui se produira fréquemment dans nos essais. Cette onde permet donc une caractérisation des phénomènes plus simple à interpréter, car les phénomènes de génération et de propagation des décharges se produisent alors que la tension appliquée est constante. Les résultats obtenus avec des ondes plus courtes (telle que l'onde de foudre standard 1,2 / 50 μ s), conduisent à une analyse beaucoup plus complexe [Denat2015] : la tension varie lorsque les décharges se propagent, conduisant à des changements de « modes » en cours de propagation.

III-2.2 Modifications du générateur de Marx pour générer des ondes standards

Les surtensions dans les réseaux électriques présentent des formes d'onde différentes suivant la nature des phénomènes qui les ont générés. Bien que dans la réalité chaque perturbation génère une forme d'onde unique et complexe, des normes définissent des formes d'onde normalisées en fonction du type de perturbation :

- Un choc de foudre sur un réseau électrique entraîne la propagation d'une onde brève et de forte intensité le long des lignes électriques. La norme CEI60060 [IEC_60060] définit cette onde comme ayant une dynamique de type 1.2/50 μ s (onde LI, « Lightning impulse »), soit un temps de montée bref et un temps de descente lui aussi relativement bref.
- L'ouverture d'un disjoncteur sur une ligne en fonctionnement génère une surtension avec une dynamique plus lente et une intensité plus modérée qu'un choc de foudre. La norme CEI60060 définit cette onde comme ayant une dynamique de type 250/2 500 μ s (Onde SI, « Switching impulse »), soit un temps de montée long et un temps de descente relativement long.

La forme d'onde délivrée par un générateur de Marx dépend principalement de la valeur de ses résistances, de la capacité des condensateurs employés, ainsi que de la capacité de la charge connectée à la sortie. Dans un premier temps, l'objectif a été de choisir l'emplacement et la valeur des résistances à remplacer pour chaque onde standard. Des calculs ont été effectués avec LTSpice IV (logiciel de simulation de circuits électriques). Au vu de la faible complexité du circuit, la détermination des valeurs de résistances a été effectuée par simulations successives jusqu'à obtenir des constantes de temps satisfaisantes avec des valeurs normalisées de résistances. Les calculs intègrent la capacité du diviseur de tension (environ 500 pF) et du cryostat (environ 270 pF d'après [Frayssines2002th]). L'objectif a été de minimiser le nombre de résistances à modifier, principalement pour des raisons de simplicité et d'économie de temps. Les valeurs de résistances choisies sont présentées dans la Table 4. Deux résistances supplémentaires sont nécessaires pour l'onde LI, et une résistance supplémentaire

pour l'onde SI. Les résistances élémentaires HT en carbone ont été mises en série et encapsulées dans l'huile minérale au laboratoire.

Type d'onde HT	0.4/1 400 μ s	1.2/50 μ s (LI)	250/2 500 μ s (SI)
R ₁	246 k Ω	246 k Ω	246 k Ω
R ₂	99 Ω	99 Ω	99 Ω
R ₃	246 k Ω	246 k Ω	246 k Ω
R ₄	99 Ω	660 Ω	156 kΩ
R ₅	N.A. (impédance infinie)	13.6 kΩ	N.A. (impédance infinie)

Table 4 : Valeurs de résistance existantes (onde 0.4/1400 μ s) et choisies (onde LI et SI). Les valeurs modifiées sont représentées en gras.

Les valeurs des constantes de temps obtenues ont été mesurées en conditions réelles à l'entrée du cryostat (Table 5). Les valeurs satisfont la norme CEI 60060 sur la définition des ondes SI et LI. Les trois types d'ondes sont représentés schématiquement en Figure 54.

	0.4 / 1 400 μ s (STI)		Choc de foudre (LI)		Choc de manœuvre (SI)	
	Temps de montée	Temps de descente à mi-hauteur	Temps de montée	Temps de descente à mi-hauteur	Temps de montée	Temps de descente à mi-hauteur
CEI 60060	NA	NA	1.2 μ s (\pm 30 %)	50 μ s (\pm 20 %)	250 μ s (\pm 20 %)	2 500 μ s (\pm 60 %)
Mesuré	0.59 μ s	1 051 μ s	1.48 μ s	46.2 μ s	233 μ s	1 695 μ s
Statut	NA	NA	Accepté	Accepté	Accepté	Accepté

Table 5 : Comparaison entre les valeurs caractéristiques des ondes 0.4/1400 μ s, LI et SI telles que prescrites par la norme CEI60060 et les valeurs mesurées

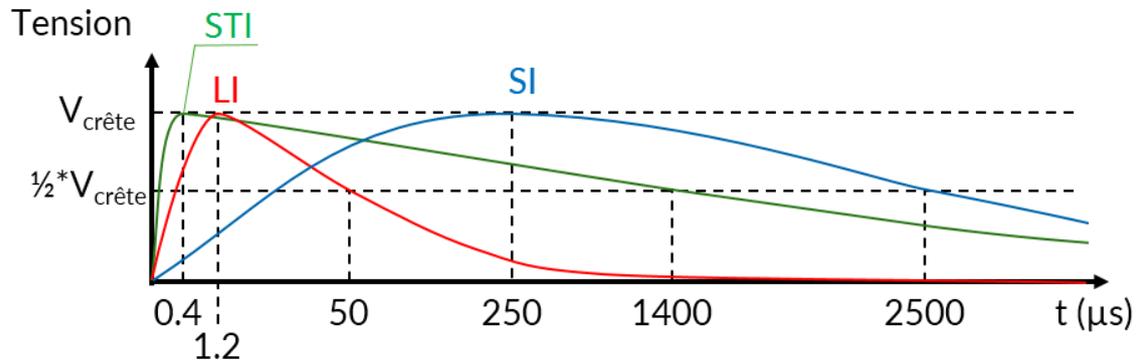


Figure 54 : Représentation des 3 types d'ondes impulsionnelles disponibles sur le générateur de Marx. L'axe des abscisses est en échelle arbitraire.

IV Electrodes haute tension

IV-1 Géométrie ruban-plan

IV-1.1 Vue générale du dispositif

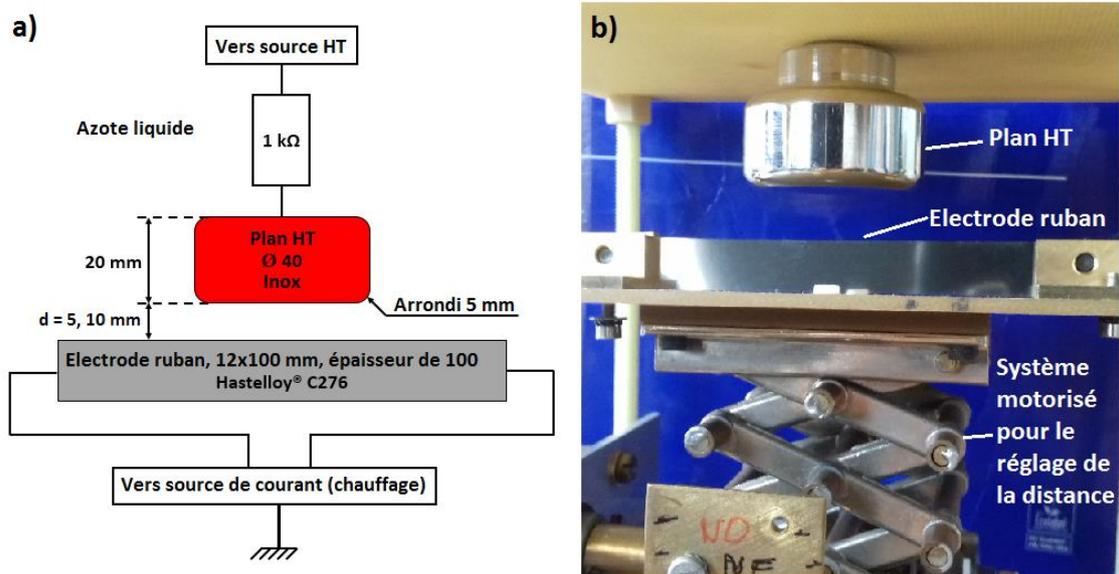


Figure 55 : Système d'électrodes utilisé pour les essais. (a) Vue schématique. (b) Photographie

Une vue des électrodes utilisées durant les essais est présentée en Figure 55. L'électrode plane est connectée à la haute tension. L'électrode ruban est prise en étau à ses deux extrémités par des contacts en laiton. Un très bon contact électrique étant nécessaire pour limiter les résistances de contact lors du passage du courant (chauffage du ruban par effet Joule), de l'indium (métal mou voisin de l'étain dans le tableau périodique), est inséré dans l'étau entre le ruban et le laiton avant serrage. Cette technique éprouvée, utilisée pour effectuer des liaisons entre rubans supraconducteurs, permet d'atteindre des résistances de contact de l'ordre du $\mu\Omega$.

Une résistance de 1 k Ω (barreau de carbone non inductif, résistant aux chocs haute tension et aux températures cryogéniques) est insérée en série avec le plan HT, au plus proche de celui-ci. Son rôle est de limiter le courant dans l'arc au moment de la décharge, afin de ne pas dégrader excessivement l'électrode ruban. Sa valeur résulte d'un compromis entre la limitation du courant de décharge (qui nécessite une valeur élevée de résistance) et la préservation de la forme d'onde HT appliquée (qui nécessite une valeur faible de résistance). La forme d'onde pourrait en effet être potentiellement déformée par le circuit RC passe-bas, composé de cette résistance et de la capacité parasite des électrodes.

IV-1.2 Choix du ruban

Différents types de rubans ont été considérés pour effectuer les essais diélectriques :

- Ruban 1 : Ruban en Hastelloy[®] C276 de 100 μm d'épaisseur, 12 mm de largeur, fourni par l'entreprise Theva. L'Hastelloy[®] est utilisé pour les rubans supraconducteurs à la fois comme substrat (matériau de base sur lequel sont déposées les couches d'adaptations et la couche supraconductrice), et comme shunt (matériau transportant le courant lors du quench).

- **Ruban 2** : Ruban en Hastelloy® de 100 µm d'épaisseur, 12 mm de largeur, enrobé d'une couche d'argent de 1 µm d'épaisseur, fourni par l'entreprise Theva. Ce ruban est plus représentatif d'un ruban supraconducteur, car ceux-ci sont généralement enrobés d'une fine couche d'argent.
- **Ruban 3** : Ruban en Hastelloy® de 25 µm d'épaisseur, 12 mm de largeur, usiné depuis une plaque rectangulaire par électroérosion au Service Etudes et Réalisation d'Appareillages Scientifiques du CNRS (SERAS).

Les tensions de claquage avec ces trois types de rubans ont été mesurées au préalable dans un cryostat en verre de manipulation plus aisée, afin d'effectuer une comparaison dans des conditions proches des essais systématiques réalisés par la suite. Les résultats sont présentés en Figure 56. Une imagerie des rubans au microscope optique a été effectuée après la fin des essais de claquage, présentée en Figure 57.

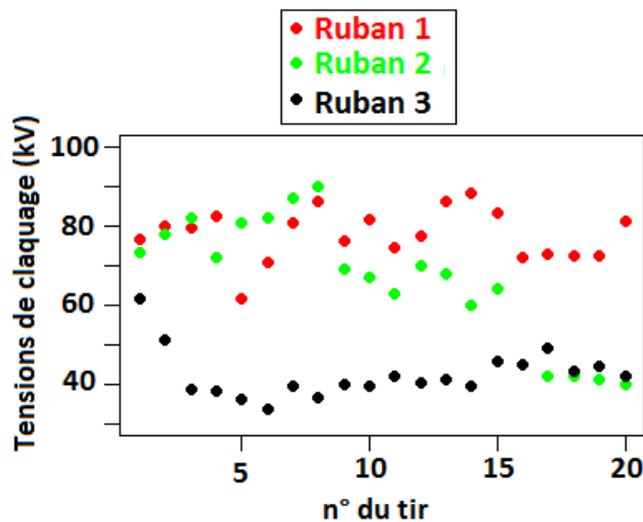


Figure 56 : Résultats des essais de claquage avec trois types de rubans, essais en rampe DC à 1 kV/s, distance inter-électrode de 10 mm, polarité de ruban négative

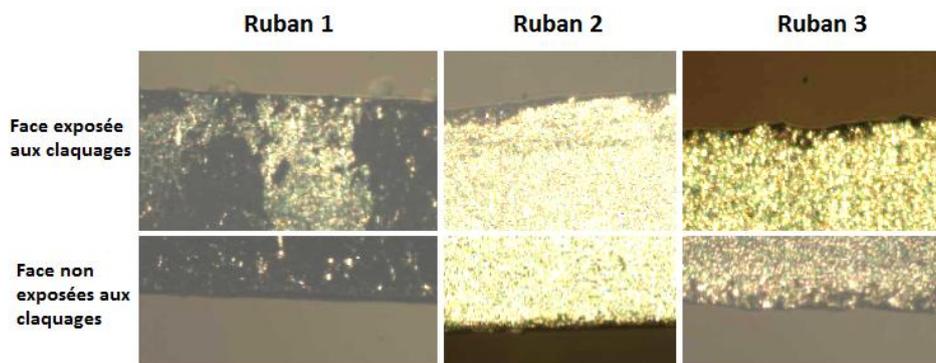


Figure 57 : Imagerie de la face latérale des trois rubans après les essais, du côté exposé aux claquages et du côté opposé aux claquages

On constate que les tensions de claquage des rubans 1 et 2 sont similaires lors des premiers claquages. Cependant pour le ruban 2, ces tensions de claquage chutent drastiquement après une dizaine de tirs, tandis que celles du ruban 1 conservent une tendance stable. Pour le ruban 2, on constate des marques noires le long de l'arête du ruban, probablement dues à la destruction locale de la couche d'argent par le claquage. La dégradation des électrodes ainsi que la présence de microparticules d'argent dans le bain d'azote, sont probablement à l'origine de la baisse de la tension de claquage avec le nombre

d'essais. Pour le ruban 1, des traces claires sont présentes le long de l'arête du ruban. Leur origine n'est pas clairement établie, néanmoins celles-ci ne semblent pas influencer les tensions de claquage.

Les tensions de claquage du ruban 3 sont significativement plus faibles, avec une chute rapide des tensions de claquage lors des premiers essais. Ce phénomène est attribué au renforcement de champ plus grand sur le ruban 3, à la fois à cause de l'épaisseur plus faible du ruban, mais aussi à cause de l'état de surface plus irrégulier de celui-ci dû au processus d'usinage par électroérosion.

Le dispositif expérimental ne permet pas d'effectuer un remplacement fréquent des électrodes (plusieurs jours de montage/démontage). Dans l'optique de réaliser des essais en grand nombre avec une même électrode et une bonne répétabilité, le ruban 1 (100 μm d'Hastelloy® laminé, non recouvert d'une couche d'argent) a été choisi pour la suite des essais.

IV-2 Système motorisé pour le réglage de la distance inter-électrodes

Le réglage de la distance inter-électrode est possible sans démontage du cryostat grâce à un moteur fonctionnant dans l'azote liquide, visible en Figure 55. Afin d'éviter un blocage à froid, les pièces de ce moteur ont été dégraissées préalablement à son immersion dans l'azote liquide.

A cause du dégraissage, ce moteur ne fonctionne pas à température ambiante, mais seulement une fois immergé dans l'azote liquide. La distance inter-électrode étant modifiée par les contractions liées au refroidissement, le réglage de la distance inter-électrode est effectué après le refroidissement du cryostat, dans l'azote liquide. Cette distance est mesurée optiquement. La mécanique du moteur ne permettant pas un réglage fin de la distance et du parallélisme entre le ruban et le plan, on admettra une précision de plus ou moins 0.4 mm sur la distance inter-électrode.

V Système de chauffage transitoire

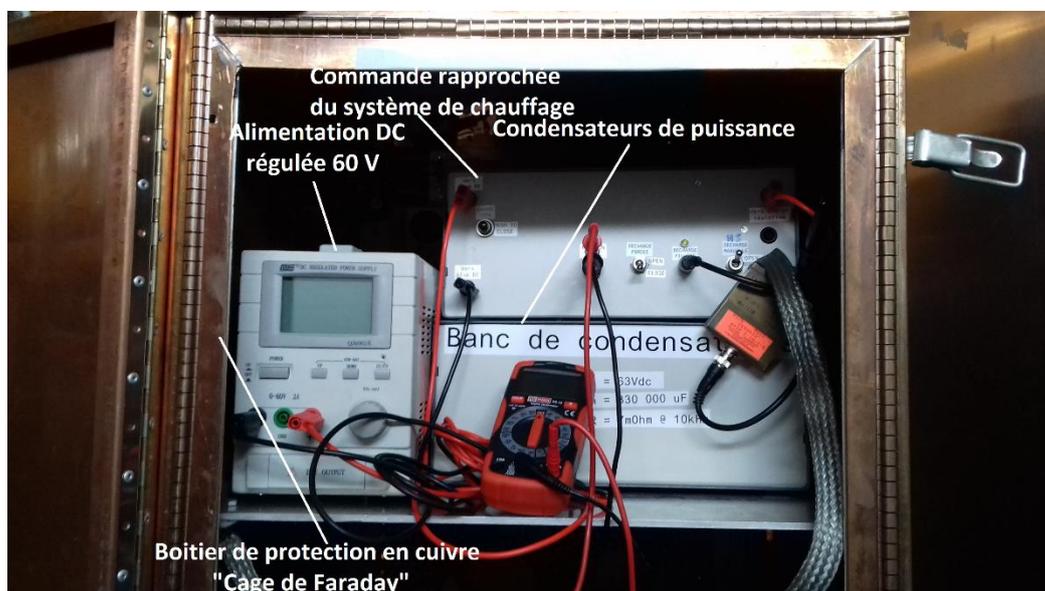


Figure 58 : Photographie du dispositif de chauffage transitoire de l'électrode ruban

Une image du système de chauffage dans son environnement est présentée en Figure 58. Le système est placé dans la cage Haute Tension pour être au plus près du cryostat, dans le but de réduire la longueur et l'inductance des câbles fort courant nécessaires au chauffage. Il est donc nécessaire de le protéger des perturbations électromagnétiques générées par les claquages en le plaçant dans une cage de Faraday.

V-1 Cahier des charges

L'objectif de ce système de chauffage transitoire est de reproduire aussi fidèlement que possible les conditions de chauffage qui se produisent sur un ruban supraconducteur intégré dans un limiteur de courant. Le cahier des charges du système de chauffage transitoire contient deux objectifs principaux :

- Durée de chauffage : 40 ms
Cette durée est la durée maximale de la limitation de courant du limiteur, dans l'hypothèse où une fois la limitation commencée, la première coupure du courant s'effectue au plus tard après 20 ms. En cas d'échec de la première coupure, une coupure de secours est effectuée avec un délai de 20 ms supplémentaires.
- Température du ruban à la fin du chauffage : 400 K
C'est la température maximale dimensionnante pour l'application, marge de sécurité incluse. En effet au-delà de cette température, des phénomènes indésirables tels que la délamination des couches constituant le ruban supraconducteur peuvent se produire.

V-2 Caractéristiques de l'alimentation impulsionnelle

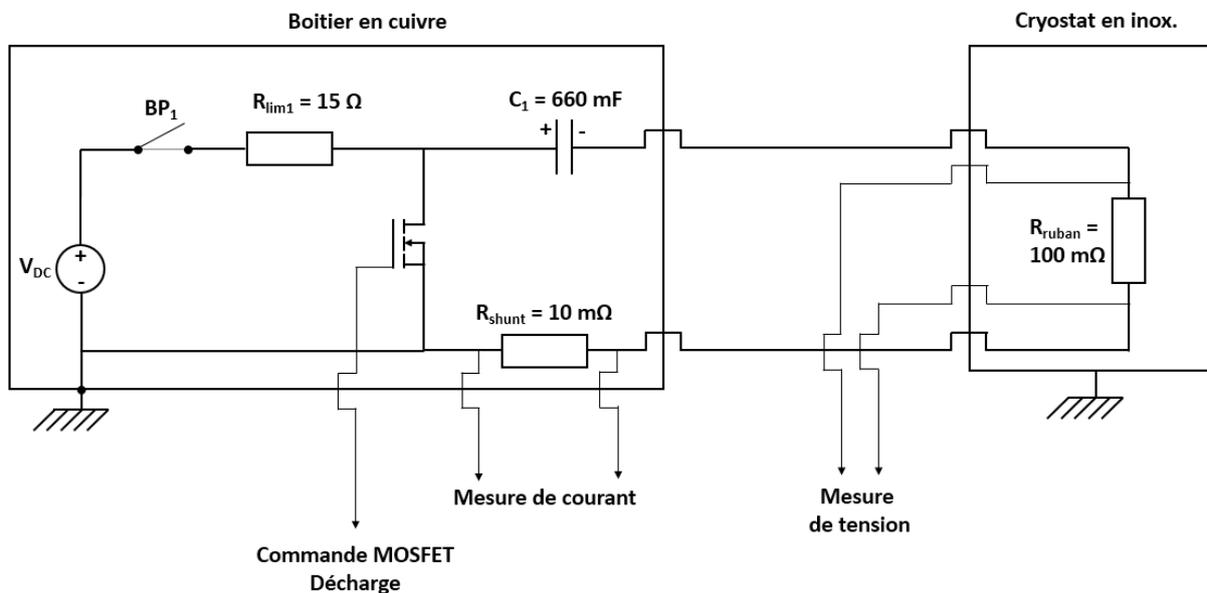


Figure 59 : Schéma électrique du système de chauffage transitoire connecté au cryostat avec les systèmes de mesure

Un schéma électrique équivalent du système de chauffage impulsionnel est présenté en Figure 59. Le fonctionnement du chauffeur impulsionnel s'effectue en deux temps :

- Charge du banc de condensateur C_1 . Une alimentation de tension régulée DC en série avec une résistance de limitation R_{lim1} est utilisée comme source de tension. Etant donnée la forte constante de temps de charge ($\tau = R_{lim} * C_1 = 10$ s) du système, la charge est contrôlée manuellement jusqu'à obtenir la tension de charge souhaitée. Un interrupteur (non représenté sur la Figure 59) permet de décharger manuellement le banc de condensateur en cas de besoin.
- Décharge du banc de condensateur. Un signal de déclenchement est envoyé sur le transistor MOSFET afin de connecter le banc de condensateur C_1 sur l'électrode ruban avec une très faible résistance série. Un circuit de pilotage du MOSFET (non représenté) fait l'interface entre le signal de commande (0 - 5 V) et la grille du MOSFET. La durée totale de la décharge (40 ms) contrôlée par le signal de déclenchement est significativement plus faible que la constante de

temps de décharge des condensateurs (environ 130 ms). Les condensateurs sont donc encore en grande partie chargés à la fin de l'impulsion de courant de chauffage (environ 75 % de la tension initiale).

La résistance du ruban en Hastelloy® (environ 100 mΩ) est très faible, ce qui signifie que certains effets parasites ne peuvent pas être négligés, en particulier la résistance des câbles, la chute de tension aux bornes du MOSFET et la résistance série équivalente du banc de condensateur. Les câbles transportant le courant de décharge à l'extérieur et dans le cryostat sont collés l'un à l'autre et torsadés, afin de limiter leur inductance. Un bilan énergétique expérimental montre que pour une charge de 36 V du banc de condensateur, l'énergie électrique reçue par le ruban est de 100 J, pour une énergie électrique injectée par le banc de condensateur de 204 J, soit un rendement de 49 %.

V-3 Simulation du chauffage d'un ruban

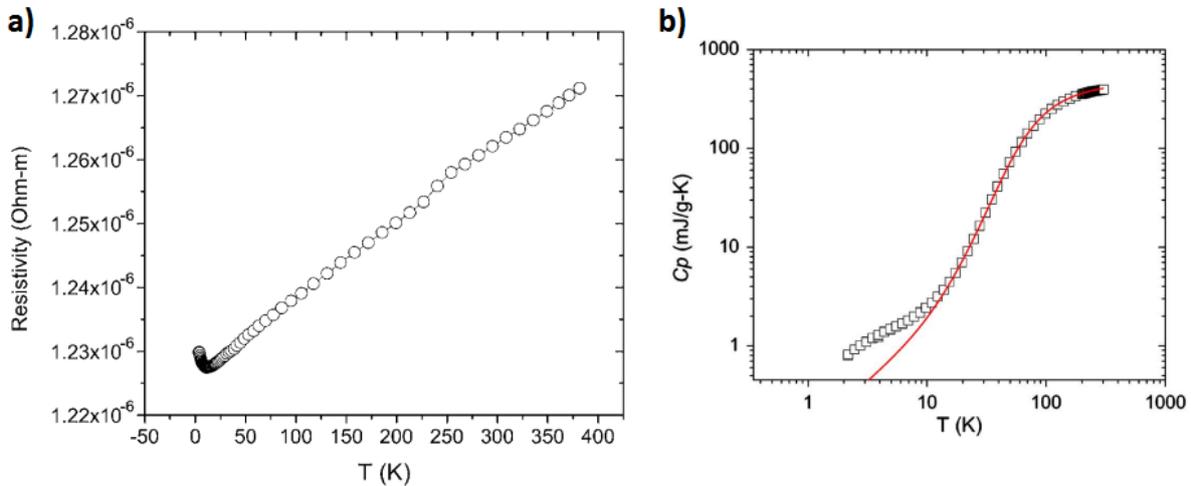


Figure 60 : Propriétés de l'Hastelloy® C276 en fonction de la température [Lu2008]. (a) Résistivité ρ . (b) Capacité thermique à pression constante (C_p).

Le schéma électrique équivalent est constitué d'une capacité de forte valeur (660 mF) figurant le banc de condensateurs, d'une résistance série de 100 mΩ modélisant les éléments résistifs parasites du montage, et d'une résistance figurant le ruban d'Hastelloy® dont la valeur est aussi d'environ 100 mΩ. Pour une modélisation plus fine, la variation de la résistivité et de la capacité thermique de l'Hastelloy® sont prises en compte, suivant les travaux de [Lu2008] présentés en Figure 60. La variation de résistivité de l'Hastelloy® avec la température est modélisée suivant l'équation 14. Cette variation avec la température est faible, environ 4 % entre 77 et 400 K.

$$\rho_T = a * (T - T_0) + b \quad (14)$$

Avec $a = 1,33 \cdot 10^{-10} \text{ } \Omega/\text{K}$, $T_0 = 77 \text{ K}$ et $b = 1,235 \text{ } \Omega$. Le calcul de la température du ruban se fait via la capacité thermique C_p de l'Hastelloy®, suivant l'équation 15 :

$$C_p = \gamma * T + A * T^3 \quad (15)$$

Avec $\gamma = 1,33 \cdot 10^{-4} \text{ J}/(\text{g} \cdot \text{K}^2)$, et $A = 5,99 \text{ J}/(\text{g} \cdot \text{K}^4)$. La durée du chauffage est de 40 ms. Durant ce laps de temps, on suppose un régime de chauffage adiabatique, c'est-à-dire que les transferts de chaleur entre le ruban et le milieu extérieur sont négligés. Ainsi, toute l'énergie électrique injectée dans le ruban est convertie par effet Joule en énergie thermique, et on peut écrire l'égalité des énergies électriques et thermiques, qui relie la température du ruban $T_{\text{tâpe}}$ et l'instant t_1 associé (Equation 16):

$$E = \int_{t_0}^{t_1} U_{taped}(t) * I_{taped}(t) * dt = \int_{T_0}^{T_{taped}} m * C_p(T) * dT \quad (16)$$

Avec U_{taped} la tension aux bornes du ruban (V), I_{taped} le courant traversant le ruban (A), m la masse du ruban (g), C_p la capacité thermique du ruban (J/(g.K)), t_0 l'instant initial (s) et T_0 la température initiale (K). La résolution temporelle de ce problème a été effectuée avec un code développé pour l'occasion sur le logiciel Octave. Les résultats de simulation sont présentés en Figure 61. La cible de température (400 K à 40 ms) est atteinte avec une charge de 35 V sur le banc de condensateur.

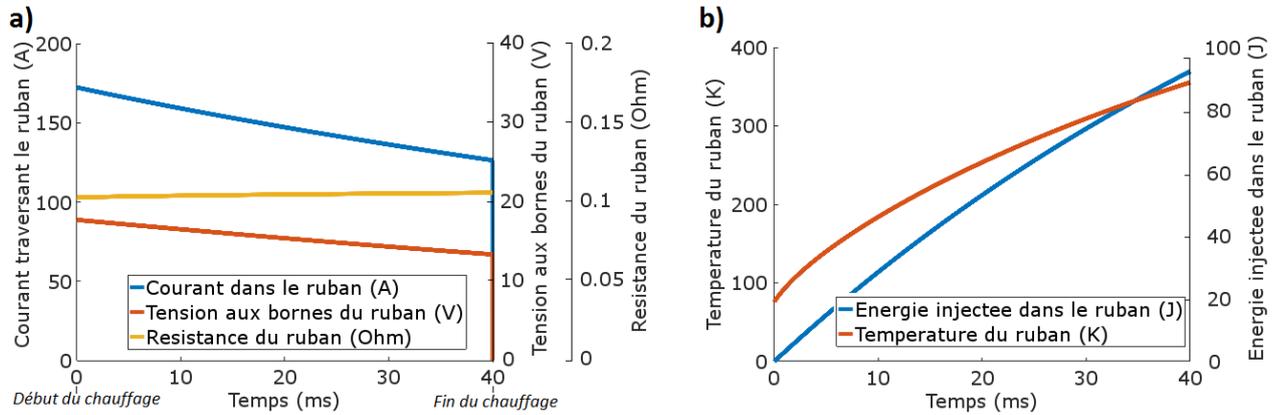


Figure 61 : Résultats de simulation de chauffage. (a) Tension aux bornes du ruban, courant traversant le ruban et résistance du ruban. (b) Température du ruban, et énergie dissipée dans le ruban.

Les résultats confirment le dimensionnement des éléments du dispositif. Le condensateur se décharge d'environ 25 % de sa tension durant le chauffage, tandis que le courant crête reste inférieur à 200 A. La résistance du ruban augmente légèrement au cours du temps à cause de l'échauffement. L'augmentation de l'énergie injectée dans le ruban avec le temps est quasi-linéaire, tandis que la température varie de manière beaucoup moins linéaire de 77 à 350 K. Cette non-linéarité s'explique par la capacité thermique de l'Hastelloy® qui n'est pas constante (Figure 60) : elle est beaucoup plus faible à température cryogénique qu'à température ambiante. Ceci explique la montée plus rapide de la température aux premiers instants.

Le courant de chauffage de l'ordre de 200 A supposerait l'usage de câbles et de passages de câbles adaptés aux forts courant. Comme le courant est transitoire, le critère dimensionnant d'un point de vue thermique n'est plus la puissance mais l'énergie dissipée, ce qui permet de dépasser largement le courant nominal des câbles. L'usage de la cryogénie favorise également le dimensionnement, en réduisant la résistivité des conducteurs et en augmentant la marge de manœuvre par rapport à la température. Ainsi, des câbles standards de 32 A ont été utilisés pour le transport du courant de chauffage jusqu'au ruban. Des passages étanches en laiton d'une section voisine de 1 mm², initialement prévus pour des mesures de température, ont été utilisés pour faire passer le courant de l'enceinte intermédiaire vers l'enceinte intérieure.

VI Systèmes de mesure

VI-1 Vue générale

Un aperçu des dispositifs de pilotage et de mesure à l'extérieur de la cage de Faraday se trouve en Figure 62. Seul le système de chauffage transitoire présenté en Figure 58 se trouve à l'intérieur de la cage.



Figure 62 : Aperçu des moyens expérimentaux mis en œuvre (a) Face avant de la cage de Faraday. (b) Face latérale de la cage de Faraday

VI-2 Mesures optiques

VI-2.1 Caméra rapide

Cette caméra vidéo permet d'effectuer des films avec un nombre d'images par seconde élevé (jusqu'à 32 000 images/s). Elle est bien adaptée pour visualiser la dynamique de croissance des bulles d'azote gazeux avec un chauffage transitoire de l'électrode ruban. Un de ses avantages est la fonction d'acquisition en continu, qui lui permet de garder en mémoire des images enregistrées antérieurement au signal de déclenchement.

La sensibilité moyenne de cette caméra nécessite en général l'utilisation d'un rétro-éclairage afin d'obtenir une image de bonne qualité. Un compromis entre fréquence d'acquisition, résolution de

l'image et luminosité a dû être trouvée. L'essentiel des vidéos a été acquis avec rétro-éclairage à 4 000 images par seconde, et une résolution de 500 x 200 pixels.

VI-2.2 Caméra à intensificateur

Grâce à un double étage d'intensification, cette caméra permet de réaliser des images de phénomènes très peu lumineux, tels que des décharges non disruptives ou encore des streamers. Sa fonction d'obturation contrôlable permet d'autre part de régler précisément l'instant et la durée d'exposition avec une précision de l'ordre de la centaine de nanosecondes. Il est ainsi possible de visualiser les phénomènes de pré-claquage en réglant une durée d'exposition inférieure au temps de propagation des streamers, lorsque cette valeur est connue et stable (essentiellement en polarité de claquage négatif). En prenant une succession d'images décalées dans le temps sur plusieurs essais, on peut reconstituer la dynamique du pré-claquage.

VI-2.3 Photomultiplicateur (PM)

Ce détecteur de lumière permet de détecter et mesurer un niveau de luminosité très bas, avec une résolution temporelle excellente (quelques nanosecondes). Pour ne pas saturer le PM, un diaphragme est placé à l'entrée pour ne faire entrer qu'une petite fraction de la lumière émise. Le PM nécessite un bruit de fond lumineux extrêmement faible, ainsi son utilisation couplée à la caméra rapide avec rétro-éclairage n'est pas possible. Les signaux mesurés étant de faible amplitude (quelques centaines de mV), des perturbations importantes lors du déclenchement du générateur de Marx (éclateurs) sont généralement constatées lors de la 1^{ère} microseconde après le début du choc.

VI-3 Mesures du chauffage transitoire de l'électrode ruban

VI-3.1 Mesures de tension et courant

Les mesures de tension et de courant sont représentées en Figure 59. Les câbles de mesure de tension en 4-fils sont torsadés afin de limiter le bruit qu'ils reçoivent. De même, les câbles transportant le courant de chauffage sont torsadés pour limiter leur inductance et le rayonnement électromagnétique qu'ils génèrent. La mesure de courant est effectuée par un shunt (10 mΩ) à large bande passante.

Les mesures de tension et de courant sont transmises à l'oscilloscope par des câbles blindés dont la masse est commune à celle du cryostat. Néanmoins lors d'un claquage, des courants transitoires très brefs et de forte amplitude circulent, faisant apparaître des surtensions inductives, y compris le long des connexions de masse. De plus, il a été constaté que les surtensions inductives générées lors du déclenchement et de l'arrêt du courant de chauffage pouvaient également atteindre des niveaux dangereux pour l'électronique et les oscilloscopes (> 100 V). Pour toutes ces raisons, un filtre passe-bas du 1^{er} ordre analogique (RC) avec une fréquence de coupure de 25 kHz a été inséré entre chaque câble de mesure et l'oscilloscope, afin de limiter les effets néfastes des transitoires, tout en conservant une bande passante suffisante par rapport la durée du chauffage transitoire (40 ms).

VI-3.2 Mesure de la température

On ne peut pas mesurer directement la température du ruban avec une sonde de température (par exemple une sonde Pt-1000) : Coller une sonde sur le ruban perturberait la répartition de température sur le ruban ainsi que l'ébullition, et cette sonde présenterait une dynamique bien inférieure à celle nécessaire pour notre mesure (de l'ordre de la milliseconde) à cause de son inertie thermique. A partir des mesures de tension et de courant traversant le ruban, la Figure 63 présente les deux modes de calculs de la température du ruban au cours du temps.

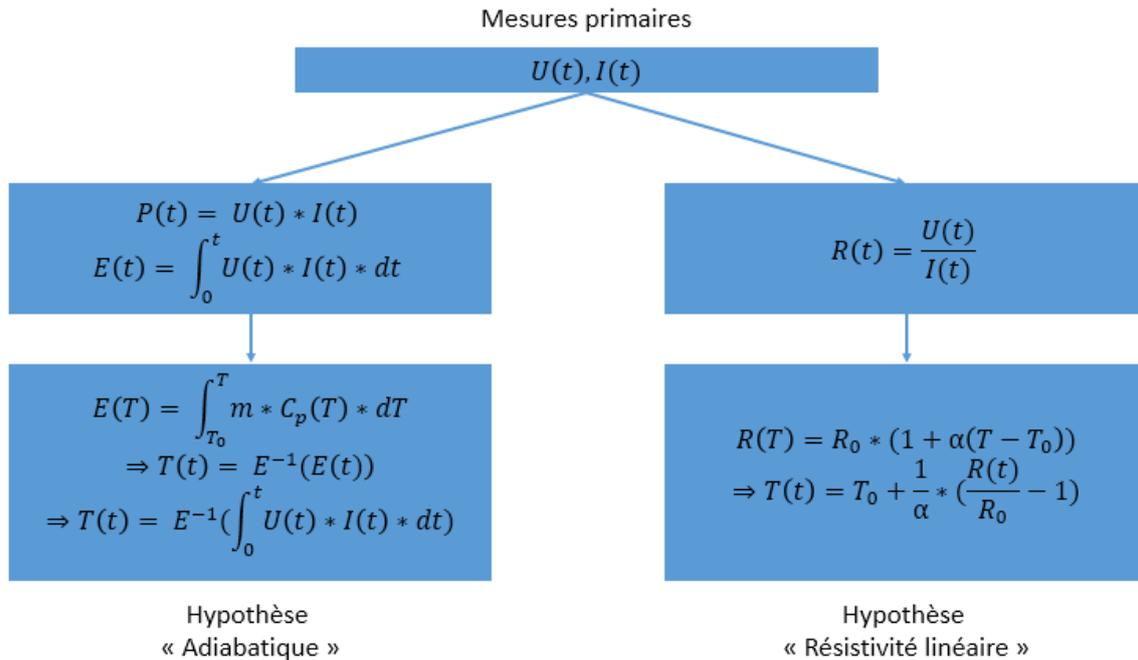


Figure 63 : Organigramme des deux modes de calcul de la température du ruban.

VI-3.2.1 Température calculée via la variation de résistance

Une première méthode d'évaluation de la température à partir des mesures de tension et de courant a été utilisée en calculant la résistance (rapport U/I) du ruban, et en prenant en compte sa variation avec la température, comme le présente l'équation 17. Cette technique de mesure de température est communément utilisée pour déterminer la dynamique de récupération des supraconducteurs après un quench [Jin2018] [Maeda2019].

$$R_{(T)} = R_0 * (1 + a * (T - T_0)) \tag{17}$$

Avec α le coefficient directeur de la résistivité (en Ω/K), T la température de l'Hastelloy[®], T_0 la température de référence (77 K) et R_0 la résistance à la température T_0 . La variation de résistance de l'Hastelloy[®] avec la température est particulièrement faible (environ 4 % pour une variation de température de 350 K). La résistance du ruban R_0 à $T_0 = 77$ K est déduite des mesures de courant et tensions aux premiers instants du chauffage (entre 2 et 5 ms). La variation de résistance avec la température est ensuite utilisée pour évaluer la température moyenne du ruban (équation 18) :

$$T(t) = T_0 + \frac{1}{a} * \left(\frac{R(t)}{R_0} - 1\right) \tag{18}$$

Les inductances parasites des câbles et du ruban perturbent l'évaluation de la température lors des 2 premières millisecondes du chauffage. Aussi, il convient de ne pas tenir compte des valeurs proposées par ce calcul lors des premiers instants du chauffage, et de se reporter au calcul de température sous l'hypothèse adiabatique.

VI-3.2.2 Température calculée en hypothèse adiabatique

Une première étape consiste à calculer à tout instant la valeur de l'énergie injectée dans le ruban depuis le début du chauffage (Equation 19) :

$$E(t) = \int_{t_0}^{t_1} U_{tape}(t) * I_{tape}(t) * dt \tag{19}$$

D'autre part, on supposera la distribution de température uniforme dans le ruban. Ainsi l'énergie thermique dans le ruban en fonction de la température est définie par la relation présentée dans l'équation 20 :

$$E = \int_{T_0}^{T_{tape}} m * C_p(T) * dT = f(T) \quad (20)$$

Les fonctions $E = f(T)$ et de $T = f^{-1}(E)$, strictement croissantes, mais non linéaires du fait de la variation importante de la capacité thermique avec la température, sont calculées numériquement au préalable. La température du ruban est déduite en appliquant la fonction f^{-1} à l'énergie calculée via les mesures expérimentales, ce qui se traduit par l'équation 21:

$$T(t) = f^{-1}(E(t)) = f^{-1}\left(\int_{t_0}^t U_{tape}(t) * I_{tape}(t) * dt\right) \quad (21)$$

VI-3.2.3 Comparaison des mesures de température

La Figure 64 présente une comparaison des températures calculées via la variation de résistance et via l'hypothèse adiabatique. La température estimée via la variation de résistance présente sûrement la meilleure justesse, car elle dépend uniquement de la qualité des mesures et de la linéarité de la résistivité de l'Hastelloy®. La qualité des mesures primaires (courant et tension) est bonne, mais limitée par le bruit de numérisation. L'opération de division de deux données bruitées augmente le bruit, et la faible sensibilité de la résistivité avec la température amplifie drastiquement celui-ci. La température estimée via l'hypothèse adiabatique est beaucoup plus lisse, bien qu'elle soit issue des mêmes données expérimentales. L'intégration du produit tension-courant lors du calcul de la température atténue en effet fortement l'influence du bruit de mesure à haute fréquence. Au vu des résultats, on considèrera qu'une température du ruban proche de 400 K est bien atteinte au bout de 40 ms de chauffage.

Dans les deux cas, la température calculée est une température moyenne sur tout le ruban. Le phénomène de « hot spot » (emballement thermique d'une région du ruban, liée à une plus grande résistivité locale, et donc une plus grande dissipation thermique) ne devrait pas apparaître ici, car les variations de résistance avec la température sont très faibles dans ce matériau. D'autre part, la température de l'azote gazeux entourant le ruban lors du chauffage ne peut pas être déduite directement de cette mesure. Il existe très certainement un fort gradient de température entre le gaz au contact du ruban (probablement à une température très voisine de celui-ci), et le gaz à l'interface gaz/liquide (probablement à une température très voisine de l'équilibre liquide-gaz, soit 77,3 K à pression atmosphérique).

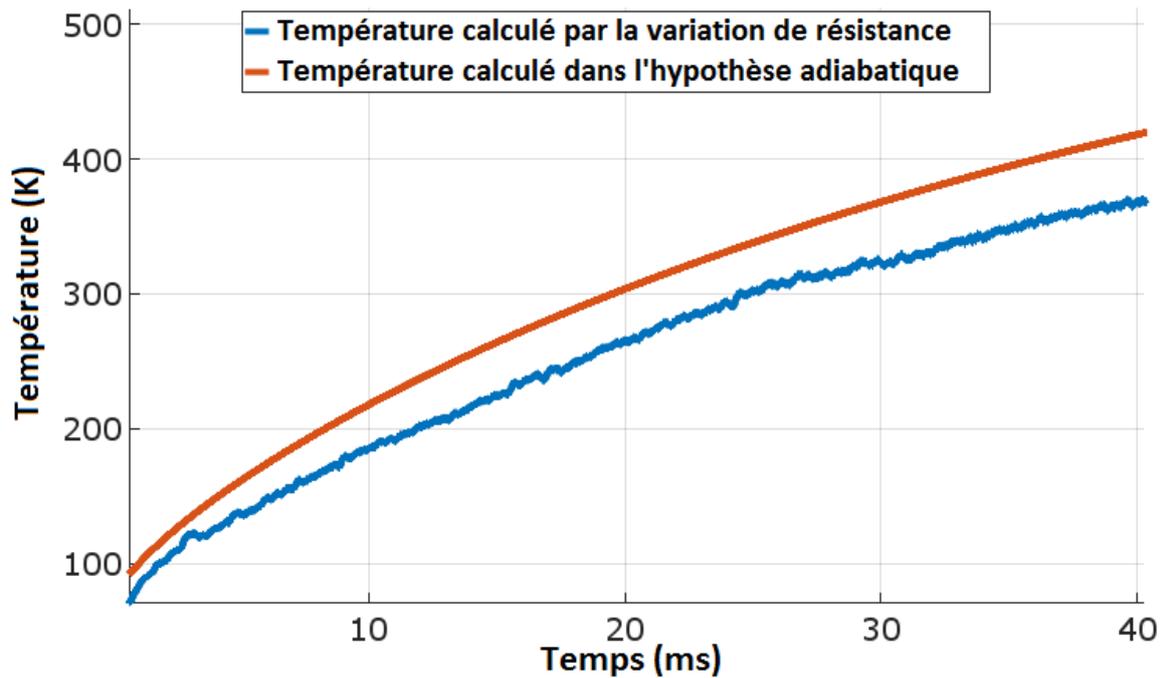


Figure 64 : Comparaison des températures calculées suivant les hypothèses « résistivité linéaire » et « adiabatique »

VII Protocoles expérimentaux et analyse statistique

Les protocoles expérimentaux utilisés sont des standards dans le domaine des essais diélectriques. Ils ont été normalisés de différentes manières au cours du temps, nous reprendrons la classification et la dénomination de la norme CEI-60060 [IEC_60060] dans les prochains paragraphes.

La Table 6 présente un aperçu des trois différents protocoles utilisés en fonction du type de tension utilisé et du chauffage (ou non) de l'azote liquide. Les trois prochaines sections développent plus en détail les informations présentes dans ce tableau.

Conditions expérimentales		Protocoles		
		Essais à paliers multiples	Montée et Descente	Contraintes progressives
DC	Sans chauffage	-	-	Rampe DC de 1 kV/s, partant de 0 kV jusqu'au claquage
	Avec chauffage	-	DC constant (DCc) (10 s) DCc + chauffage transitoire (77 → 400 K en 40 ms) DCc (10 s)	-
Impulsionnel	Sans chauffage	STI, SI ou LI	STI, SI ou LI	-
	Avec Chauffage	Chauffage transitoire (77 → 400 K en 40 ms) STI ou SI retardé de 5, 15 ou 40 ms	Chauffage transitoire (77 → 400 K en 40 ms) 0,4/1400 μs ou SI retardé de 5, 15 ou 40 ms	-

Table 6 : Résumé des protocoles utilisés en fonction des conditions expérimentales

VII-1 Essais à paliers multiples

Appelés « Essais de classe 1 » dans la norme CEI-60060, ces essais consistent à répéter un certain nombre de contraintes transitoires à la même tension sur une isolation. Ceci est illustré schématiquement en Figure 65. Pour un essai individuel, deux issues sont possibles : tenue ou claquage. Le résultat de ces essais est un ensemble de couple (« Tension appliquée » ; « Nombre de claquages »). Dans le cadre des essais réalisés, le nombre de chocs appliqués à chaque palier de tension est de 20, et le délai entre deux chocs successifs est au minimum de 1 minute. Autant que possible, il a été choisi de balayer l'ensemble de la gamme de fréquence de claquage (de 0/20 claquages à 20/20 claquages), sauf en cas de circonstance expérimentale particulière.

Les données peuvent être représentées de plusieurs manières. Elles peuvent être tracées soit brutes sur un graphe 2D (nombre de claquage à chaque tension appliquée), ou bien être post-traitées afin d'effectuer des estimateurs statistiques (tension de claquage à 10 %, à 50 %, ...) et/ou de calculer des modèles sous forme de lois de probabilités (voir paragraphe VIII).

Dans le cadre de ces travaux, ce protocole a été utilisé pour deux types d'essais :

- Premièrement, des essais où un choc de tension transitoire (de forme STI, LI ou SI) est appliqué dans une isolation d'azote liquide. Dans ce cas la tension mesurée est la tension crête de l'onde HT (ou la tension maximale attendue dans le cas où le claquage se produit avant la crête de tension).
- Deuxièmement, des essais où un chauffage transitoire est appliqué sur l'électrode ruban, suivi d'un choc de tension (de forme STI ou SI) après un retard contrôlé (5, 15 ou 40 ms). Dans ce cas la tension mesurée est aussi la tension crête de l'onde HT (ou tension maximale attendue dans le cas où le claquage se produit avant la crête de tension).

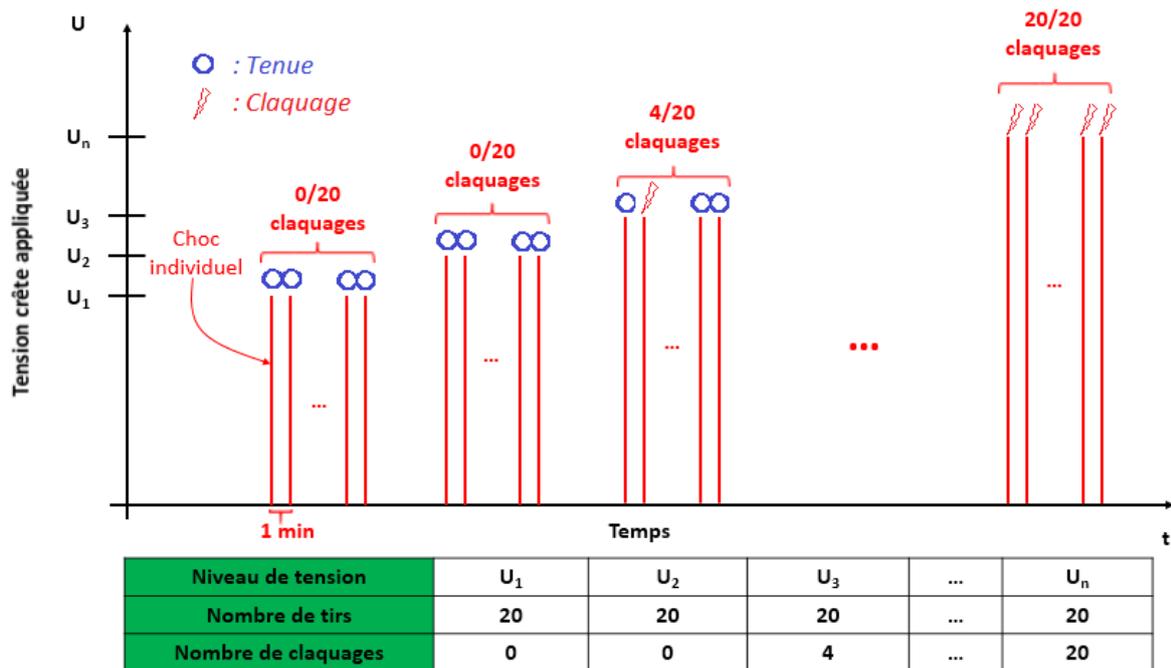


Figure 65 : Illustration du protocole d'essais à paliers multiples

VII-2 Essais de montée et descente

Appelés « Essais de classe 2 », ou encore « Up and Down » dans la norme CEI60060, ce protocole consiste à faire varier la tension d'une contrainte transitoire en fonction des résultats des essais précédents. Il est illustré schématiquement en Figure 66. Le résultat de ces essais est un ensemble de « groupes » associés chacun à un niveau de tension.

Les essais de ce type ont majoritairement été effectués avec le protocole suivant : Un premier groupe est débuté en effectuant au maximum 7 tirs à la même tension. Au premier claquage constaté, le groupe est clôturé et la tension est abaissée d'un pas de tension. Si aucun claquage n'est constaté durant ces 7 tirs, le groupe est clôturé et la tension est augmentée d'un pas de tension (de 3 à 8 kV, le pas étant constant durant une même séance d'essais). Pour les essais réalisés dans le cadre de ces travaux, une série d'essai est arrêtée à partir du moment où un nombre de 20 groupes acceptés est atteint.

Au terme des essais, si un ou plusieurs groupes sont les seuls représentants de leurs paliers de tension, et aux extrémités des paliers de tension, ils sont rejetés pour le calcul. Le calcul de la tension de claquage à 10 % (mathématiquement, la probabilité de claquage calculée à l'issue de ces essais est voisine de 10 %) consiste à effectuer la moyenne des paliers de tension des groupes pondérée par le nombre de groupe représentant ces paliers.

Dans le cadre de ces essais, ce protocole a été utilisé dans trois situations différentes :

- Premièrement, des essais où un choc de tension (de forme STI, LI ou SI) est appliqué sur une isolation d'azote liquide. Dans ce cas la tension mesurée est la tension crête de l'onde HT (ou tension maximale attendue dans le cas où le claquage se produit avant la crête de tension).
- Deuxièmement, des essais où un chauffage transitoire est appliqué sur l'électrode ruban, suivi d'un choc de tension (de forme STI ou SI) après un retard contrôlé (5, 15 ou 40 ms). Dans ce cas la tension mesurée est la tension crête de l'onde HT (ou tension maximale attendue dans le cas où le claquage se produit avant la crête de tension).

- Enfin, des essais où une tension DC est dans un premier temps élevée à sa valeur nominale, puis maintenue pour une durée de 10 secondes. A l'issue de ces 10 secondes le chauffage transitoire est déclenché, tandis que la valeur de la tension est maintenue pendant 10 secondes supplémentaires, puis remise à zéro. L'essai est compté comme une tenue si l'isolation résiste tout au long de l'essai, et comme un claquage si un claquage survient après le déclenchement du chauffage. L'essai est considéré comme nul (à recommencer) si un claquage survient avant l'application du chauffage transitoire.

Les essais avec l'application à la fois d'un chauffage et de la haute tension (les deux derniers points de la liste précédente) sont représentés en Figure 67.

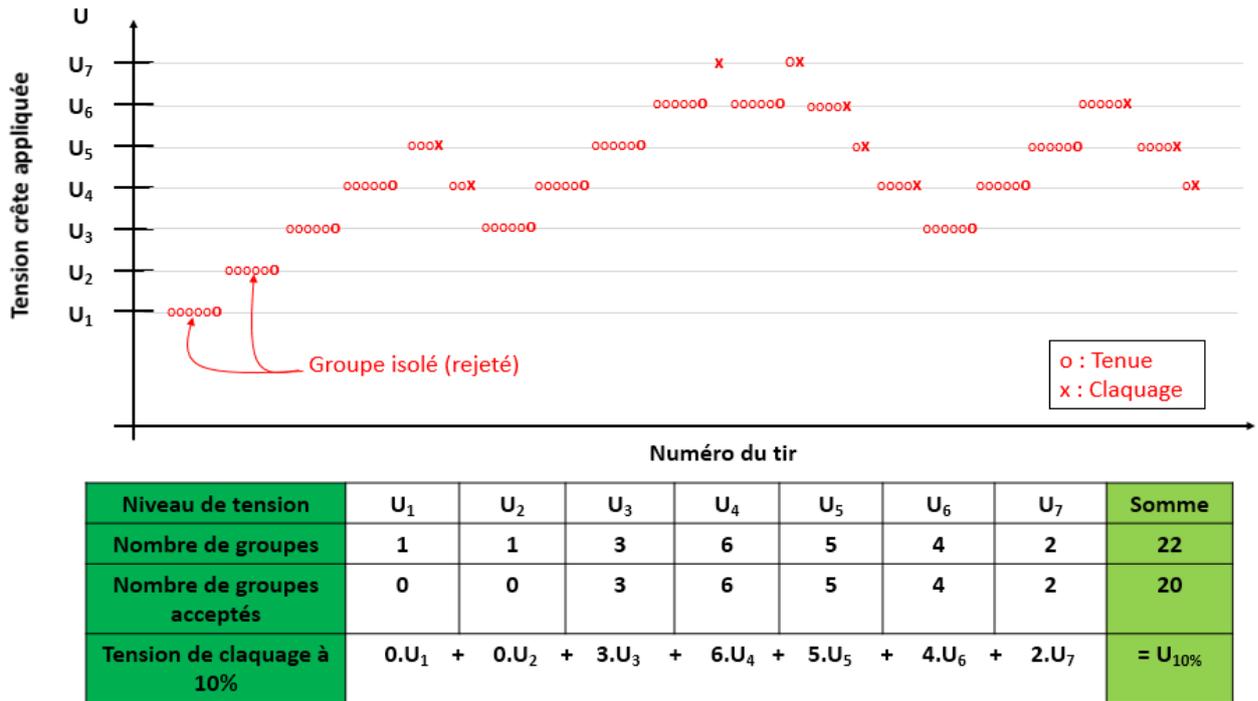


Figure 66 : Illustration du protocole de montée de descente

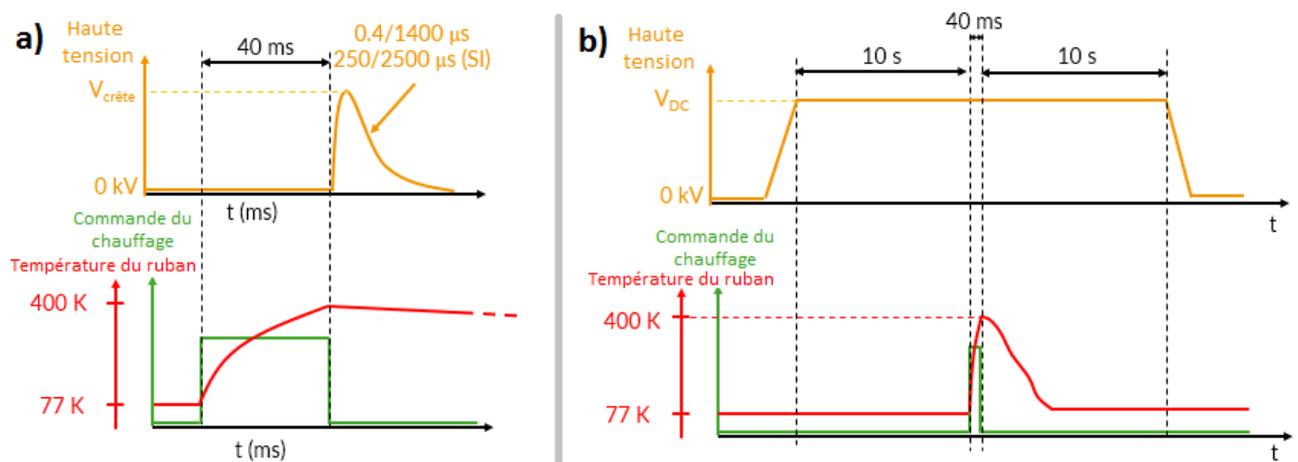


Figure 67 : Schéma représentant les types d'essais effectués avec chauffage et Haute Tension. (a) Avec une tension de type 'choc'. (b) Avec une tension de type 'DC'. L'axe des abscisses n'est pas à l'échelle.

VII-3 Essais de contraintes progressives

Appelés « Essais de classe 3 » dans la norme CEI60060, ces essais consistent à appliquer une contrainte en tension croissante jusqu'à obtenir un claquage, un nombre prédéfini de fois. Ce protocole est illustré schématiquement en Figure 68. Le résultat de ces essais est un ensemble de tensions de claquage.

Dans le cadre des travaux présentés, ce protocole a été utilisé avec des rampes de tension DC croissante, avec une pente de 1 kV/s. 20 rampes de tension sont appliquées pour chaque condition expérimentale.

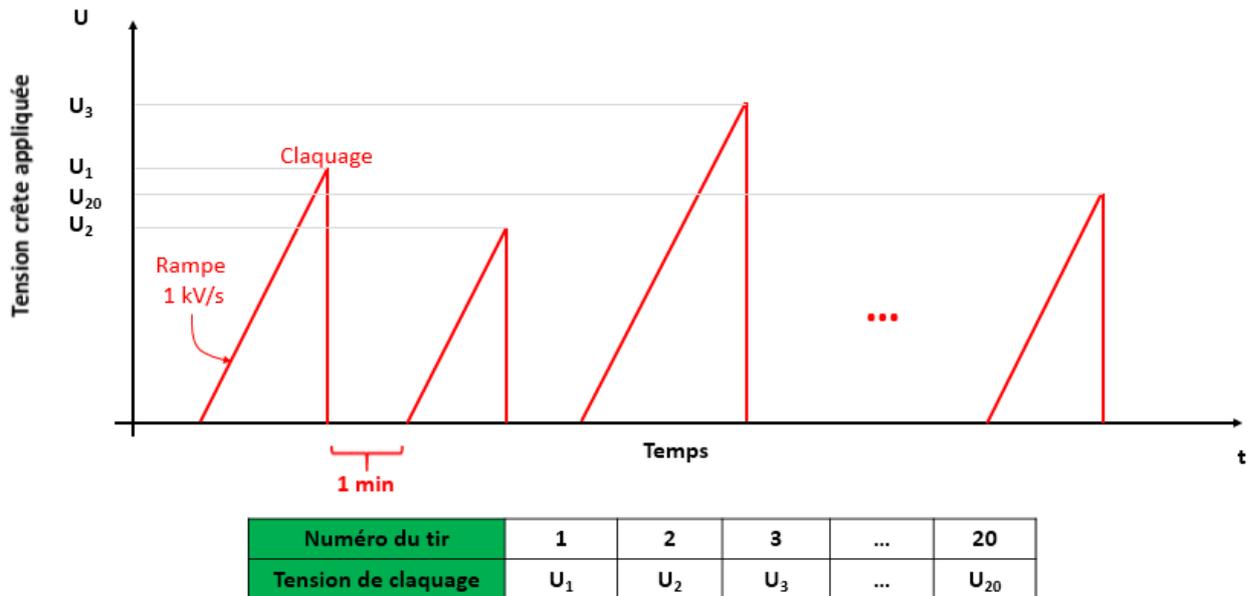


Figure 68 : Illustration du protocole de contraintes progressives

VIII Post-traitement des tensions de claquage

Le concept de « tension de claquage » mérite d'être précisé. Des interrogations peuvent se poser particulièrement pour de faibles tensions, où le claquage peut être défini de multiples manières (valeur de courant seuil, chute de la tension d'alimentation, ...). Dans le cadre d'essais haute tension (> 10 kV) dans des liquides, la distinction entre claquage et tenue devient plus simple, et on définit le claquage si au moins l'une des deux conditions est observée. Dans le cadre des essais présentés dans ce rapport, ces deux phénomènes sont toujours observés conjointement, sauf dans le cas où l'une des mesures n'est pas effectuée :

- Perturbation de la tension appliquée menant à sa décroissance brutale (généralement jusqu'à 0 kV), caractéristique d'un court-circuit.
- Forte émission lumineuse joignant les deux électrodes.

D'autre part, les claquages n'apparaissent pas à une valeur de tension parfaitement définie. La forme d'onde de tension appliquée a une influence sur les valeurs de tension de claquage. De plus, une dispersion intrinsèque existe, qui est généralement nettement plus importante dans les liquides et les solides que dans les gaz. Dans un but de clarification, la tension de claquage peut être définie de manière normative, comme c'est le cas pour les essais de montée et descente dans la norme CEI 60060. On peut aussi utiliser le concept de distribution de probabilité pour décrire les tensions de

claquage. Dans ce dernier cas, la tension de claquage est modélisée mathématiquement par une variable aléatoire pouvant prendre toute une gamme de valeur.

VIII-1 Calculs suivant la norme CEI 60060

La norme CEI 60060 fournit une méthode de calcul des tensions de claquage dans le cadre du protocole de montée et descente (« Up and Down ») uniquement. La méthode de calcul est précédemment décrite dans un cas particulier en Figure 66. Aucune autre information ne peut être tirée de l'application directe de cette norme.

Afin de réaliser le post-traitement et la comparaison des données issues des différents protocoles, une méthode alternative capable de traiter toute la diversité des résultats expérimentaux a été mise en place.

VIII-2 Calculs suivant la distribution de Weibull avec une approche bayésienne

VIII-2.1 Historique de l'approche bayésienne

La genèse de l'approche bayésienne (ainsi que son appellation), est due au révérend Thomas Bayes [Bayes1763], puis redécouverte par Laplace quelques années plus tard [Laplace1774]. Ces deux manuscrits présentent une méthode pour remonter aux causes des phénomènes sachant certaines observations, à l'aide du concept de probabilité conditionnelle. Avec une terminologie moderne, cet objectif est celui de la résolution d'un problème inverse. Cette approche attribue une distribution de probabilité aux différents paramètres qui modélisent un phénomène, afin de quantifier le degré de confiance en ces valeurs de paramètres. En ceci, cette approche diffère radicalement de la conception du concept de probabilité dite « classique » ou « fréquentiste », qui traite les probabilités comme le passage à la limite de fréquences expérimentales (loi des grands nombres). Au XXe siècle la vision fréquentiste devient la norme dans l'interprétation de données en sciences expérimentales, notamment sous l'impulsion des travaux de Fisher [Fisher1925] [Fisher1935]. Après de nombreux débats d'ordre épistémologiques entre les tenants des deux approches [Elfron2013], un regain d'intérêt pour la méthode bayésienne est constaté avec l'essor des puissances de calcul des ordinateurs. En effet, l'une des limitations des méthodes bayésiennes est la plus grande complexité des calculs par rapport à une approche fréquentiste. Aujourd'hui l'approche bayésienne est mise à profit par exemple dans les domaines de l'intelligence artificielle [Charniak1991], dans lesquelles certains apprentissages automatiques possèdent un fondement théorique bayésien.

L'intérêt principal de l'approche bayésienne est d'autoriser des calculs (inférences) même si la quantité de données disponible est réduite, ce qui est le cas par exemple lorsque les essais sont « coûteux » (du point de vue des équipements expérimentaux, temporel ou encore financier). Les essais diélectriques sous haute tension entrent généralement dans cette catégorie.

Un autre intérêt non moins important est celui de la gestion de la complexité. Des protocoles expérimentaux complexes, comme le protocole de montée et descente vu en section VII-2 de ce chapitre, peuvent être interprétés rigoureusement avec une machine de calcul bayésienne. La description analytique de ce protocole via une approche fréquentiste implique une mise en équation laborieuse associée généralement à des hypothèses fortes (distribution gaussienne des données, etc...) [Carrara1973] [Lalot1983] [Nelson2009]. A contrario, la description bayésienne n'implique pas d'hypothèses simplificatrices, et la résolution numérique ne demande pas d'efforts supplémentaires à l'utilisateur.

VIII-2.2 Notions fondamentales

La formulation la plus simple de théorème de Bayes utilise une application directe de la définition d'une probabilité conditionnelle (Equation 22) :

$$p_B(A) = \frac{p(A \cap B)}{p(B)} \quad (22)$$

La notation $p_B(A)$ est une probabilité conditionnelle qui signifie « probabilité de l'évènement A sachant l'évènement B ». On peut ainsi exprimer $p(A \cap B)$ suivant à la fois $P_B(A)$ et $p_A(B)$, et en égalisant les deux expressions il vient l'expression la plus simple du théorème de Bayes (Equation 23) :

$$p_B(A) = \frac{p_A(B) * p(A)}{p(B)} \quad (23)$$

L'Equation 24 propose une reformulation avec les variables X (les observations expérimentales) et θ (les modèles possibles). Ces deux notions seront discutées plus en détail dans la suite de cette section :

$$p_X(\theta) = p_\theta(X) * \frac{p(\theta)}{p(X)} \quad (24)$$

La Figure 69 présente de manière illustrée l'approche de résolution bayésienne d'un problème par l'exemple concret de la détermination d'un dé : Un dé parmi 5 dés différents est pioché au hasard, puis ce dé est lancé à l'aveugle, et le résultat du lancer ('7') est annoncé. L'enjeu est de déterminer quel dé a pu générer ce score. Le problème est résolu par la formule de Bayes, qui est une application directe du concept de probabilité conditionnelle. Le résultat est exprimé sous forme de probabilités : certains dés sont écartés car ils sont incompatibles avec le résultat observé (on ne peut obtenir un '7' avec un dé à 4 ou 6 faces), d'autres dés voient leur probabilité augmenter ou diminuer lorsque le résultat de l'essai ('7') est annoncé. On ne peut bien évidemment pas déterminer avec certitude quel dé a été tiré, mais la vraisemblance qu'un dé soit tiré, initialement de 20 % de chances pour chaque dé, est modifiée par le résultat de l'expérience du lancer de dé.

Cette approche est généralisée dans le cadre bayésien, avec les notations suivantes :

- θ : Les différents dés sont les modèles proposés pour décrire un phénomène. Ces modèles peuvent être en nombre finis (comme les 5 dés de l'exemple précédent) ou infinis (comme les deux paramètres d'une gaussienne μ et σ , inconnus et variant dans $\mathbb{R} \times \mathbb{R}^+$). L'ensemble des paramètres du modèle forme un espace nommé θ .
- X : Le résultat du lancer de dé est un ensemble des données, notées X. Chaque modèle doit permettre d'effectuer une prédiction sur les valeurs de X, de manière déterministe ou probabiliste.
- $p(\theta)$: Chaque modèle de θ est pondérée par une valeur de probabilité. L'ensemble de ces valeurs forme un espace qui est nommé distribution a priori, noté $p(\theta)$, et qui représente notre état de connaissance sur les modèles. Dans l'exemple des dés, l'absence d'information a priori mène à attribuer une valeur de probabilité identique de 20 % à chaque dé (principe d'indifférence de Laplace, correspondant à une information minimale et à une entropie de Shannon maximale).
- $p_\theta(X)$: A partir de ces données X, il est possible de calculer pour chaque modèle de θ la vraisemblance $p_\theta(X)$ associée, qui est la probabilité⁴ que ces données soient observées sachant ce modèle.

⁴ Dans le cas discret uniquement. Pour le cas continu, on parlera de distribution de probabilité

- Pour les données, la probabilité d'un évènement est directement liée à la fréquence à laquelle cet évènement est observé pour un grand nombre d'essais, de la même manière que dans une approche fréquentiste classique.
- Pour les modèles, les probabilités quantifient un degré de confiance. La distribution de probabilité associée à l'ensemble des modèles transporte l'information que nous avons sur ces modèles.

Quel que soit le sens donné aux probabilités, celles-ci doivent satisfaire à une approche mathématique rigoureuse, qui est généralement l'axiomatique de Kolmogorov [Kolmogorov1933] : La probabilité associée à un évènement est un nombre réel entre 0 et 1, la probabilité de l'ensemble des évènements possibles (l'« univers ») vaut 1, et les probabilités d'évènement disjoints s'additionnent.

VIII-2.3 Application à la détermination des tensions de claquage

Dans le cadre d'essais diélectriques de claquage, le modèle est généralement une description de la probabilité de claquage en fonction de la tension.

Si on choisit pour modèle une distribution de probabilité de claquage de type gaussienne, les paramètres du modèle à déterminer seront la valeur de claquage à 50 % μ et l'écart-type σ (voir l'équation 25). Si on choisit pour modèle une distribution de probabilité de claquage de type Weibull, les paramètres du modèle à déterminer seront le facteur d'échelle V_0 et le facteur de forme n_0 (voir l'équation 26). De manière théorique, la distribution de Weibull est adaptée aux modèles décrits par la théorie du maillon faible [Weibull1951], dont font partie les essais de claquage (voir Chapitre 1, section IV-2.3). Elle permet de bien décrire les variations de tension de claquage observées en faisant varier les dimensions des électrodes [Goshima1995]. Comme elle est de plus largement utilisée dans le domaine des essais diélectriques, le choix a été fait d'utiliser exclusivement la distribution de Weibull à deux paramètres comme modèle pour décrire les résultats des essais expérimentaux.

$$p(v) = \frac{1}{2} * (1 + \operatorname{erf}\left(\frac{v - \mu}{\sigma\sqrt{2}}\right)) \quad (25)$$

$$p(v) = 1 - e^{-\left(\frac{v}{V_0}\right)^{n_0}} \quad (26)$$

Où « v » est la tension appliquée, et « erf » est la fonction d'erreur de Gauss.

VIII-2.4 Le logiciel RStudio

Une formulation plus commode de la formule de Bayes est utilisée pour permettre le calcul. Dans l'équation 27, le dénominateur est exprimé en utilisant une partition de θ en utilisant la formule des probabilités totales. La résolution analytique de ce problème n'est réalisable que dans certains cas très spécifiques, on préférera utiliser des outils de résolution numérique afin de calculer la distribution a posteriori de θ .

$$p_x(\theta) = \frac{p_\theta(x) * p(\theta)}{\int p_{\theta_i}(x) * p(\theta_i)} \quad (27)$$

Le logiciel RStudio, basé sur le langage de programmation R, a été choisi pour sa capacité à supporter des bibliothèques de calcul et de visualisation bayésienne (Rethinking [McElreath2016] [Rethinking_URL], partiellement basé sur RStan [RStan_URL], qui est une interface pour utiliser le langage de programmation Stan).

D'autre part, le logiciel RStudio permet d'effectuer des opérations mathématiques complexes et de tracer des graphes. Une grande partie des résultats expérimentaux présentés sont représentés à l'aide des outils de représentation graphique proposés par ce logiciel, qui est d'usage courant notamment en biologie et en neurosciences.

Chacun des trois protocoles de mesure (paliers multiples, montée et descente, et contraintes progressives) sera traité avec le logiciel RStudio dans cette approche bayésienne. Le détail du traitement de chacun des protocoles est développé dans l'annexe I.

VIII-3 Comparaison des tensions de claquage suivant les deux approches

Une comparaison entre le calcul de V10 (tension de claquage à 10 %) suivant la norme CEI60060 et suivant la procédure bayésienne est effectuée en Figure 70. Les données utilisées pour réaliser le calcul sont issus des résultats expérimentaux qui seront détaillés dans le chapitre 4. Les interprétations effectuées ici seront d'ordre purement statistique, et l'analyse physique sera gardée pour le prochain chapitre.

Comparaison de calculs de V10 avec les mêmes données brutes, 0,10 MPa, choc SI déclenché 40 ms après le début du chauffage

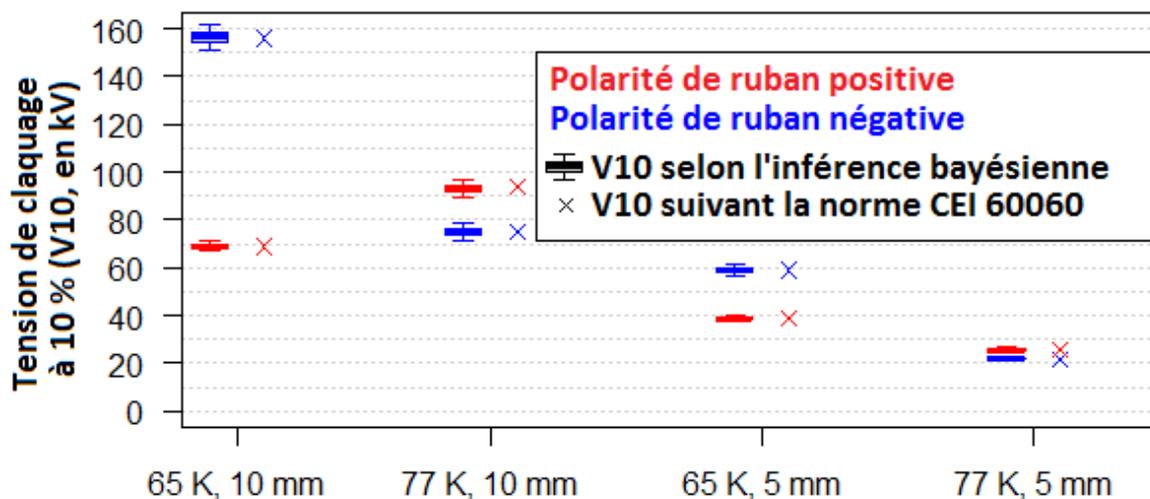


Figure 70 : Comparaison de quelques évaluations de tension de claquage à 10 % déterminées à partir des mêmes données expérimentales, via la norme CEI60060, et via le calcul bayésien (distribution de Weibull)

On constate que dans les 4 cas présentés ici, l'évaluation suivant la norme CEI60060 est incluse dans l'intervalle de confiance à 95 % du calcul bayésien. A partir de ces quelques résultats, les deux estimateurs semblent cohérents l'un par rapport à l'autre. Ces deux estimateurs ont des avantages différents :

- Le calcul de la tension de claquage fourni par la norme CEI60060 présente le mérite d'être simple à calculer (moyenne pondérée), et normalisé.
- L'estimation bayésienne de la tension de claquage a l'avantage d'être mathématiquement plus rigoureuse, et peut fournir des informations supplémentaires, comme les intervalles de confiance à 95 % sur les tensions de claquage. De plus, le facteur de forme n_0 de la distribution de Weibull (voir l'équation 43) peut lui aussi être calculé en valeur médiane ou en intervalle de confiance. Ce paramètre, qui représente la pente de la distribution de Weibull (en échelle logarithmique en abscisse et en échelle de Weibull en ordonnée, voir par exemple la Figure 92), revêt une importance fondamentale en dimensionnement lorsqu'il s'agit de déterminer des probabilités de claquage difficilement accessibles par l'expérience car très faibles (par exemple 1 % ou 0.1 % de probabilité de claquage) à partir d'essais réalisés avec des probabilités de claquage plus importantes.

En résumé, l'utilisation de la formule de Bayes présente d'un point de vue pratique les avantages suivants :

- Calcul de tous les paramètres d'un modèle ;
- Comparaison de modèles, pour calculer leur vraisemblance relative ;
- Gestion de protocoles complexes ;
- Interprétation des résultats possible même avec un nombre réduit de données.

D'un point de vue théorique, cette approche oblige à définir précisément le modèle (qui peut ainsi être discuté), et permet un traitement rigoureux (d'un point de vue probabiliste) des données recueillies.

IX Conclusion

Après une longue période de remise en service, le cryostat présenté en début de ce chapitre est de nouveau à même de réaliser des essais haute tension dans l'azote liquide. Un ensemble de systèmes de mesures auxiliaires mis en œuvre autour du cryostat permettra à la fois de contrôler l'état de l'azote dans le cryostat, et de mesurer des caractéristiques des pré-claquages et des claquages.

Le générateur de Marx, permettant déjà de réaliser une onde propice à l'étude des pré-claquages, a été adapté pour réaliser des ondes standardisées représentatives des surtensions dans les réseaux électriques. Un système de chauffage réalisé sur mesure durant la thèse permettra de réaliser le chauffage transitoire et intense de l'électrode ruban, pour reproduire les contraintes de l'application déjà présentées dans le chapitre 2.

Enfin, des protocoles expérimentaux standardisés ont été choisis pour l'investigation des tensions de claquage, et une méthode de traitement bayésienne est mise en place pour tirer profit au maximum des résultats expérimentaux qui seront obtenus.

X Bibliographie

[Bayes1763] T. Bayes, Bayes LII. *An essay towards solving a problem in the doctrine of chances. By the late Rev. Mr. Bayes, FRS communicated by Mr. Price, in a letter to John Canton, AMFR S.* Philosophical transactions of the Royal Society of London, n°53, pp. 370-418, 1763

[Boissin1993] J.-C. Boissin, G. Gistau, B. Hébral, P. Pelloux-Gervais and A. Ravex and P. Seyfert, « Cryogénie : mise en œuvre des basses températures » *Techniques de l'ingénieur. Froid industriel*, réf. B2382, 1993

[Carrara1973] G. Carrara and L. Dellara, « Accuracy of an extended up-and-down method in statistical testing of insulation », *Electra*, vol. 23, pp. 159-175, 1973

[Charniac1991] E. Charniak, « Bayesian networks without tears », *AI magazine* 12, n°. 4, 1991

[Cunnane1978] C. Cunnane, « Unbiased plotting positions—a review », *Journal of Hydrology*, vol. 37, n 3-4, p. 205-222, 1978

[Denat2015] A. Denat, O. Lesaint and F. MC Cluskey, « Breakdown of liquids in long gaps: influence of distance, impulse shape, liquid nature, and interpretation of measurements », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, n° 5, pp. 2581-2591, 2015

[EIT1990] International Temperature Scale of 1990, International Committee for Weights and Measures, 1990

- [Elfron2013] B. Efron, « A 250-year argument: Belief, behavior, and the bootstrap », *Bulletin of the American Mathematical Society* 50, n°. 1, pp. 129-146, 2013
- [Fisher1925] R. A. Fisher, *Statistical methods for research workers*, Oliver & Boyd (Edinburgh), 1925
- [Fisher1935] R. A. Fisher, *The design of experiments*, Oliver & Boyd (Edinburgh), 1935
- [Frayssines2002] P.-E. Frayssines, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat, S. Lelaidier and F. Devaux, « Prebreakdown phenomena at high voltage in liquid nitrogen and comparison with mineral oil », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 9, issue 6, pp. 899-909, 2002
- [Frayssines2002th] P.-E. Frayssines, « Etude des propriétés diélectriques de l'azote liquide sous haute tension et caractérisation des streamers positifs par spectroscopie d'émission », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2002
- [Frayssines2003] P.-E. Frayssines, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat, F. Devaux, « Prebreakdown and breakdown phenomena under uniform field in liquid nitrogen and comparison with mineral oil », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 10, issue 6, pp. 970-976, 2003
- [Goshima1995] H. Goshima, N. Hayakawa, M. Hikita, H. Okubo and K. Uchida, « Weibull statistical analysis of area and volume effects on the breakdown strength in liquid nitrogen », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 2, n° 3, pp. 385-393, 1995
- [Hazen1914] A. Hazen, « The storage to be provided in impounding reservoirs for municipal water supply », *Transactions of the American society of civil engineers*, vol. 77, pp. 1539-1669, 1914
- [Hong2003] T.P. Hong, P.E. Frayssines, O. Lesaint, F. Aitken and F. Devaux, « Influence of vapor bubbles initiated by steady heating on the breakdown of liquid nitrogen », *2003 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, 2003
- [IEC_60060] IEC 60060-1, International Electrotechnical Commission, ISBN 978-2-88912-185-4, Edition 3.0, 2010
- [Jensen1980] J. E. Jensen, R. G. Stewart, W. A. Tuttle and H. Brechna, *Brookhaven national laboratory selected cryogenic data notebook: section IV (Vol. 1)*. Brookhaven National Laboratory, 1980.
- [Jin2018] Z. Jin, A. Laphorn and S. Mike, « Keeping cool under pressure: Dielectric strength of sheet insulation in boiling liquid nitrogen ». *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 28, n° 4, pp. 1-8, 2018
- [Kim2012] S. Kim and H. Shin and K. Joo and J.-H. Heo, « Development of plotting position for the general extreme value distribution », *Journal of Hydrology*, vol. 475, pp. 259-269, 2012
- [Kolmogorov1933] A. N. Kolmogorov, *Foundations of the Theory of Probability*, Chelsea Publishing Company, New York, Second English Edition. Translation edited by Nathan Morrison. 1956 (1933)
- [Lalot1983] J. Lalot, « Traitement statistique des méthodes d'essai diélectriques », *Bulletin de la Direction des études et recherches-Electricité de France*. Série B, réseaux électriques, matériels électriques, n° 1-2, pp. 5-30, 1983
- [Laplace1774] P. S. Laplace, « Mémoire sur la probabilité des causes par les événements », *Mémoire de mathématique et physique présentés à l'Académie royal des sciences*, vol. 6, pp. 621-656, 1774

- [Lewis1962] T. J. Lewis and D. W. Ward, « A statistical interpretation of the electrical breakdown of liquid dielectrics », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. 269, n° 1337, pp. 233-248, 1962
- [Lu2008] J. Lu, E. S. Choi and H. D. Zhou, « Physical properties of Hastelloy® C-276™ at cryogenic temperatures », *Journal of Applied Physics*, vol. 103, n° 6, 2008
- [Maeda2019] C. Maeda, S. Yanai, Y. Shirai, M. Shiotsu, G. Honda and Shigeki Isojima, « Recovery Characteristics of GdBCO Tape in a Pressurized Liquid Nitrogen for a Resistive SFCL », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2019.
- [McElreath2016] R. McElreath, *Statistical Rethinking: A Bayesian Course with Examples in R and Stan*. CRC Press, 2016.
- [Nelson2009] W. B. Nelson, *Accelerated testing: statistical models, test plans, and data analysis*, vol. 344. John Wiley & Sons, 2009.
- [Rethinking_URL] Rethinking, [En ligne] <https://github.com/rmcelreath/rethinking>, consulté le 27/05/2019
- [RStan_URL] Rstan, the R interface to Stan, [En ligne] <https://mc-stan.org/users/interfaces/rstan>, consulté le 27/05/2019
- [Saxe1955] R. F. Saxe and T. J. Lewis, « Measurement of the statistical time lag of breakdown in gases and liquids », *British Journal of Applied Physics*, vol. 6, n° 6, p. 211, 1955
- [Weibull1951] W. Weibull, « A statistical distribution function of wide applicability », *Journal of applied mechanics*, vol. 18, n° 3, pp. 293-297, 1953.

Chapitre 4 : Claquage et pré-claquage dans l'azote liquide avec une électrode ruban

I Introduction

I-1 Objectifs

L'objectif de ces essais est de relever les principales propriétés des phénomènes de pré-claquage dans l'azote liquide seul (en l'absence de bulles de vapeur) avec une électrode ruban. La comparaison de ces propriétés avec les données de la littérature permettra de déterminer si les phénomènes dans cette géométrie d'électrode sont similaires à ceux observés dans des géométries d'électrode plus conventionnelles (pointe-plan en particulier), ou si de nouveaux phénomènes sont en jeu. Pour cela, l'onde 0,4 / 1 400 μ s (STI) sera utilisée en premier lieu, car elle permet une interprétation plus simple des phénomènes observés. Des essais avec d'autres formes d'onde standardisées (onde de foudre : LI, onde de manœuvre : SI, rampe DC) seront ensuite effectués afin d'obtenir des tensions de claquage utiles pour le dimensionnement de l'isolation dans l'azote liquide. Ces mesures seront interprétées et comparées aux résultats disponibles dans la littérature.

I-2 Essais réalisés

La Table 7 présente un résumé des conditions expérimentales utilisées pour les essais détaillés dans ce chapitre.

d	Polarité	T	77 K				65 K			
		P	0,10 MPa				0,019 MPa	0,10 MPa		
		Onde	DC	SI	LI	STI	STI	SI	LI	STI
5	+		x	x	x	x	x	x	x	x
	-		x	x	x	x	x	x	x	x
10	+		x	x	x	x	x	x	x	x
	-		x	x	x	x	x	x	x	x

Table 7 : Liste des essais réalisés dans l'azote liquide non chauffé

I-3 Influence de la polarité

Les résultats expérimentaux seront interprétés systématiquement en fonction de la polarité de la décharge, qui a en effet une importance fondamentale sur les processus de décharge. Un certain nombre de caractéristiques des streamers dans l'azote liquide abordées dans le Chapitre 1 (Bibliographie) sont rappelées qualitativement dans la Table 8. Les différences phénoménologiques entre les deux polarités permettront d'éclairer un certain nombre de résultats obtenus dans ce chapitre.

	Polarité négative	Polarité positive
Vitesse moyenne de propagation	~100-500 m/s	1 - 40 km/s
Géométrie du streamer	Buisson	Filamentaire
Influence d'une augmentation de la pression sur la génération des streamers	Légère augmentation des tensions d'apparition	Légère augmentation des tensions d'apparition
Influence d'une augmentation de la pression sur la propagation des streamers	Arrêt rapide des streamers	Très peu d'effet

Table 8 : Caractéristiques générales des streamers dans l'azote liquide en fonction de la polarité, pour des tensions appliquées supérieures à 50 kV

II Pré-claquage et claquage en onde de choc STI

Une illustration du protocole expérimental utilisé pour ce type d'essais est présentée en Figure 71. Comme déjà expliqué dans le chapitre 3, l'onde 0,4 / 1 400 μ s (aussi appelée STI - *step impulse*) est utilisée dans un but de compréhension, afin d'obtenir une tension quasi-constante pendant toute la durée de la génération et de la propagation des streamers (front de montée bref et temps de descente à mi-hauteur long). Par convention, la polarité de l'essai correspondra à la polarité de l'électrode ruban. Le protocole expérimental choisi est le protocole de montée et descente avec une probabilité de claquage de 50 %, afin de balayer de nombreuses tensions de claquage avec un nombre d'essai restreint. Pour chaque condition expérimentale de pression P et température T, il implique généralement une vingtaine de tirs pour une dizaine de claquages obtenus.

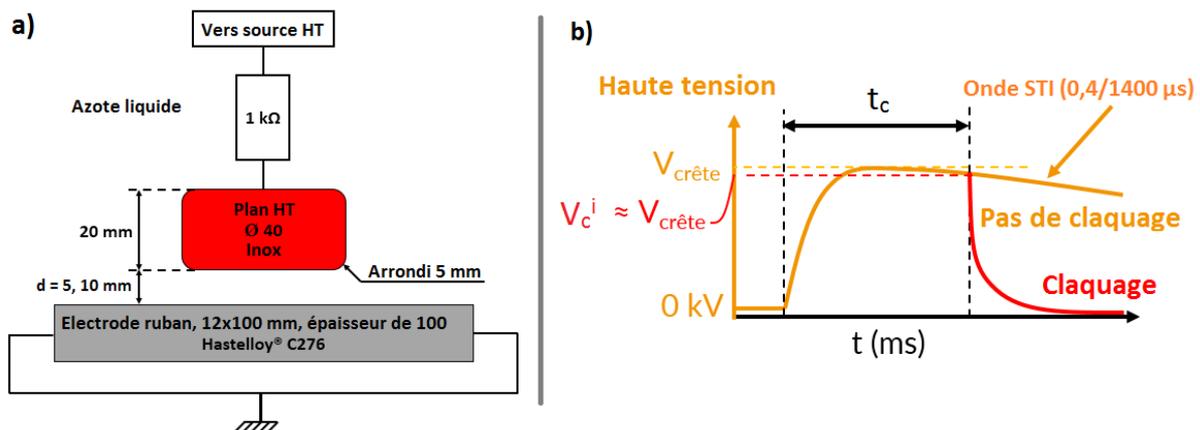


Figure 71 : Type d'essai réalisé en choc STI (0.4 / 1400 μ s) dans l'azote liquide non chauffé. (a) Electrodes utilisées. (b) Forme d'onde utilisée.

II-1 Emission lumineuse pendant le pré-claquage

Dans ces essais, le photomultiplicateur (PM) a été utilisé pour caractériser l'émission lumineuse des streamers en fonction du temps avec une très bonne résolution temporelle (quelques ns). A partir des enregistrements d'intensité lumineuse émise pendant la propagation du streamer, on peut mesurer le délai de génération du streamer t_g , la durée de propagation t_p , et le temps total t_c de retard au claquage :

- Le délai de génération t_g est l'intervalle de temps entre le début d'application de la haute tension et l'apparition du streamer ;
- La durée de propagation t_p du streamer est l'intervalle de temps entre l'apparition du streamer et le claquage. Dans les liquides, il est en effet généralement observé que le claquage (apparition d'un arc électrique) survient dès que le streamer composé d'un canal gazeux touche l'électrode opposée ;
- Le retard au claquage t_c est l'intervalle de temps total entre l'application de la haute tension et le claquage ($t_c = t_g + t_p$).

Ces trois durées peuvent prendre des valeurs très variables, en particulier en fonction de la polarité. Elles sont illustrées par des exemples typiques de signaux lumineux obtenus en polarité de ruban négative et positive, présentés en Figure 72 et Figure 73 respectivement.

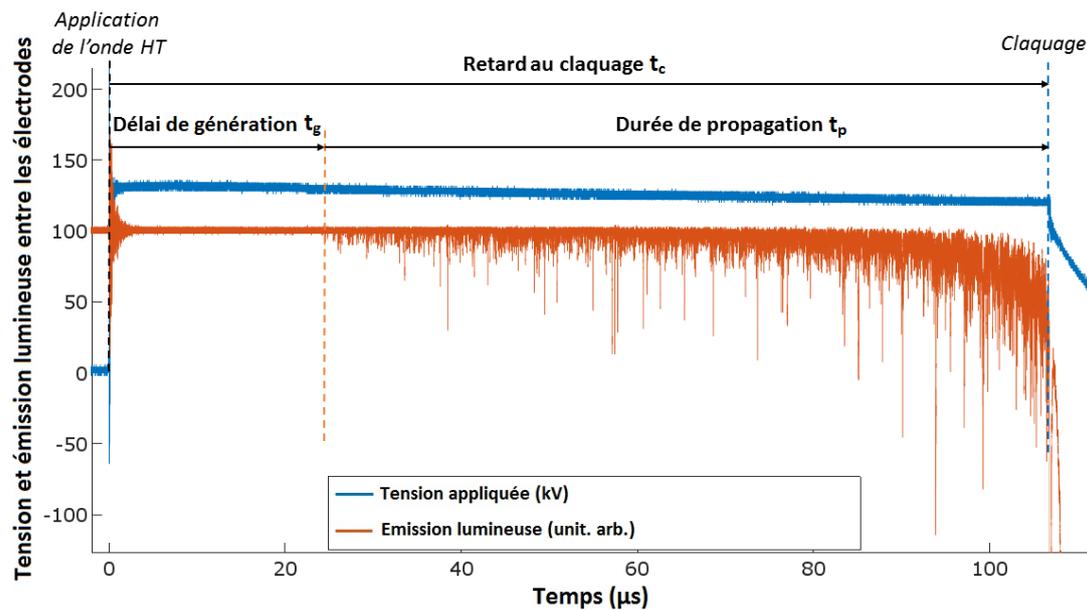


Figure 72 : Tension instantanée et lumière pré-claquage émise (signal du PM). Azote liquide à 77 K, 0.10 MPa, $d = 10$ mm, polarité de ruban négative, $V_a = 129$ kV sur le plan HT.

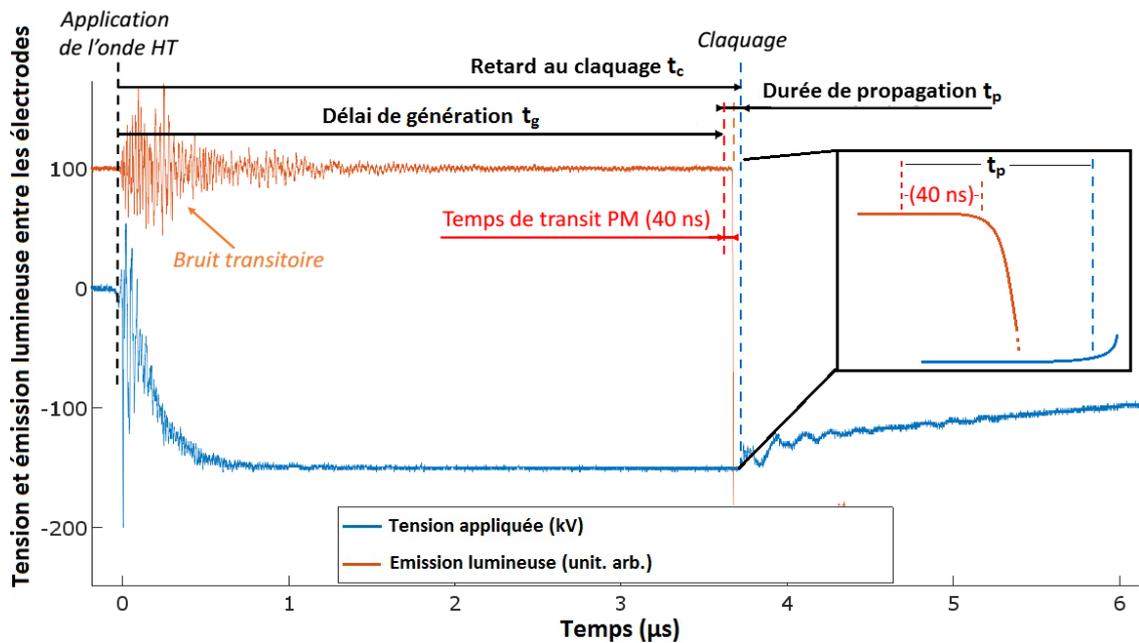


Figure 73 : Tension instantanée et lumière émise (signal du PM). Azote liquide à 77 K, 0.10 MPa, $d = 10$ mm, polarité de ruban positive, $V_0 = 152$ kV sur le plan HT.

En polarité négative, les retards aux claquages sont principalement dus à la durée de propagation ($t_p \gg t_g$). Les signaux lumineux sont constitués de nombreux pics rapides de lumière, de plus en plus intenses au cours du temps, jusqu'au claquage. Cette description correspond aux observations de [Yamazawa1998] [Frayssines2002a] avec des streamers négatifs en géométrie pointe-plan dans l'azote liquide, et d'une manière générale aux observations réalisées dans les liquides isolants non-polaires. Les temps caractéristiques de propagation, de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes, font qu'il est possible de négliger les retards inhérents au PM et aux câbles de mesure, qui sont de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. Dans l'exemple de la Figure 72, avec une durée de propagation de 85 μ s pour une distance de 10 mm, la vitesse moyenne de propagation est de 118 m/s, soit une vitesse lente caractéristique des streamers négatifs de « 1^{er} mode ».

En polarité positive, les retards au claquage dans l'azote liquide sont constitués quasi-exclusivement du délai de génération des streamers ($t_p \ll t_g$). L'émission lumineuse pendant la propagation du streamer n'est pas résolue avec précision ici, à cause d'une saturation très rapide du photomultiplicateur (le réglage de la sensibilité du PM étant identique dans les deux polarités). Les streamers filamenteux positifs dans l'azote liquide, dont la vitesse est très élevée (plusieurs dizaines de km/s), sont également considérablement plus lumineux que les négatifs [Frayssines2002th]. Les durées de propagation très courtes (généralement inférieures à 100 ns), font qu'il devient nécessaire de tenir compte des retards dus aux appareils de mesure et aux câbles. Les câbles du photomultiplicateur et de la mesure de tension étant de la même longueur (6 mètres), les retards correspondants n'ont pas d'effet sur la mesure à l'oscilloscope. Un retard de 40 ns est ajouté par le PM (correspondant au temps de transit des électrons entre les dynodes du PM). Dans la Figure 73, le temps de propagation très court mesuré (95 ns) indique une vitesse élevée de 105 km/s, compatible avec les streamers positifs de « 3^{ème} ou 4^{ème} mode », déjà observés dans l'azote liquide.

Dans les conditions expérimentales de ces mesures, l'apparition de signaux lumineux pré-disruptifs conduit systématiquement à un claquage en polarité de ruban positive. Le claquage est ainsi « contrôlé par la génération » : la génération d'un streamer positif conduit inévitablement au claquage. La tension de claquage mesurée V_c correspond donc à la tension V_g nécessaire pour générer un streamer ($V_c \approx V_g$).

En polarité négative, des streamers n'atteignant pas l'électrode opposée et ne menant pas au claquage ont été observés essentiellement dans des conditions de sous-refroidissement (par exemple à 65 K/0.10 MPa, comme le montre l'exemple de la Figure 74), alors que cet arrêt des streamers n'a pas été constaté à 77 K/0.10 MPa. Cet effet sera développé plus en détail dans la section V-2.2 de la discussion.

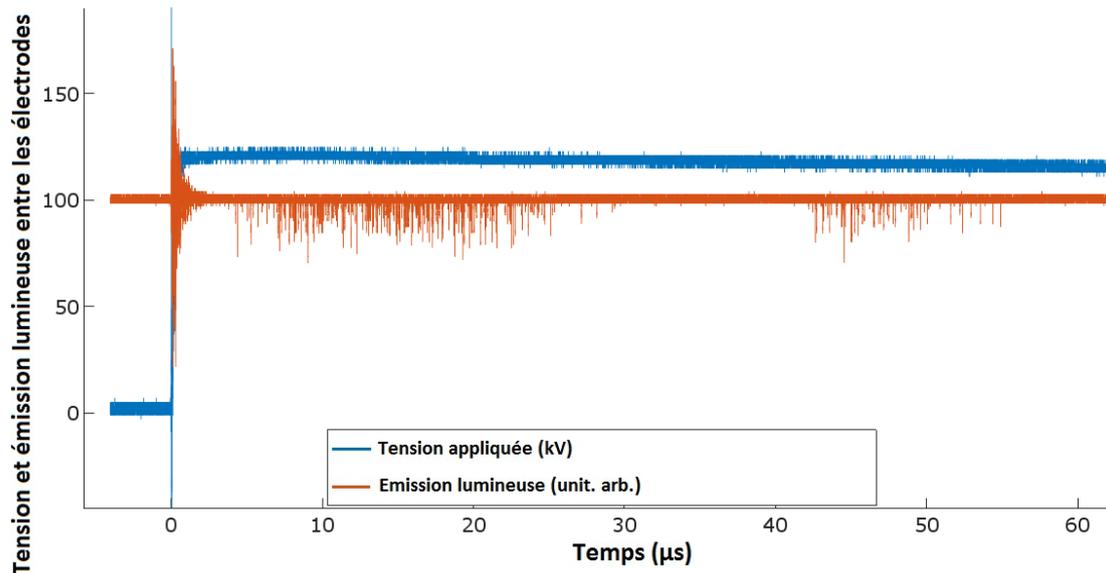


Figure 74 : Signaux lumineux caractéristiques d'un streamer ne menant pas au claquage en conditions de sous-refroidissement et en polarité de ruban négative. $T = 65 \text{ K}$, $P = 0.10 \text{ MPa}$, distance inter-électrode de 10 mm, $V_a = 121 \text{ kV}$.

Rarement, des pics lumineux espacés et de faible amplitude ont pu être observés, comme reporté en Figure 75. Ces signaux lumineux ne semblent pas correspondre à l'apparition d'un streamer, qui génère une lumière plus intense et moins erratique. Une hypothèse envisagée est que ces pics lumineux sont générés par des décharges partielles localisées au niveau des arêtes vives du ruban, comme cela a été déjà constaté en géométrie pointe-plan [Takahashi1975]. [Humpert2018] note également l'existence de décharges partielles (qui sont potentiellement la conséquence de streamers) dans la gamme de facteur d'utilisation 0.01-0.03, voisine du facteur d'utilisation de notre dispositif (0.046 avec une distance inter-électrodes de 10 mm). Ils pourraient également être dus à des pics de bruit de fond inhérent au PM.

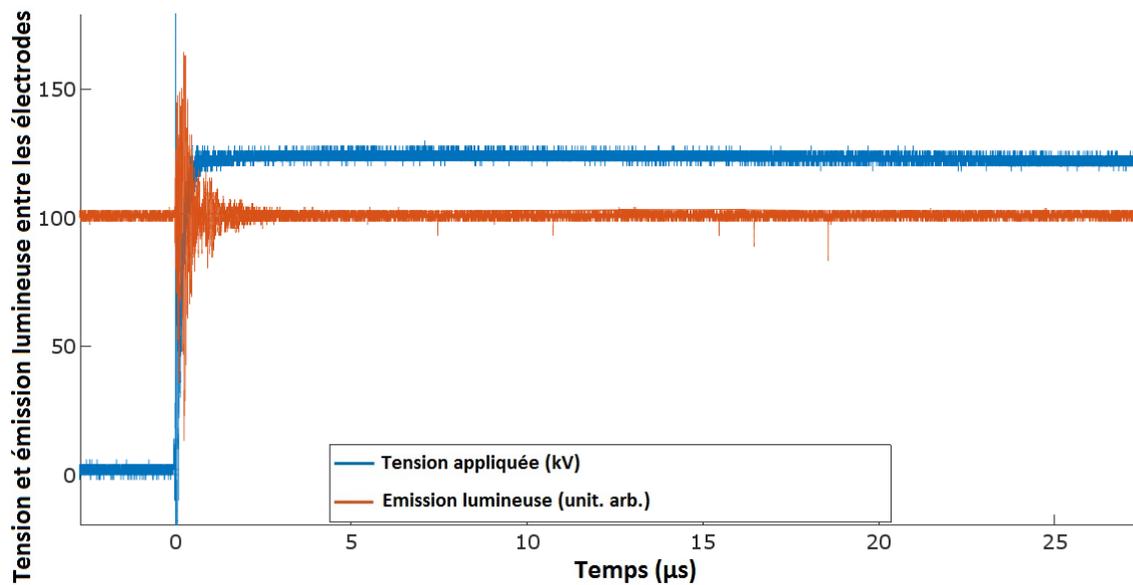


Figure 75 : Pics lumineux sporadiques en polarité de ruban négative. $T = 77\text{ K}$, $P = 0.10\text{ MPa}$, $d = 10\text{ mm}$, $V_0 = 118\text{ kV}$.

II-2 Tensions de claquage

Lors de ces essais utilisant le protocole de montée et descente à 50 %, un regroupement anormal des claquages et des tenues a été observé. La Figure 76 illustre ce phénomène dans une des conditions expérimentales étudiées. Ce phénomène existe lorsque les essais ne sont pas indépendants les uns des autres, ce qui peut être causé notamment par un phénomène de « conditionnement » des électrodes au cours des essais. Cet effet est fréquemment observé dans les liquides. En effet, dans ce milieu dense les phénomènes physiques à l'origine de la génération de streamers (avalanches électroniques, cavitation [Lesaint2016]) sont à l'échelle de quelques μm . A l'exception des pointes ultra-fines, des « défauts » de surface de taille micrométriques ou sub-micrométriques (protrusions, particules, etc.) produisant des renforcements locaux de champ sont à l'origine de la génération des streamers dans les liquides. Ces défauts, d'origines souvent inconnues et difficiles à caractériser, peuvent apparaître ou disparaître sous l'effet de décharges successives, d'une manière comparable aux phénomènes observés dans le vide. Ceci se manifeste par exemple en produisant des « séries » intermittentes de décharges lorsque des impulsions de tensions successives à tension constante sont appliquées. Lors de tests par paliers de tension, on observe fréquemment des probabilités de claquage différentes selon le sens de variation des paliers (croissants de 0 à 100 % de probabilité, ou décroissants). Quand la surface d'électrode soumise au champ fort augmente (par exemple tiges arrondies de diamètre $> 1\text{ mm}$), il est nécessaire de procéder à une phase initiale de conditionnement par des décharges répétées pour atteindre une valeur stable de tension de génération de streamer [Lesaint2002].

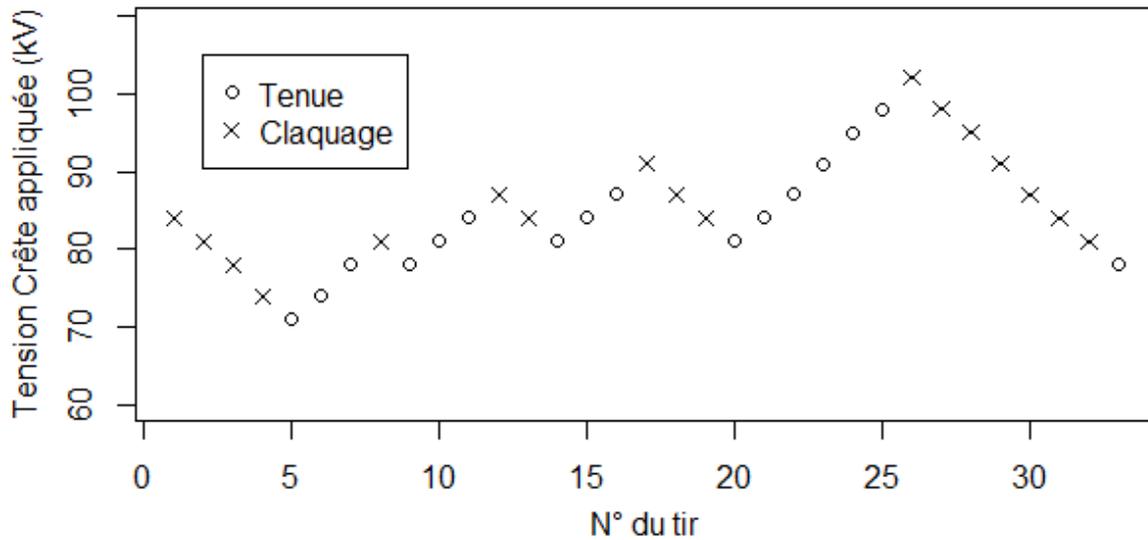


Figure 76 : Relevé d'une séquence de tir avec le protocole de montée et descente à 50 % dans l'azote liquide, à $T = 65\text{ K}$ et $P = 0.10\text{ MPa}$, en choc STI.

Afin d'obtenir des tensions de claquage présentant une meilleure répétabilité, on se référera aux essais en chocs SI et LI effectués avec le protocole de montée et descente à 10 %, ou encore aux essais réalisés en rampe de tension DC, eux aussi plus répétables. Les gammes de tensions appliquées durant ces essais avec l'onde STI sont représentées en Figure 77. Malgré la dispersion des résultats, on constate que la polarité négative induit généralement des claquages à plus basse tension que la polarité positive. Le seul cas où ceci n'est pas vérifié est à 65 K, 0.10 MPa et $d = 10\text{ mm}$. Il a été vu précédemment (Figure 74) que dans ces conditions, les streamers négatifs sont nombreux à ne pas mener au claquage, expliquant l'augmentation relative des tensions de claquage ($V_c > V_g$). Le même phénomène sera constaté avec des ondes de tension LI et SI (Figure 88) dans la section III dédiée aux chocs standards.

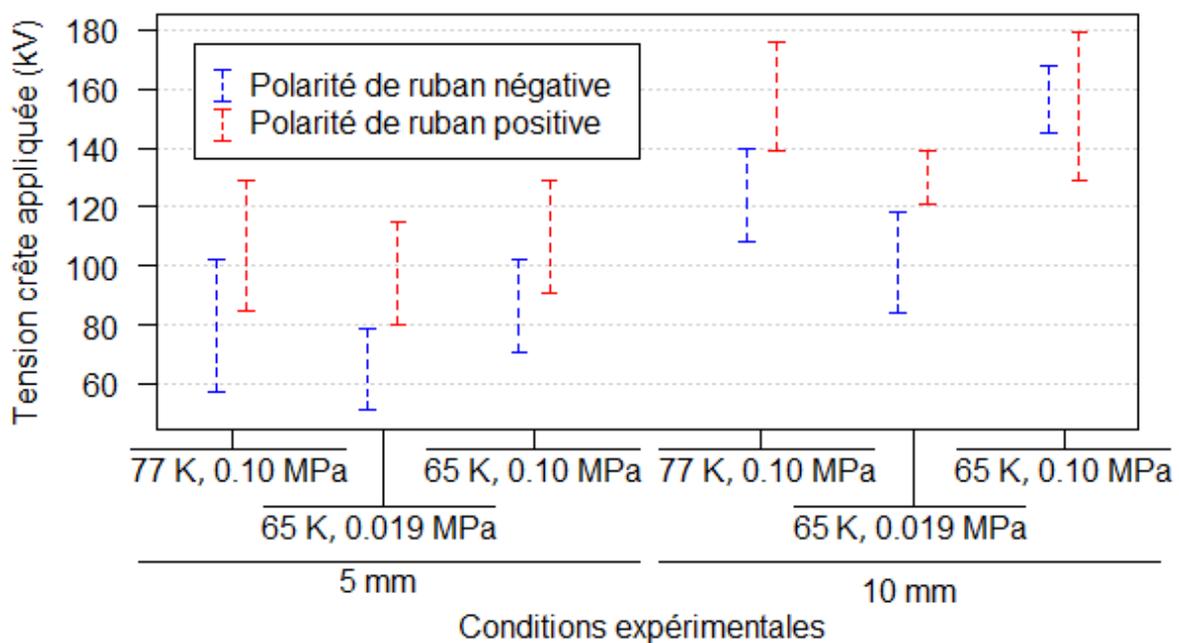


Figure 77 : Tensions de claquage V_{BD} minimales et maximales relevées pour chaque condition expérimentale dans l'azote liquide non chauffé en choc STI.

II-3 Retards au claquage

Les mesures de retards au claquage t_c en onde STI sont présentées pour des distances $d = 5$ mm et $d = 10$ mm en Figure 78 et Figure 79 respectivement. Les retards au claquage t_c sont compris entre 0,4 et 200 μ s, dans des conditions où la tension instantanée de claquage (V_c^i) et la tension crête V_a sont pratiquement identiques en raison de la durée longue de l'impulsion STI.

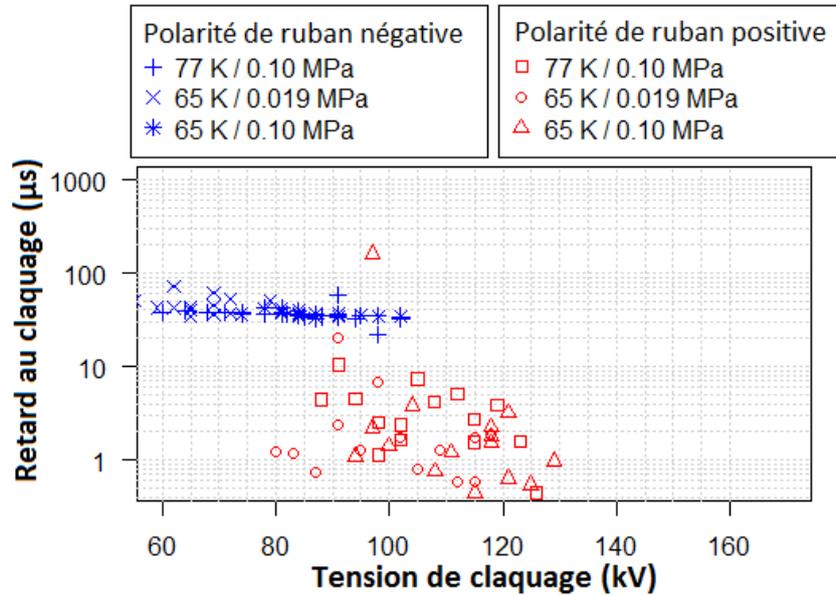


Figure 78 : Retards au claquage t_c dans l'azote liquide en fonction de la tension de claquage, en onde STI, pour trois conditions expérimentales différentes. $d = 5$ mm.

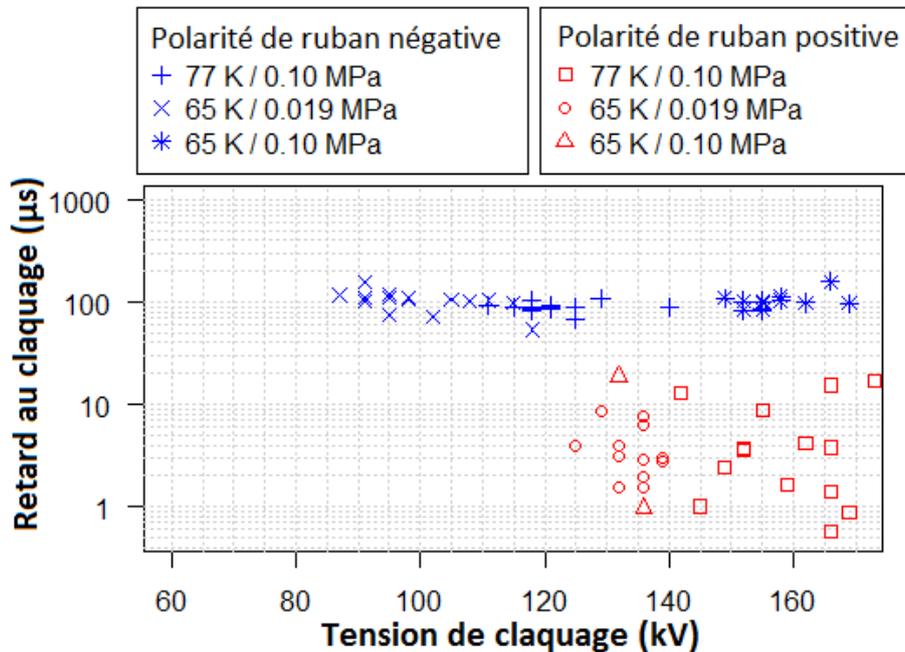


Figure 79 : Retards au claquage t_c dans l'azote liquide en fonction de la tension de claquage, en onde STI, pour trois conditions expérimentales différentes. $d = 10$ mm.

Les retards au claquage t_c en polarité de ruban négative sont compris dans une gamme restreinte de valeurs. Quand les conditions d'environnement (T , P) sont modifiées, la gamme de tensions de claquage varie, mais de manière surprenante le retard ne montre pas de variation nette alors que la

tension appliquée V_a est pratiquement doublée (de 86 à 167 kV pour $d = 10$ mm). Comme la durée de propagation constitue l'essentiel du retard au claquage dans cette polarité (voir paragraphe suivant II-4), on en déduit que la durée de propagation t_p des streamers menant au claquage, et par conséquent leur vitesse moyenne de propagation v , est elle aussi bien définie.

Les retards au claquage en polarité de ruban positif sont au contraire très dispersés et beaucoup plus courts. Comme le retard à la génération t_g constitue l'essentiel du retard au claquage t_c dans cette polarité, c'est la variation statistique de t_g qui engendre une large incertitude sur le retard global au claquage. A l'exception des électrodes très fines (pointes avec un rayon de courbure de quelques μm), la génération des streamers est liée à l'existence aléatoire de défauts de surface, et le retard à la génération peut montrer une large dispersion, et prendre des valeurs jusqu'à plusieurs dizaines de μs [Massala1997th] [Top1999th] [Lesaint2002]. Il est toutefois généralement constaté que t_g diminue rapidement avec la tension, ce qui n'est pas observé dans les mesures présentées en Figure 78 et Figure 79.

La notion de « vitesse de claquage » v_c , parfois utilisée, est définie comme $v_c = d / t_c$. L'ensemble des vitesses de claquage sont présentées en Figure 80. En polarité négative v_c à un sens, car elle est proche de la vitesse moyenne v des streamers. En polarité positive, cette « vitesse » n'a pas de sens clair dans notre cas.

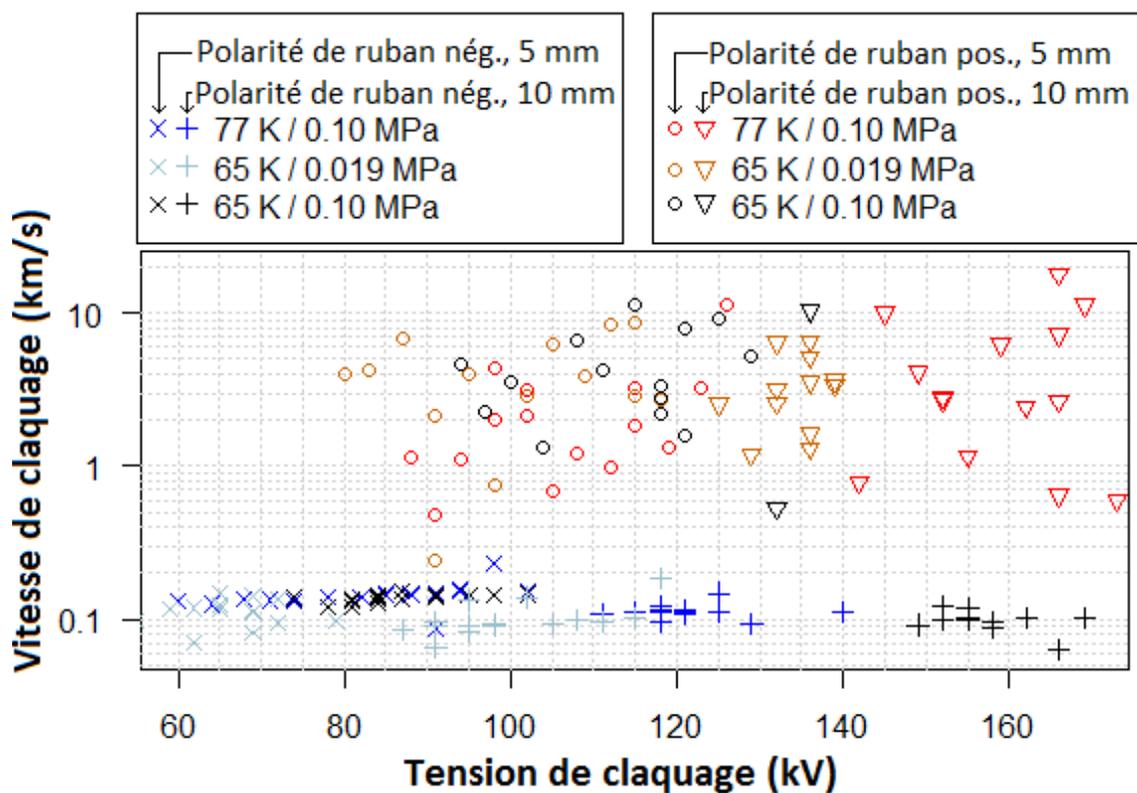


Figure 80 : Vitesse de claquage (distance inter-électrode / retard au claquage) dans l'azote liquide non chauffé, en onde STI, pour six conditions expérimentales différentes.

II-4 Durée de propagation des streamers

Les durées de propagation t_p pour des distances $d = 5$ et 10 mm sont présentées en Figure 81 et Figure 82 respectivement.

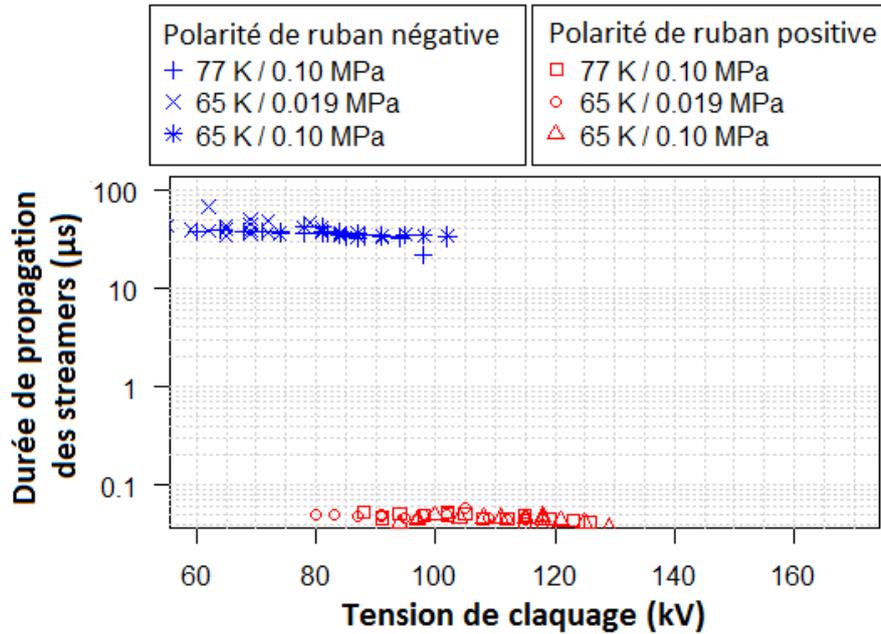


Figure 81 : Durée de propagation des streamers dans l'azote liquide en fonction de la tension de claquage, en onde STI, pour trois conditions expérimentales différentes, $d = 5 \text{ mm}$.

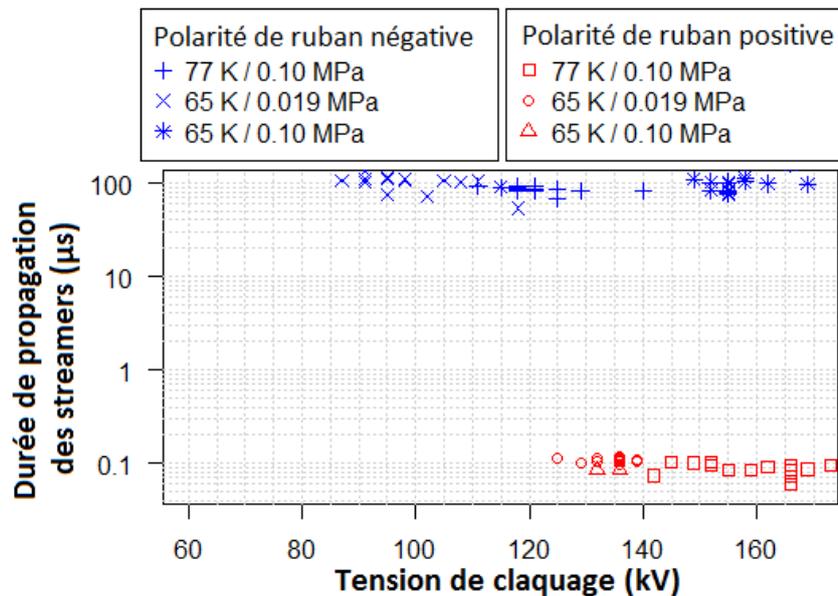


Figure 82 : Durée de propagation des streamers dans l'azote liquide en fonction de la tension de claquage, en onde STI, pour trois conditions expérimentales différentes, $d = 10 \text{ mm}$.

En polarité négative, la durée de propagation t_p est proche du retard au claquage t_c (vus en Figure 78 et Figure 79), car $t_g \ll t_p$. En polarité positive, t_p est beaucoup plus reproductible que t_c (le délai de génération t_g étant entaché d'une dispersion statistique importante).

Il est possible de calculer la vitesse moyenne de propagation des streamers v par $v = d / t_p$, ce qui est présenté en Figure 83. En polarité négative, les vitesses moyennes v sont majoritairement comprises entre 80 et 150 m/s avec une moyenne d'environ 120 m/s. Ces valeurs relativement faibles sont cohérentes avec celles déjà constatées dans l'azote liquide [Blaz2014th] [Frayssines2002th], et sont caractéristiques des streamers dits de « 1^{er} mode », constitués de cavités gazeuses de formes irrégulières (non filamenteuses), dont la pression interne est proche de celle du liquide environnant [Lesaint2016]. Malgré la dispersion des mesures, on peut quand même observer quelques tendances :

les vitesses les plus faibles ($v < 100$ m/s) sont exclusivement observées dans les conditions de sous-refroidissement ($T = 65$ K, $P = 0.10$ et 0.20 MPa), alors que les mesures dans les conditions d'ébullition (77 K, 0.10 MPa) donnent toutes des vitesses $v > 100$ m/s. Dans des conditions (T, P) fixes, l'augmentation de la tension appliquée V_a entraîne une légère augmentation des vitesses des streamers négatifs.

La vitesse des streamers positifs, largement plus élevée, est voisine de $v = 100$ km/s. Dans [Frayssines2002th], la vitesse mesurée des streamers positifs dans l'azote liquide était d'environ 10 km/s à grande distance (20 à 80 mm), et 30 km/s à petite distance ($3,2$ mm). Néanmoins les tensions appliquées dans cette étude en géométrie pointe-plan, dans des conditions où le claquage est contrôlé par la propagation ($V_c \gg V_g$), étaient comparativement beaucoup plus faibles (par exemple 50 kV à $d = 20$ mm, ou 100 kV à $d = 80$ mm), alors que les tensions de claquage dans notre cas sont au minimum de 125 kV avec $d = 10$ mm. Étant donné que l'augmentation de la tension induit une accélération importante des streamers positifs dans de nombreux liquides isolants conventionnels [Lesaint2016] ainsi que dans l'azote liquide [Frayssines2002b], la vitesse mesurée $v \approx 100$ km/s est cohérente. Des vitesses comparables voire supérieures (jusqu'à 200 km/s) ont été mesurées dans certains liquides tels que les esters [Lesaint2016], et sont typiques des streamers positifs rapides filamenteux de « 4^{ème} mode ». Dans notre cas, à distance égale il est nécessaire d'appliquer des tensions plus élevées pour générer des streamers positifs en comparaison de la géométrie pointe-plan, étant donné que le renforcement du champ dû à l'électrode ruban est nettement plus faible. La tension de génération V_g devient alors très supérieure à la tension minimale de propagation des streamers (estimée à 50 kV pour une distance de 20 mm [Frayssines2002a]), et le claquage devient contrôlé par la génération (tous les streamers générés se propagent jusqu'au plan, $V_c \approx V_g$).

Sur la Figure 83, il est très difficile d'identifier l'influence des paramètres de température et pression sur les streamers positifs. Ceci n'est pas surprenant, étant donné que les streamers filamenteux rapides sont constitués d'une cavité totalement hors d'équilibre de pression avec le milieu extérieur, en raison de sa vitesse élevée [Lesaint2016]. Pour une vitesse $v = 1$ km/s, seule une pression hydrostatique élevée (quelques MPa) permet d'influer sur la propagation. Pour des canaux de vitesse très élevée ($v > 100$ km/s), aucune étude expérimentale n'a encore permis de mettre en évidence une influence de la pression sur la propagation.

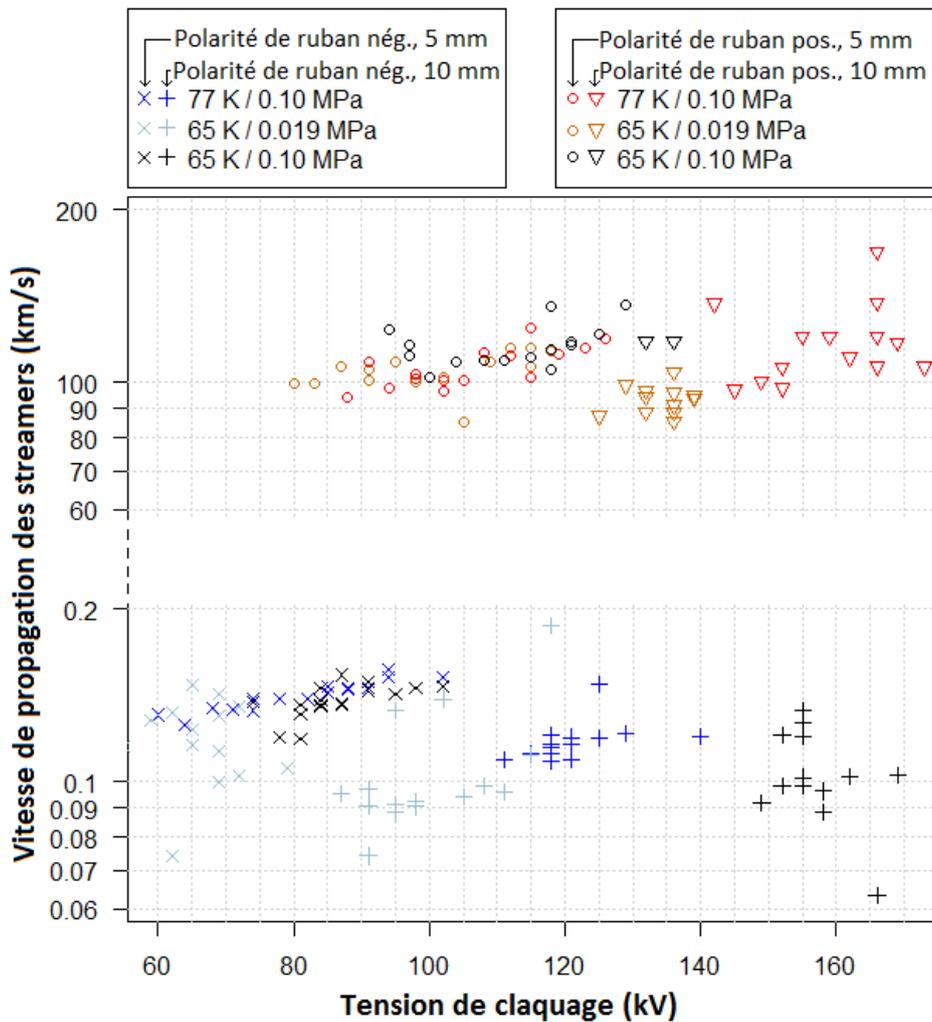


Figure 83 : Vitesse moyenne de propagation des streamers dans l'azote liquide non chauffé, en onde STI, pour douze conditions expérimentales différentes.

III Claquage en ondes de chocs standards

Afin d'évaluer la tenue diélectrique sous des contraintes typiques des réseaux électriques, des essais dans l'azote liquide ont été effectués avec des ondes standardisées : choc de foudre (LI, 1.2/50 μ s) et choc de manœuvre (SI, 250/2 500 μ s). Une illustration du protocole expérimental utilisé pour ce type d'essais est présentée en Figure 84. Le protocole choisi est celui de montée et descente avec une probabilité de claquage de 10 %. Celui-ci permet d'appliquer une contrainte électrique plus faible que le protocole de montée et descente à 50 %, donc plus proche des appareils réels qui sont dimensionnés pour réduire au maximum la probabilité de claquage. Pour chaque condition expérimentale (T, P), il implique une centaine de tirs pour obtenir une dizaine de claquages. Pour ces essais, le photomultiplicateur a été remplacé par la caméra vidéo rapide, permettant parfois d'observer la géométrie des streamers, mais pas leur dynamique de croissance (la vitesse d'acquisition de la caméra étant insuffisante).

Dans ces conditions expérimentales, les retards aux claquages t_c varient sur une grande plage de valeurs. Certains claquages sont observés durant le front de montée, à une tension instantanée V_c^i inférieure à la tension pré-sélectionnée V_a . Dans d'autres cas, des claquages sont observés après le maximum de tension V_a , à une tension instantanée V_c^i qui peut être inférieure à la moitié de V_a . La tension de claquage peut donc être exprimée de deux manières différentes :

- En fonction de la valeur pré-sélectionnée V_a qui a produit le claquage (simplement notée V_c dans la suite). Cette méthode est très généralement utilisée dans les essais standard ;
- En fonction de la valeur instantanée V_c^i à laquelle se produit le claquage. Cette deuxième mesure permet de mieux caractériser les mécanismes de claquage.

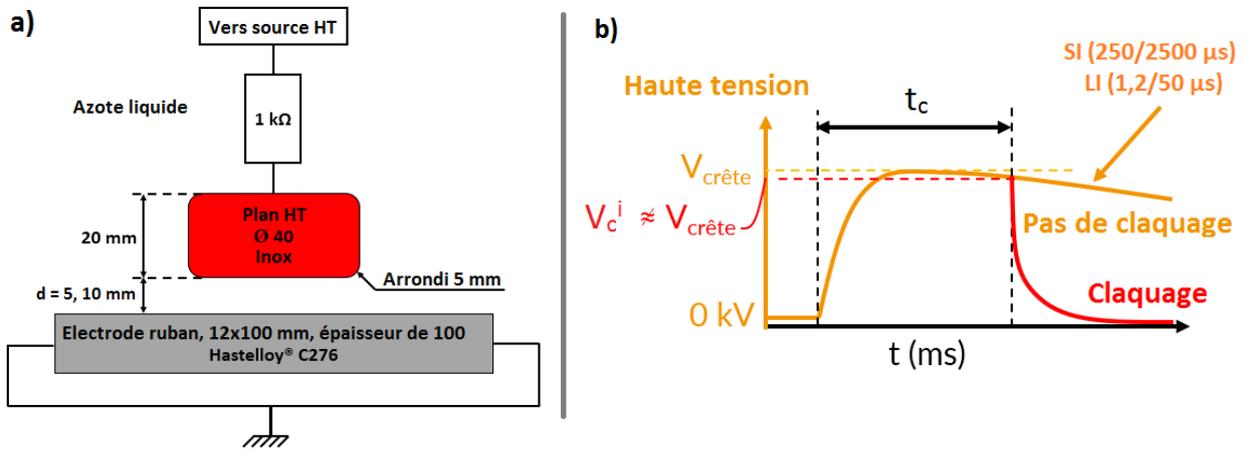


Figure 84 : Type d'essai réalisé en choc SI (250/2500 μs) et LI (1,2/50 μs) dans l'azote liquide non chauffé. (a) Electrodes utilisées. (b) Forme d'onde utilisée.

III-1 Tensions de claquage

Les tensions de claquage (exprimées de manière classique en fonction de V_c) ont été mesurées dans 16 conditions expérimentales différentes (deux polarités, deux types d'onde, deux distances et deux températures). Les tensions de claquages à 10 % telles que définies par la norme CEI60060 sont présentes en Figure 85.

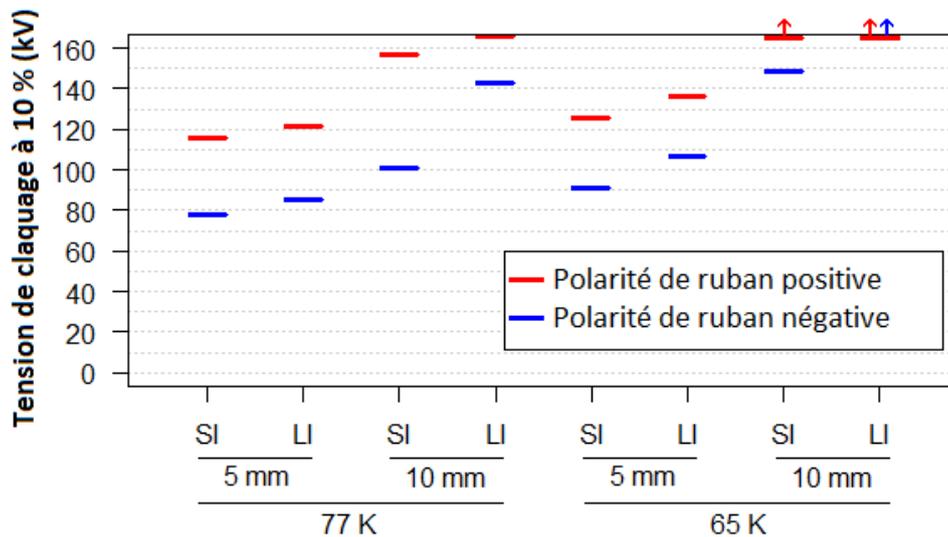


Figure 85 : Tensions de claquage V_c à 10% calculées via la norme CEI 60060, avec le protocole de montée et descente. Température de 77 K et 65 K, d = 5 et 10 mm, ondes SI et LI, polarité de ruban positive et négative. Les flèches ascendantes signifient que les essais correspondants n'ont pas pu être complétés car les tensions à appliquer auraient dépassé la limite en tension du cryostat.

Les tensions de claquage en onde SI sont en général légèrement inférieures (de 5 à 20 %) à celles en onde LI. Il est vraisemblable que cet effet soit dû au temps d'application plus long de la tension en onde SI, ce qui augmente statistiquement le risque d'initier un claquage.

L'interprétation de ces mesures est complexe, car les paramètres étudiés (forme d'onde, distance, température) induisent des variations à la fois sur la génération et sur la propagation des streamers. Le cas le plus simple correspond à la polarité positive, pour laquelle le claquage reste contrôlé par la génération dans toutes les situations.

III-2 Polarité positive

Les tensions de claquage en polarité positive sont plus simples à interpréter, car la propagation des streamers est systématique dans cette polarité. Cette affirmation est appuyée en particulier par les précédentes observations effectuées en onde STI. De plus, le temps de propagation t_p étant très court, la variation de tension appliquée durant leur propagation est négligeable, et la forme d'onde n'a pas d'influence sur la propagation des streamers. Le claquage étant contrôlé par la génération, l'effet des paramètres est attribué à leur influence sur la génération des streamers (tension de claquage $V_c \approx$ tension de génération V_g).

Toutes conditions égales par ailleurs (même onde, même P, même d), la baisse de température de 77 K à 65 K induit une augmentation des tensions de claquage $V_c^{10\%}$ de l'ordre de 10 %. Des améliorations similaires des tensions de claquage dans l'azote liquide en champ uniforme avaient déjà été observées dans [Hayakawa2015]. Grâce aux précédentes observations, nous pouvons attribuer cette augmentation des tensions de claquage à une augmentation des tensions de génération des streamers. La génération des streamers positifs étant liée à l'apparition initiale d'une bulle de vapeur de taille micrométrique [Lesaint2018], la baisse de la température peut logiquement avoir un effet défavorable sur la génération des streamers, en augmentant l'énergie nécessaire pour vaporiser le liquide.

La Figure 86 présente les retards au claquage en onde SI et LI en fonction de la tension crête de l'impulsion dans différentes conditions expérimentales. Les mesures effectuées en onde 0.4 / 1400 μ s dans la section II de ce chapitre nous permettent d'interpréter ces données de la manière suivante.

- L'onde LI présente un temps de montée bref (1,2 μ s) comparable à celui de l'onde STI. Comme pour l'onde STI, les temps de retard en LI sont constitués essentiellement du retard statistique à la génération t_g , et sont généralement compris entre 1 et 10 μ s, en onde LI comme en onde STI.
- L'onde SI présente un temps de montée beaucoup plus long (250 μ s) que le retard statistique à la génération. Le retard au claquage plus long en SI qu'en LI est lié au temps nécessaire pour que la tension instantanée atteigne une valeur suffisante pour initier le claquage.

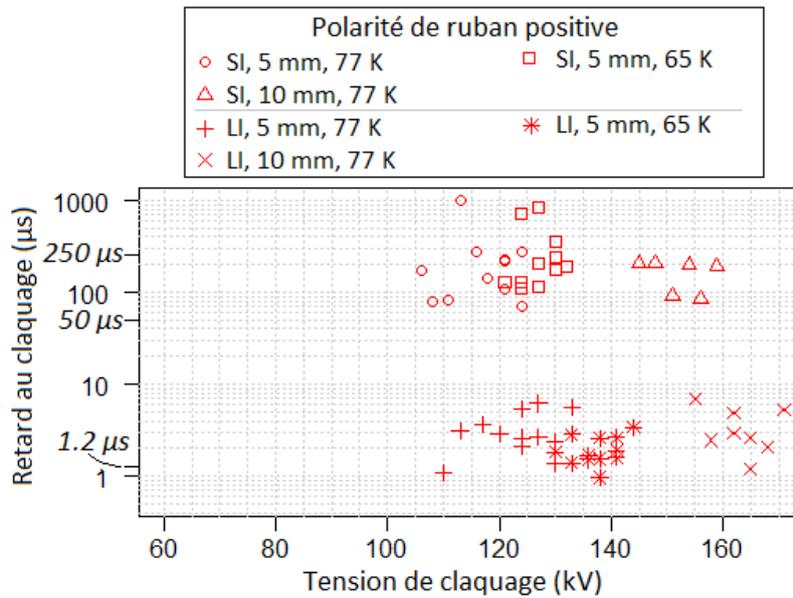


Figure 86 : Retards au claquage dans l'azote liquide en fonction de la tension de claquage, pour différentes conditions expérimentales d et T , en polarité positive.

La Figure 87 est similaire à la Figure 86, hormis que la tension en abscisses est la tension instantanée au moment du claquage V_c^i , au lieu de la tension crête V_a délivrée par le générateur de Marx. Les deux figures diffèrent significativement lorsque le claquage se produit loin de la crête de l'onde de tension. En onde LI, aucune différence significative n'est observable entre la Figure 86 et la Figure 87, car le claquage se produit toujours au voisinage du maximum de tension. En onde SI, des différences sont observées à la fois lorsque le claquage se produit largement avant la fin du temps de montée ($250 \mu s$), ou largement après celui-ci, durant la phase de descente de la tension.

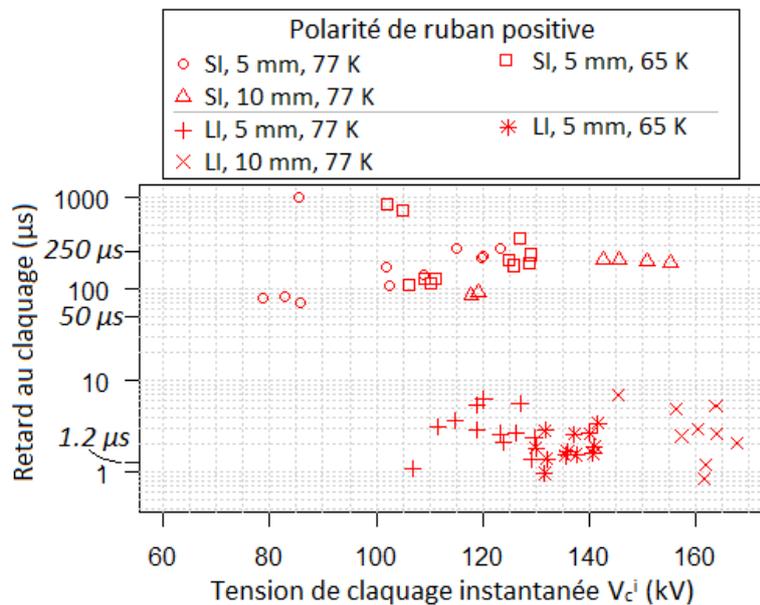


Figure 87 : Retards au claquage dans l'azote liquide en fonction de la tension instantanée de claquage V_c^i , en onde SI et LI, pour différentes conditions expérimentales d et T en polarité positive.

III-3 Polarité négative

Le cas des streamers négatifs est plus complexe. Comme ces derniers sont lents ($\approx 100 \text{ m/s}$), la forme de l'onde appliquée a un impact sur leur propagation, particulièrement en LI, qui est une onde de

courte durée. De plus la température a une influence à la fois sur la propagation et sur la génération des streamers.

Contrairement au cas des streamers positifs, des streamers ne menant pas au claquage sont observés dans 3 conditions expérimentales spécifiques, illustrées en Figure 88.

- En onde LI, à $T = 77\text{ K}$ et $d = 10\text{ mm}$, l'arrêt des streamers est expliqué par la forme de l'onde HT. Avec des retards au claquage $t_c \approx 80\text{ }\mu\text{s}$ plus longs que le temps de descente à mi-hauteur $t_d = 50\text{ }\mu\text{s}$, le streamer s'arrête car la tension d'alimentation devient trop faible. Cela explique en particulier la forte augmentation des tensions de claquage entre onde SI et LI à 77 K et 10 mm .
- En onde SI, à $T = 65\text{ K}$ et $d = 10\text{ mm}$, l'arrêt des streamers est dû à l'influence de la température (ce qui a déjà été observé en onde STI, voir Figure 74).
- Enfin, en onde LI, à 65 K et avec une distance inter-électrode de 10 mm , l'arrêt des streamers est expliqué par l'influence combinée des deux effets précédents : baisse de la tension instantanée en cours de propagation, et limitation de la propagation due à la baisse de la température.

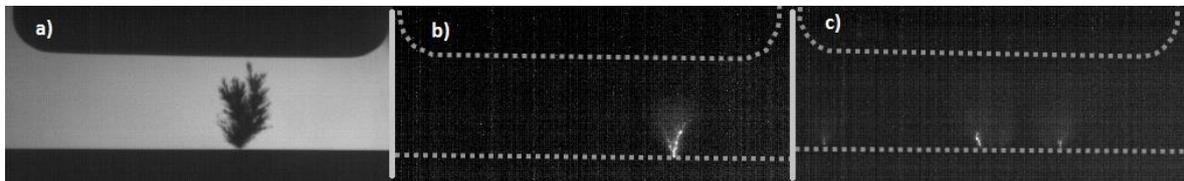


Figure 88 : Images de streamers négatifs ne menant pas au claquage. Azote liquide à 0.10 MPa , distance inter-électrode de 10 mm . (a) A 77 K , onde LI, 145 kV . (b) A 65 K , onde SI, 144 kV (c) A 65 K , onde LI, 185 kV .

La Figure 89 présente les retards au claquage en fonction de la tension de consigne, et la Figure 90 présente les retards au claquage en fonction de la tension instantanée de claquage V_c^i .

En onde LI, les différences entre les deux figures sont dues au fait que les claquages se produisent systématiquement durant le temps de descente de l'onde LI. Le cas le plus extrême est pour $d = 10\text{ mm}$: un retard au claquage de $80\text{ }\mu\text{s}$ implique que le claquage se produit alors que la tension instantanée ne vaut plus que 33% de sa valeur maximale.

En onde SI, des claquages se produisant avant le maximum de tension (à $t = 250\text{ }\mu\text{s}$) sont fréquemment observés, tandis que les claquages générés largement après le maximum de tension sont rares.

En polarité négative, les claquages sont contrôlés par la génération à $d = 5\text{ mm}$, et on peut donc calculer un champ de génération à partir des tensions de claquages V_c (assimilées à la tension de génération V_g) et du facteur de renforcement de champ ($\eta = 0.0601$ à $d = 5\text{ mm}$, voir chapitre 2, section IV-2.2). On en déduit des champs de génération entre 260 et 350 kV/mm à $d = 5\text{ mm}$. A $d = 10\text{ mm}$, les claquages sont majoritairement contrôlés par la propagation, et il est difficile de conclure sur un champ de génération avec cette distance.

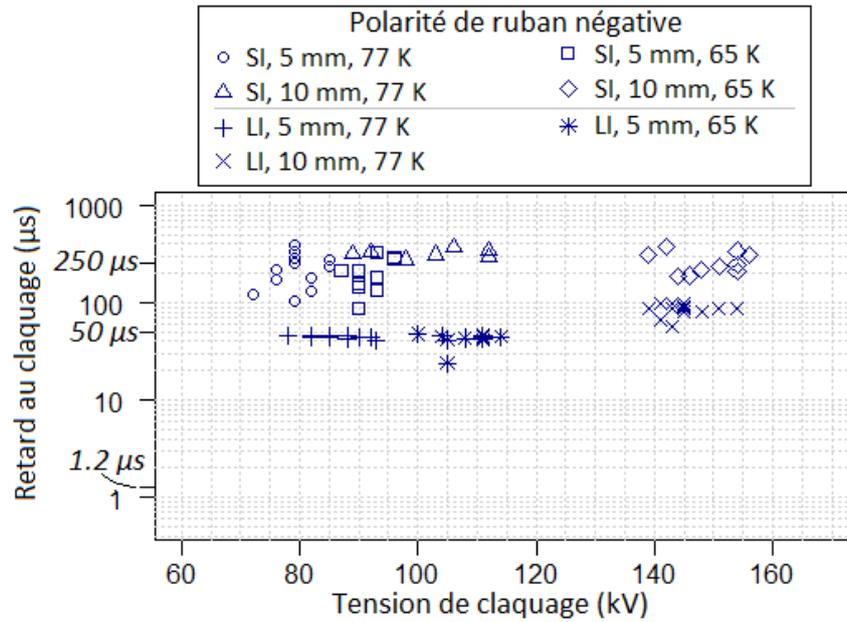


Figure 89 : Retards au claquage dans l'azote liquide en fonction de la tension de claquage, en onde SI et LI, à 77 K et 0.10 MPa, pour deux distances inter-électrodes et en polarité négative.

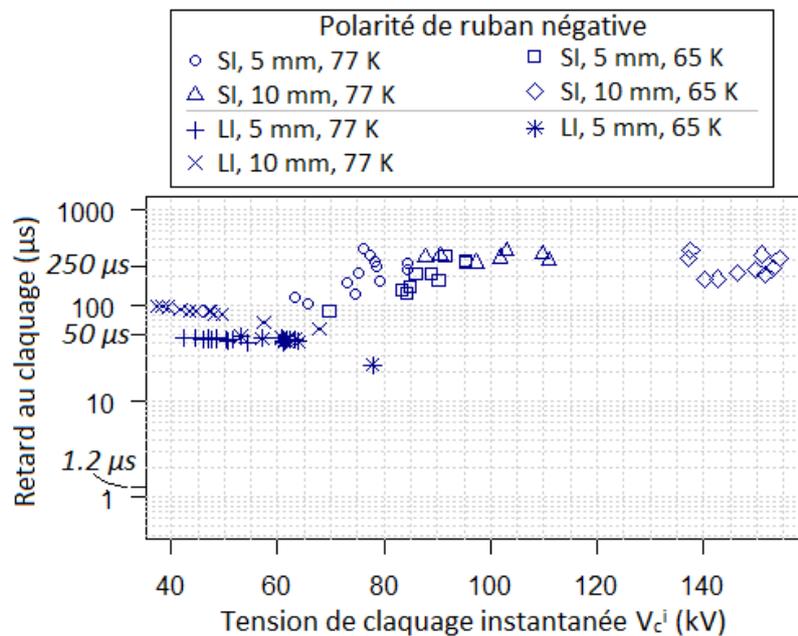


Figure 90 : Retards au claquage dans l'azote liquide en fonction de la tension instantanée de claquage V_c^i , en onde SI et LI, à 77 K et 0.10 MPa, pour deux distances inter-électrodes et en polarité négative.

IV Claquage sous tension continue

Des essais ont été réalisés sous rampe de tension continue, avec une pente de tension de 1 kV/s contrôlée par un générateur basse fréquence (GBF). Une illustration du protocole expérimental est présentée en Figure 91. Pour chaque condition expérimentale, 20 rampes sont appliquées, avec un temps de repos d'une minute au minimum entre deux rampes consécutives.

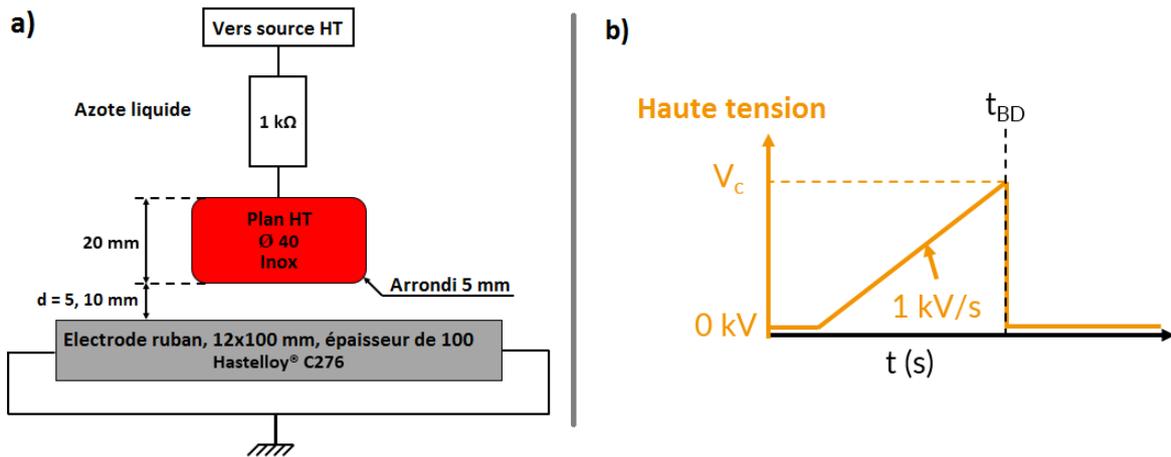


Figure 91 : Type d'essai réalisé en rampe de tension DC avec une pente de 1 kV/s, dans l'azote liquide non chauffé. (a) Electrodes utilisées. (b) Forme d'onde utilisée.

IV-1 Tensions de claquage

Pour chaque condition expérimentale, 20 claquages ont été relevés. Les résultats expérimentaux sont traités avec la statistique de Weibull suivant la procédure décrite dans la section VIII du chapitre 3. Les résultats pour une distance inter-électrode de 5 et 10 mm sont présentés en Figure 92 et Figure 93 respectivement. Pour tracer ces graphiques, les tensions de claquage sont classés par ordre croissant et associés à une probabilité empirique suivant la formule de Hazen (voir Annexe I-3). Aucun écart anormalement élevé par rapport à la distribution de probabilité n'est constaté, l'utilisation de la distribution de Weibull ne sera donc pas contestée ici.

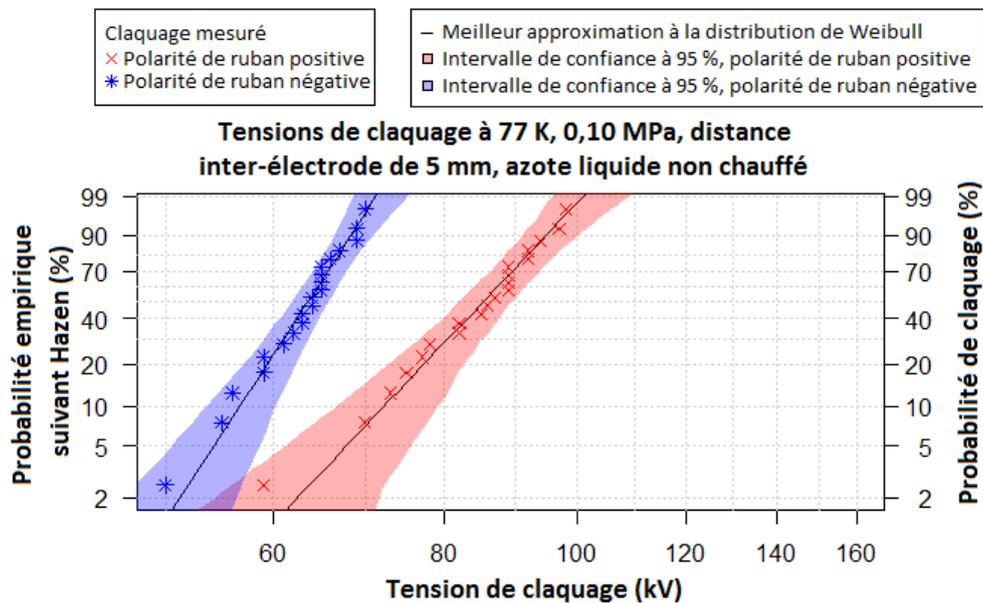


Figure 92 : Probabilité empirique de claquage en rampe DC (1 kV/s), avec une distance inter-électrode de 5 mm. Meilleure estimation de la distribution de Weibull à 2 paramètres modélisant les données, ainsi que son intervalle de confiance à 95 %.

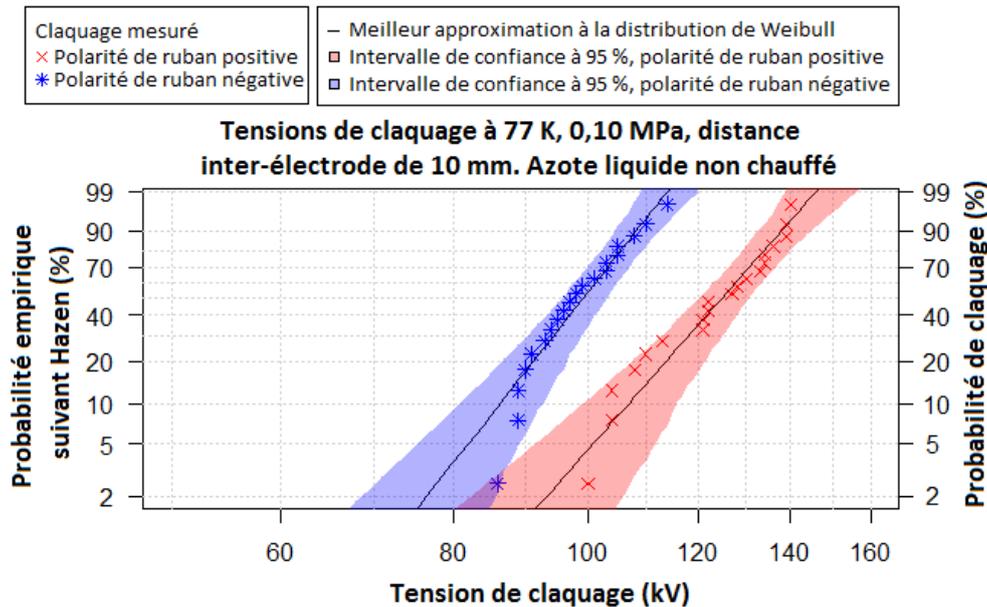


Figure 93 : Probabilité empirique de claquage en rampe DC (1 kV/s), avec une distance inter-électrode de 10 mm. Meilleure estimation de la distribution de Weibull à 2 paramètres modélisant les données, ainsi que son intervalle de confiance à 95 %.

Les tensions de claquage à 10 % et les facteurs de forme de la distribution de Weibull sont relevées dans la Table 9. Les tensions de claquage augmentent d'environ 50 % lorsque d passe de 5 à 10 mm. Comme il a été précédemment établi que le claquage était déterminé par la génération des streamers dans ces conditions expérimentales, il est pertinent de se baser sur le champ électrique maximal généré par les électrodes pour caractériser le claquage. A partir des facteurs d'utilisation calculés sur un modèle 3D des électrodes (0.0601 à $d = 5$ mm et 0.0461 à $d = 10$ mm, voir Section IV du chapitre 2), les champs maximum de claquage sont calculés et présentés en Table 10. On constate que le champ électrique en bord de ruban à la tension de claquage est à peu près constant entre 5 et 10 mm dans les deux polarités, ce qui est en accord avec l'hypothèse d'un claquage contrôlé par la génération des streamers.

Les tensions de claquage sont supérieures d'environ 25 % en polarité positive, ce qui est cohérent avec les mesures en géométrie pointe-plan de [Frayssines2002th] : Les tensions de génération des streamers sont légèrement plus élevées en polarité positive. Ce calcul de champ fournit donc un moyen raisonnable d'extrapoler ces résultats à d'autres distances, pour autant que le claquage demeure effectivement contrôlé par la génération.

Il n'est pas possible de déterminer si la génération des streamers sous tension continue dans l'azote est significativement affectée par un mécanisme d'injection de charge d'espace qui pourrait se produire préalablement à l'apparition des streamers, réduisant le champ maximum sur l'électrode. Un tel effet a déjà été observé dans des hydrocarbures à température ambiante [Takashima1988] [Do2009]. Dans les mesures réalisées sous tension continue dans l'azote liquide en géométrie pointe-plan [Takashima1988] [Jomni1997th], il n'a pas été observé d'injection avant l'apparition de décharges, ce qui est cohérent avec le fait que l'azote soit un liquide de très haute pureté, et de résistivité extrêmement élevée.

Tension de claquage à 10 % (V10)	LN ₂ non chauffé			
	5 mm		10 mm	
	V ₁₀	n ₀	V ₁₀	n ₀
Polarité de ruban +	72.26 kV	11,31	106.97 kV	12,13
Polarité de ruban -	56.68 kV	16,50	86.34 kV	13,62

Table 9 : Valeurs de tension de claquage à 10 % en rampe DC dans l'azote liquide sous différentes conditions d'essais. Azote liquide à 77 K, 0.10 MPa.

Champ max. de claquage à 10 %	LN ₂ non chauffé	
	5 mm	10 mm
Polarité de ruban +	240.5 kV/mm	232.0 kV/mm
Polarité de ruban -	188.6 kV/mm	187.3 kV/mm

Table 10 : Valeurs de champ de claquage sur le ruban en rampe DC dans l'azote liquide sous différentes conditions d'essais. Azote liquide à 77 K, 0.10 MPa.

IV-2 Comparaison entre rampes DC et ondes standards

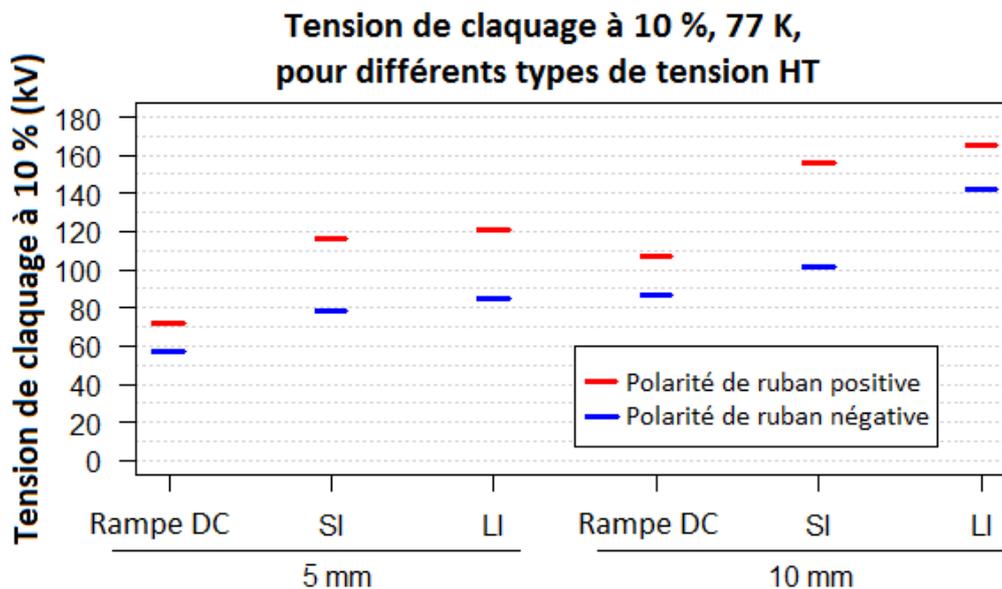


Figure 94 : Comparaison des tensions de claquage à 10 % dans l'azote liquide non chauffé, 0.10 MPa, 77 K, 3 formes d'onde différentes et 2 distances inter-électrodes.

Les tensions de claquage à 10 % en rampe DC sont comparées aux tensions de claquage à 10 % en choc standards dans la Figure 94. Lors de la comparaison entre ondes, il convient de garder en mémoire que malgré l'appellation commune « Tension de claquage à 10 % », les essais en rampe DC et les essais en choc ont été obtenus avec des protocoles différents.

Les tensions de claquage en rampes DC sont significativement inférieures aux essais impulsionnels dans lesquels le claquage est contrôlé par la génération (entre -15 % et -50 %). Il est vraisemblable que cette réduction soit en partie imputable à la durée d'application plus longue de la rampe DC, qui augmente statistiquement la probabilité de générer un streamer. D'autres effets propres à la tension DC, comme l'attraction de particules solides dans les zones de champ fort par diélectrophorèse, peuvent également contribuer à la réduction des tensions de claquage en DC. Le fait que les champs de génération de streamer en DC en champ divergent soient inférieurs à ceux mesurés sous impulsion de tension conforte l'hypothèse suivant laquelle l'injection de charge d'espace en DC a un rôle négligeable dans ce liquide. Ce n'est pas le cas dans des liquides tels que l'huile minérale, dans lesquels

les champs de génération en géométrie divergente deviennent supérieurs en AC en raison de l'injection de charge [Lesaint2011].

V Discussion

V-1 Comparaison des tensions de claquage mesurées

Les tensions de claquage en ondes standard et en DC obtenues dans cette étude avec une électrode ruban sont comparées à la revue [Sauers2009], déjà présentée en Figure 18. Le résultat de cette superposition est présenté en Figure 95.

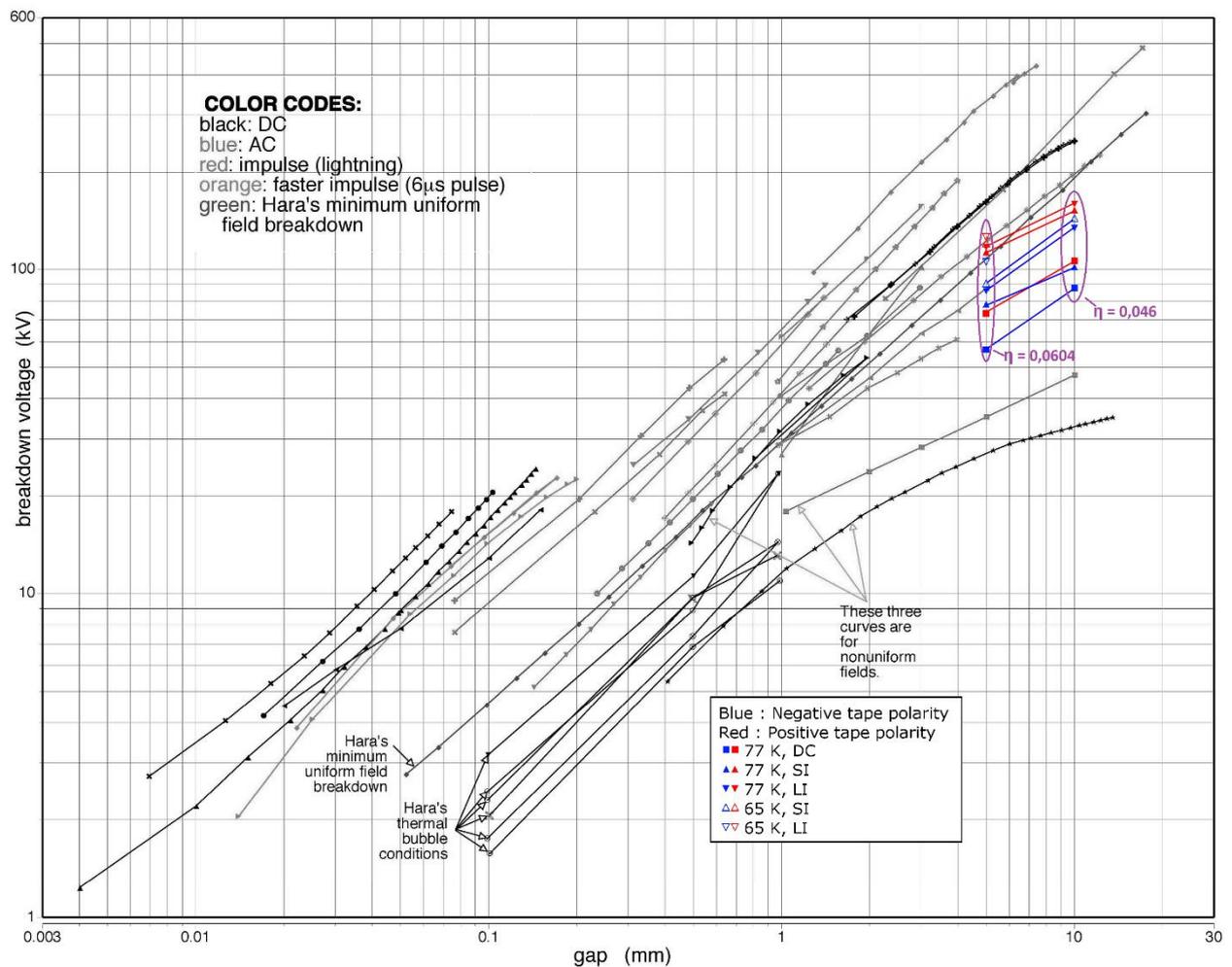


Figure 95 : Superposition des résultats expérimentaux obtenus dans l'azote liquide non chauffé avec des résultats de la littérature. Les données en couleur sont des ajouts sur la courbe présentée dans [Sauers2009]. Voir en Figure 18 pour la courbe initiale.

Les tensions de claquage mesurées avec l'électrode ruban sont inférieures à celles obtenues en champ uniforme. Cela est cohérent car le claquage est contrôlé par la génération dans notre cas, et le champ maximum est augmenté par la géométrie divergente dans nos essais avec les rubans. Les pentes en fonction de la distance constatées pour nos essais sont logiquement inférieures à celles (quasiment unitaires) observées pour des géométries uniformes (sphère-plan, plan-plan). En géométrie divergente, le champ varie de manière sous-linéaire avec la distance. Les valeurs de la littérature en champs non-uniformes (pointe-plan) sont inférieures aux nôtres en raison d'une plus grande divergence du champ.

V-2 Phénomène de streamer dans l'azote liquide

V-2.1 Comparaison avec la littérature

Une description phénoménologique importante des streamers dans les liquides est présente dans la littérature. Concernant l'azote liquide, les observations effectuées en onde STI avec une électrode ruban, décrites et interprétées dans la section II (forme et vitesse des streamers) sont en accord avec les connaissances déjà publiées, majoritairement obtenues en géométrie pointe-plan. L'influence de la température sur les streamers dans l'azote liquide n'a à notre connaissance pas été étudié auparavant, celle-ci fera donc l'objet de la partie suivante.

V-2.2 Influence de la température sur les streamers

Il a été observé dans la section II-1 de ce chapitre que la propagation des streamers lents négatifs est fortement entravée par une baisse de la température de l'azote liquide, c'est-à-dire lorsque l'on s'éloigne des conditions d'ébullition (77 K / 0,10 MPa). Dans les conditions étudiées, la propagation est systématique et les claquages sont contrôlés par la génération à 77 K, alors qu'en sous-refroidissement à 65 K la propagation est beaucoup plus difficile et le claquage devient contrôlé par la propagation.

L'influence de la température du liquide sur la dynamique de bulles de vapeur est clairement observable dans le cas de bulles « post-claquage » (c'est-à-dire résultant d'un arc électrique), comme le montre la Figure 96. A l'équilibre liquide/vapeur ($T = 77 \text{ K}$, $P = 0.10 \text{ MPa}$), les bulles de vapeur restent bien plus de 2 ms dans l'espace inter-électrode après le claquage, tandis qu'en sous-refroidissement ($T = 65 \text{ K}$, $P = 0.10 \text{ MPa}$), les bulles de vapeur se recondensent rapidement (elles ont quasiment disparu après 2 ms). Un phénomène de recondensation similaire est aussi observé en augmentant la pression (77 K / 0.20 MPa).

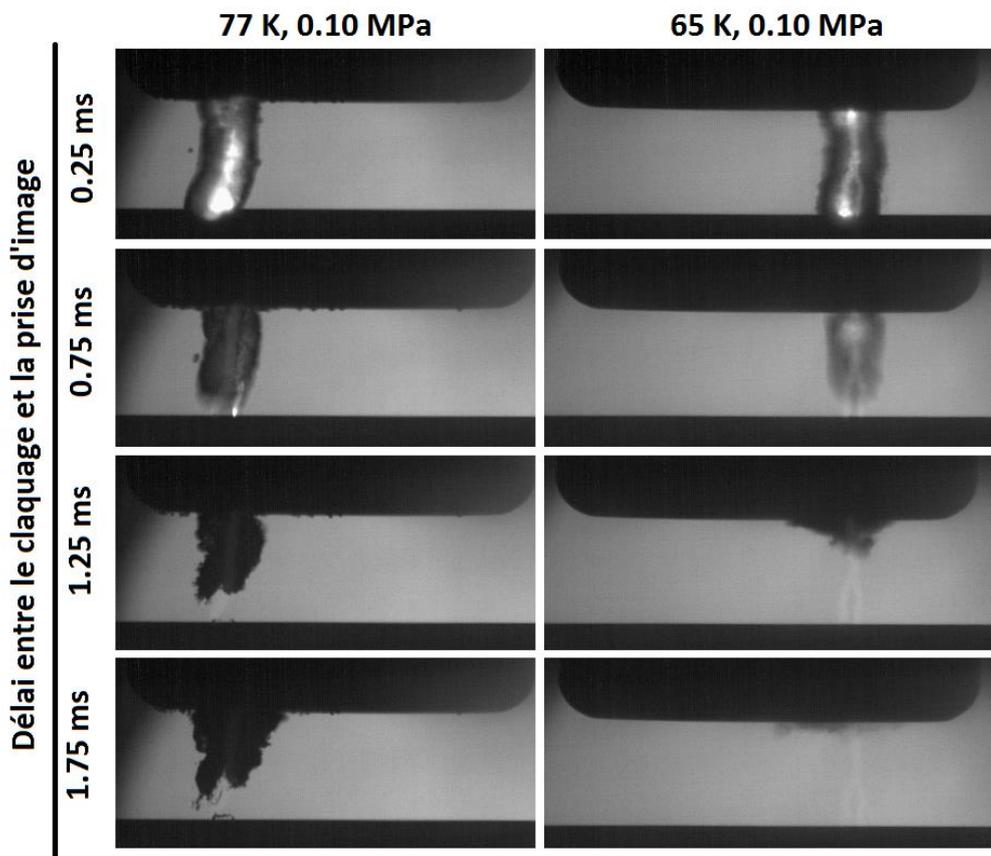


Figure 96 : Comparaison de la dynamique des bulles issues d'un claquage à 100 kV suivant la température de l'azote liquide.
 $P = 0.10 \text{ MPa}$, $d = 10 \text{ mm}$.

La dynamique d'expansion et d'implosion des bulles dans les liquides est souvent modélisée par la dynamique de Rayleigh [Rayleigh1917], basée sur l'équation de Rayleigh-Plesset présentée en équation 28 [Plesset1948] [Lin2002].

$$r * \frac{d^2r}{dt^2} + \frac{3}{2} * \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{4 * \nu_L}{r} * \frac{dr}{dt} + \frac{2 * \gamma}{\rho_L * r} + \frac{P_\infty(t) - P_B(t)}{\rho_L} = 0 \quad (28)$$

Où $r(t)$ est le rayon de la bulle, ν_L est la viscosité cinématique du liquide, γ est la tension de surface de la bulle, ρ_L est la densité du liquide, $P_\infty(t)$ est la pression du liquide infiniment loin de la bulle, $P_B(t)$ est la pression dans la bulle. La durée de vie τ (incluant la phase de croissance et d'implosion) d'un streamer constitué d'un canal gazeux cylindrique dans un liquide homogène et incompressible est proche de celle d'une bulle sphérique, donnée par l'équation 29 [Rayleigh1917] [Gournay1994] [Frayssines2002th] :

$$\tau = 1.83 * r_m * \sqrt{\frac{\rho}{P_\infty}} \quad (29)$$

Avec ρ la densité du liquide, P_∞ la pression hydrostatique du liquide. r_m , le rayon maximal du cylindre qui peut être soit estimé visuellement, soit calculé via la loi des gaz parfaits et la quantité de vapeur générée par l'énergie injectée dans le streamer comme proposé dans l'équation 30 :

$$r_m = \sqrt{\frac{N}{L} * \frac{R * T}{P * \pi}} \quad (30)$$

Avec N/L la quantité de matière par unité de longueur de filament, R la constante des gaz parfaits, T la température du gaz, P la pression du canal gazeux à l'équilibre avec le liquide. L'application numérique dans le cas de bulles de post-claquage de la Figure 96 (rayon maximal estimé = 2,5 mm) donne une durée de vie du canal de vapeur de 400 μ s. Cette valeur est très inférieure à la durée de vie observée du canal dans les conditions d'ébullition (77 K / 0,10 MPa) : en effet les bulles ne disparaissent pas, mais sont seulement déplacées vers le haut après le claquage. La dynamique de Rayleigh ne décrit donc pas correctement le comportement de la cavité de vapeur lorsque celle-ci est en équilibre thermique avec le liquide environnant. En sous-refroidissement (65 K / 0,10 MPa), on observe que l'essentiel du volume de vapeur disparaît en 1 ms environ, en venant imploser contre la surface solide de l'électrode. Ce comportement est typique d'une bulle de cavitation. Sachant que de l'énergie est injectée dans le canal d'arc durant plusieurs centaines de microsecondes, ce qui prolonge d'autant sa durée de vie, et considérant la différence de géométrie avec le modèle de Rayleigh (bulle sphérique, sans paroi solide à proximité), l'écart avec le calcul peut s'expliquer. Dans le cas de filaments de streamers dans des hydrocarbures à température ambiante (donc loin de la température d'ébullition), un bon accord est obtenu avec le modèle de Rayleigh modifié pour tenir compte de la géométrie cylindrique [Gournay1994].

Un calcul similaire peut être effectué avec le canal des streamers négatifs. En supposant une valeur haute du rayon du canal de streamer de 100 μ m, le calcul suivant l'équation 29 conduit à une durée de vie des streamers négatifs de 16,4 μ s. Or des durées de propagation allant jusqu'à 80 μ s sont observées à $d = 10$ mm, et les images de streamers observés à 77 K / 0,10 MPa ne montrent pas de forme fragmentée caractéristique des streamers ayant subi une implosion mécanique [Gournay1994]. Ici encore, on observe que dans les conditions d'ébullition la durée de vie de la cavité de vapeur est beaucoup plus longue que celle prévue par le modèle de Rayleigh.

Température	77,36 K	65 K
Pression de vapeur saturante (MPa)	0,101 (P_{atm})	0,0174
Densité (kg/m ³)	807	861
Chaleur nécessaire pour atteindre l'équilibre liquide/gaz à P_{atm} , $\int_T^{T_{sat}} C_p(T) \cdot dT$ (J/g)	0	26.09
Enthalpie de vaporisation Δ_{Hvap} (J/g)	199,3	214,0

Table 11 : Comparaison de quelques propriétés de l'azote liquide à 77,3 K et à 65 K [Jensen1980]

La Table 11 rappelle quelques propriétés de l'azote liquide à 77,3 K et à 65 K. La faible variation de densité de l'azote liquide entre 77 K et 65 K est insuffisante pour expliquer à elle seule les différences de comportement constatées. De la même manière, l'énergie supplémentaire nécessaire pour chauffer le liquide de 65 K à 77 K reste très inférieure à l'enthalpie de vaporisation, ce critère ne semble pas pertinent pour expliquer les différences entre 77 K et 65 K.

La différence principale entre 77 K/0.10 MPa et 65 K/0.10 MPa est la pression de vapeur saturante qui varie presque d'un facteur 6. A 65 K la pression d'équilibre est très inférieure à la pression hydrostatique, ce qui explique la condensation rapide de la vapeur, et la limitation de la propagation des streamers négatifs lents. Une étude expérimentale focalisée sur ce phénomène, ainsi qu'une modélisation théorique resteraient néanmoins nécessaires pour étayer cette hypothèse. Il serait également très intéressant de vérifier si dans les hydrocarbures on observe également une durée de vie très prolongée des streamers dans les conditions d'ébullition. Jusqu'à présent, très peu d'études ont visé à étudier l'influence de la température sur ces phénomènes.

V-2.3 Vitesse des streamers négatifs

Les retards au claquage présentés dans [Blaz2014th] à des tensions parfois supérieures à 300 kV, permettent de déduire des vitesses de claquage v_c (retard au claquage t_c divisée par la distance inter-électrode d) essentiellement dans la gamme 100-300 m/s. Quelques valeurs dépassent le km/s, mais du fait du champ électrique peu divergent, il n'est pas exclu que ces exceptions soient dues à des streamers positif générés par l'électrode opposée. D'autres mesures réalisées en géométrie sphère/plan [Frayssines2002b] ou pointe/plan [Frayssines2003] indiquent des gammes de vitesses similaires. Les résultats présentés précédemment dans ce chapitre confirment ces observations, avec des vitesses moyennes de propagation entre 100 et 150 m/s.

Ces vitesses sont remarquablement lentes, et ne présentent pas d'augmentation sensible ou de brusques discontinuités quand la tension est augmentée, qui pourraient indiquer un changement de mode de streamer. De telles discontinuités existent dans les deux polarités dans de nombreux hydrocarbures, particulièrement en polarité positive pour laquelle les transitions entre 1^{er} / 2^{ème} modes et 2^{ème} / 3^{ème} modes sont particulièrement nettes. Dans l'azote liquide, les streamers négatifs de « 1^{er} mode », très stables, sont observés sur une large gamme de tension, comme dans quelques autres liquides comme l'eau ou les huiles silicones. Une modélisation de ce type de streamers lents, précédemment observés dans divers hydrocarbures, a été proposée dans [Watson1991] [Watson1998]. Dans ce modèle, les streamers sont constitués d'une cavité gazeuse (bulles déformées), dont la croissance est induite par les forces électrostatiques s'exerçant à l'interface gaz/liquide. Des décharges partielles sont supposées se produire régulièrement dans la vapeur pour « annuler » la chute de tension existant sur la bulle lors de sa croissance. En première approximation, il est supposé que le potentiel électrique à la surface de la bulle reste égal à celui de l'électrode qui l'a généré (champ électrique nul dans la bulle).

Le champ électrique en tête de streamer est calculé à partir de l'approximation d'une électrode hyperboloïde, issue de [Coelho1971], et présentée dans l'équation 31.

$$E(r) = \frac{2 * V}{r * \ln(4 * \frac{d}{r})} \quad (31)$$

Où E est l'intensité du champ électrique en tête de streamer, r est le rayon de courbure en tête de streamer, d est la distance entre le streamer et le plan et V est la tension appliquée. En supposant que la vitesse de croissance des bulles est limitée par l'inertie du liquide, il est déduit dans [Watson1998] un rayon de streamer au cours du temps tel que présenté dans l'équation 32 :

$$r(t) = \left(\frac{2 * \epsilon_0 * \epsilon_r * V^2 * t^2}{u^{1/2} * \rho} \right)^{2/7} \quad (32)$$

Avec « u » la distance streamer-plan. L'effet de la viscosité du liquide est négligé, ce qui peut se justifier ici par la très faible viscosité cinématique de l'azote liquide ($2,04.10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, soit 0.204 cSt, contre 1 cSt pour l'eau). A partir de l'équation 32 du modèle de Watson, nous calculons la vitesse de propagation du streamer en dérivant le rayon du streamer par rapport au temps (équation 33) :

$$v(t) = \frac{4}{7} * t^{-3/7} * \left(\frac{2 * \epsilon_0 * \epsilon_r * V^2}{u^{1/2} * \rho} \right)^{2/7} \quad (33)$$

Nous supposons également que le rayon de courbure en tête du streamer reste constant au cours de sa propagation (c'est-à-dire que le streamer prend alors une forme de filament). En fixant un rayon de courbure r_0 , il est possible de déduire de l'équation 32 le temps t_0 associé, puis de réinjecter ce temps dans l'équation 33. Après simplification, on en déduit une formule indépendante du temps telle que présentée dans l'équation 34. Suivant cette formule, la vitesse de propagation des streamers est proportionnelle à la tension appliquée V, et faiblement dépendante de la distance streamer-plan.

$$v = \frac{4}{7} * V * (2 * \epsilon_0 * \epsilon_r)^{1/2} * u^{-1/4} * r_0^{-3/4} * \rho^{-1/2} \quad (34)$$

La Figure 97 présente les vitesses instantanées des streamers calculée suivant l'équation 34, avec une distance inter-électrode de 5 ou 10 mm, une tension appliquée de 100 kV et un rayon de courbure en tête du streamer r_0 de $20 \mu\text{m}$. On constate que la vitesse de propagation reste assez stable, à l'exception d'une forte accélération au dernier millimètre avant le plan.

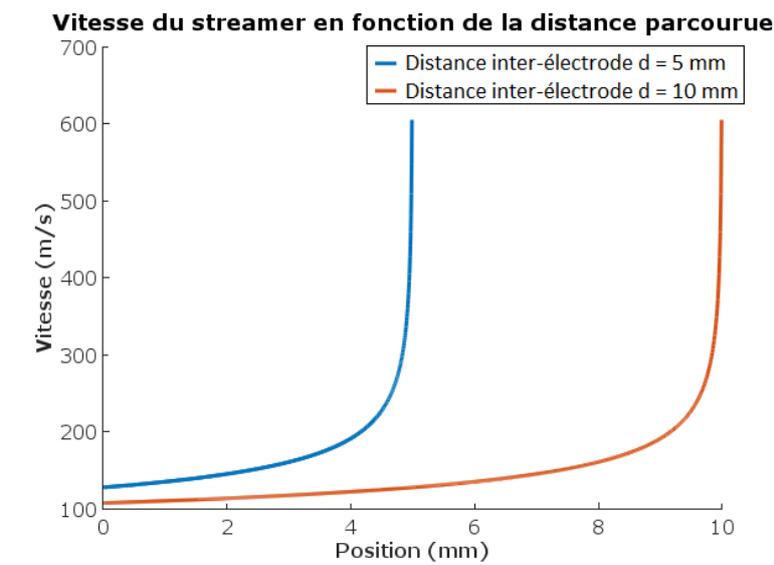


Figure 97 : Vitesse de propagation le long du parcours des streamers négatifs, modélisée pour deux distances inter-électrodes (d = 5 et 10 mm), V = 100 kV, rayon de courbure en tête du streamer $r_0 = 20 \mu\text{m}$

Le retard au claquage est calculé en intégrant l'inverse de la vitesse sur tout le parcours du streamer (avec u variant entre d et 0 à mesure que le streamer se rapproche du plan), comme présenté dans l'équation 35. La vitesse moyenne du streamer est déduite immédiatement en divisant la distance inter-électrode d par t_c (équation 36) :

$$t_c = \int_0^d \left(\frac{1}{v(u)} \right) \cdot du = \frac{7}{5} * V^{-1} * (2 * \epsilon_0 * \epsilon_r)^{-1/2} * d^{5/4} * r_0^{3/4} * \rho^{1/2} \quad (35)$$

$$v_c = \frac{d}{t_c} = \frac{5}{7} * V * (2 * \epsilon_0 * \epsilon_r)^{1/2} * d^{-1/4} * r_0^{-3/4} * \rho^{-1/2} \quad (36)$$

La correspondance de cette formule avec les données expérimentales a été testée sur les essais en choc STI, $T = 77$ K, $P = 0.10$ MPa, avec deux distances inter-électrode d et différentes tensions appliquées (résultats déjà présentés en Figure 83). Pour vérifier l'influence des paramètres d et V sur les vitesses de claquage, on recherche le meilleur ajustement aux données sous la forme suivante (équation 37) :

$$v_c = k_0 * V^{k_v} * d^{k_d} \quad (37)$$

L'objectif est de voir si les coefficients k_v et k_d se rapprochent des valeurs 1 et $-1/4$ de l'équation 36. La Figure 98 présente les résultats expérimentaux utilisés ainsi que le meilleur ajustement des données suivant l'équation 36 :

- Avec $k_v = 0.58$, l'influence de la tension sur les vitesses de claquage est significativement plus faible que celle prédite par l'équation 36 (où $k_v = 1$). Ce comportement pourrait être expliqué par l'augmentation du nombre de branches des streamers avec la tension [Lesaint2000] : plus la tension est élevée, plus les streamers tendent à se ramifier, ce qui conduit à une diminution relative du renforcement de champ en tête de streamer. Cet argument est avancé pour expliquer la relative stabilité des vitesses de propagation des streamers sur une large plage de tension dans certains liquides [Lesaint2016].
- Avec $k_d = -0,64$, l'influence de la distance sur les vitesses de claquage est significativement plus forte que celle prédite par l'équation 36 (où $k_d = -0.25$). Ici l'hypothèse que le streamer est parfaitement conducteur est probablement trop forte, et la chute de tension dans le canal de streamer, plus importante à mesure que la distance augmente, est potentiellement responsable de la réduction des vitesses de propagation avec la distance.

On en conclut que le modèle simplifié de Watson peut fournir une évaluation des vitesses de streamers lents du bon ordre de grandeur, mais mériterait d'être affiné afin de mieux représenter les variations de vitesses observées expérimentalement, en particulier avec la tension et la distance. De plus ce modèle ne considère pas les transferts de masse qui existent entre la phase liquide et gazeuse :

- Soit par l'accroissement du volume de vapeur au cours du temps, dû à la vaporisation du liquide par l'énergie dissipée dans les décharges internes, qui peut constituer un autre « moteur » de la propagation ;
- Soit par l'influence de la condensation qui tend à réduire le volume de vapeur, en particulier lorsque le liquide est à une température inférieure à la température d'ébullition (ce qui est le cas à 65 K). Cet effet dont l'influence est avéré sur des temps de l'ordre de la milliseconde (Figure 96) pourrait agir sur des temps plus courts, de l'ordre du temps de propagation des streamers négatifs ($40-80 \mu s$, voir Figure 78). Plus d'investigations seraient nécessaires sur ce sujet.

Enfin, ce modèle ne permet pas de rendre compte de la vitesse de streamers rapides filamenteux, dont la vitesse de propagation (> 1 km/s) excède considérablement la vitesse typique d'expansion

d'une cavité limitée par l'inertie du liquide (quelques centaines de mètre par secondes). Dans les streamers filamenteux, la propagation ne résulte pas de la déformation d'une cavité préexistante, mais de la création continue d'une nouvelle cavité en tête de filament [Gournay1994].

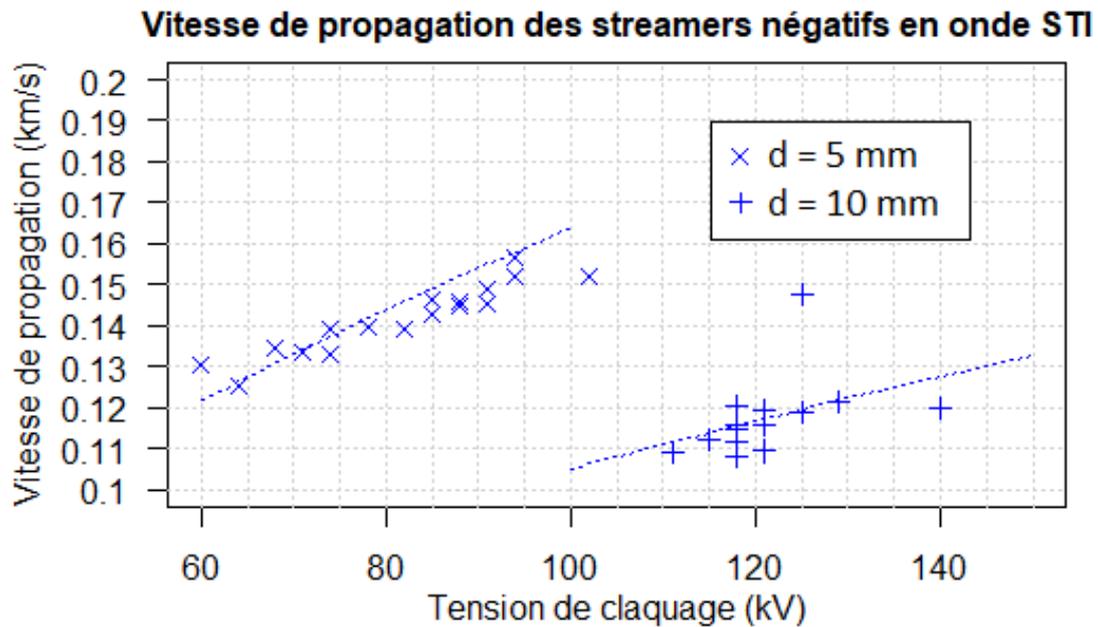


Figure 98 : Résultats expérimentaux et comparaison avec la meilleure approximation en onde STI, $T = 77\text{ K}$, $P = 0.10\text{ MPa}$, $d = 5$ et 10 mm , polarité de ruban négative.

$$v_c = k_0 * V^{k_v} * d^{k_d}, \text{ avec } k_0 = 0.0317, k_v = 0.58 \text{ et } k_d = -0.64 \text{ (} v_c \text{ en m/s, } d \text{ en mm, } V \text{ en kV)}$$

V-2.4 Conditionnement et modification de l'état de surface des électrodes

Le concept de conditionnement est fortement lié à l'indépendance des essais les uns par rapport aux autres. On parlera de conditionnement des essais si le résultat de ces essais (ici les claquages et les tensions de claquage) dépend de l'historique des expériences. Le conditionnement est différent de la statistique intrinsèque du phénomène : il consiste en réalité en une variation de cette statistique intrinsèque pendant la durée des essais.

Un claquage, de par les fortes contraintes mécaniques et thermiques qu'il génère, peut modifier l'état de surface des électrodes dans un isolant gazeux [Saxe1955] ou liquide [Lewis1962], et donc influencer les résultats futurs des essais. On peut envisager deux cas limites : celui où un défaut de surface est détruit par le claquage, et celui où un défaut de surface est créé par le claquage. Dans le premier cas, la tension de claquage de l'essai suivant aura tendance à augmenter, tandis que dans le second cas elle va diminuer. Dans les deux cas, une modification de la probabilité de claquage est induite, ce qui est un phénomène de conditionnement. Seul le claquage (et non la tenue) est supposé modifier l'état de surface de l'électrode

Dans les essais réalisés, l'électrode ruban est particulièrement vulnérable à ce phénomène. Les défauts initialement présents ou générés sont moins bien écrantés électriquement que sur une électrode plan ou sphérique. Comme ce ruban est rarement remplacé en raison des fortes contraintes expérimentales (plusieurs jours de montage/démontage), des variations de tensions de claquage sont à attendre, dans l'hypothèse où l'état de surface est déterminant pour le claquage (i.e. claquage contrôlé par la génération). La surface des rubans est effectivement altérée après une vingtaine de claquage (voir Figure 57).

Sur des protocoles utilisant des chocs transitoires de tension (SI, LI, STI, ...), un conditionnement peut se manifester soit par une augmentation ou une dégradation progressive des tensions de claquage avec le nombre d'essais, soit par un regroupement anormal des claquages et des tenues.

Ce genre de regroupement a été constaté particulièrement avec le protocole de montée et descente à 50 % en onde STI, comme présenté précédemment dans la Figure 76. Cela explique que des évaluations de tensions de claquage ne soient pas proposées dans ces conditions, bien que de nombreux claquages aient été observés. Dans une moindre mesure, certains essais en protocole de montée et descente à 10 % avec des ondes HT standards sont suspectés d'être entachés d'un conditionnement. Néanmoins les tensions de claquages récoltées se sont révélées assez stables dans l'ensemble, ce qui permet de définir les tensions de claquage avec une incertitude plus modérée. Le protocole de montée et descente est susceptible de masquer la détection d'un conditionnement, car les conditions expérimentales (les niveaux de tension) sont modifiées régulièrement avec ce protocole. Une certaine prudence est donc nécessaire lors de l'interprétation des tensions de claquage utilisant ce protocole. Ce phénomène n'a pas été constaté sur les rampes DC

Comme l'état de surface du ruban est déterminant pour les tensions de claquage dans les conditions expérimentales investiguées ci-dessus (azote non chauffé), des marges de sécurité supplémentaires sont recommandés lors du dimensionnement d'appareils utilisant ces rubans, à moins d'un contrôle rigoureux de leur état de surface. Cela peut être difficile à réaliser pour des essais à échelle réelle, lorsque des centaines de mètres de ruban sont en jeu.

VI Bibliographie

[Blaz2014th] M. Blaz, PhD thesis, « Über den elektrischen Durchschlag in unterkühltem Flüssigstickstoff und die Beeinflussung durch Dampfblasen », Technische Universität Braunschweig, 2014.

[Ceccato2009th] P. Ceccato, « Filamentary plasma discharge inside water : initiation and propagation of a plasma in a dense medium », Engineering Sciences [physics]. Ecole Polytechnique X, 2009

[Coelho1971] R. Coelho and J. Debeau, « Properties of the tip-plane configuration », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 4, n° 9, 1971

[Do2009] M. T. Do, A. Nysveen, L. E. Lundgaard and S. Ingebrigtsen, « An Experimental Study on the Effect of DC Bias on Streamer Initiation and Propagation in a Dielectric Liquid under Impulse Voltage », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 16, n° 6, 2009

[Fink2018] S. Fink and V. Zwecker, « A facility for DC breakdown voltage testing of liquid nitrogen up to 325 kV », *VDE High Voltage Technology 2018-ETG-Symposium*, 2018

[Frayssines2002a] P.-E. Frayssines, N. Bonifaci, A. Denat and O. Lesaint, « Streamers in liquid nitrogen: characterization and spectroscopic determination of gaseous filament temperature and electron density », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 35, n° 4, 2002

[Frayssines2002b] P.-E. Frayssines, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat, S. Lelaidier and F. Devaux, « Prebreakdown phenomena at high voltage in liquid nitrogen and comparison with mineral oil », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 9, issue 6, pp. 899-909, 2002

[Frayssines2002th] P.-E. Frayssines, « Etude des propriétés diélectriques de l'azote liquide sous haute tension et caractérisation des streamers positifs par spectroscopie d'émission », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2002

- [Frayssines2003] P.-E. Frayssines, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat, F. Devaux, « Prebreakdown and breakdown phenomena under uniform field in liquid nitrogen and comparison with mineral oil », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 10, issue 6, pp. 970-976, 2003
- [Gerhold1999] J. Gerhold, M. Hubmann and E. Telsler, « DC-Breakdown Strength of Liquid Nitrogen under Different Voltage Ramp Conditions », *Proceedings of 13th International Conference on Dielectric Liquids*, 1999
- [Gournay1994] P. Gournay and O. Lesaint, « On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids. II: Propagation, growth and collapse of gaseous filaments in pentane », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 27, n° 10, 1994
- [Hayakawa2015] N. Hayakawa, S. Nishimachi, H. Kojima and H. Okubo, « Size effect on breakdown strength in sub-cooled liquid nitrogen for superconducting power apparatus », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, n° 5, pp. 2565-2571, 2015
- [Hayakawa2018] N. Hayakawa, K. Ishida, M. Mimbu, H. Kojima, S. Isojima and M. Kuwata, « Volume Effect of Dynamic Breakdown Strength in LN2 for Insulation Design of Resistive Superconducting Fault Current Limiters », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 28, no 4, p. 1-4, 2018
- [Hayakawa2019] N. Hayakawa, M. Mimbu, H. Kojima, S. Isojima and M. Kuwata, « Dynamic Breakdown Characteristics of Pancake Coil Model for Resistive-Type Superconducting Fault Current Limiters », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 29, n° 5, pp. 1-6, 2019
- [Humpert2018] C. Humpert, H. Seufert, R. Brüstle, F. Kasten, G. Pfeiffer and R. Schumacher, « Breakdown Characteristics of Liquid Nitrogen in Non-uniform Electric Fields », *12th IEEE International Conference on the Properties and Applications of Dielectric Materials*, 2018
- [Jomni1997th] Fathi Jomni, « Etude des phénomènes hydrodynamiques engendrés dans les liquides diélectriques par un champ électrique très intense », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier (Grenoble I), 1997.
- [Lesaint2000] O. Lesaint and M. Jung, « On the relationship between streamer branching and propagation in liquids: influence of pyrene in cyclohexane », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 33, p. 1360, 2000
- [Lesaint2002] O. Lesaint and T. V. Top, « Streamer initiation in mineral oil. Part I: Electrode surface effect under impulse voltage », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol.9, pp.84-91, 2002
- [Lesaint2011] O. Lesaint and T. V. Top, « Streamer inception in mineral oil under ac voltage », *2011 IEEE International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, 2011
- [Lesaint2016] O. Lesaint, « Prebreakdown phenomena in liquids: propagation 'modes' and basic physical properties », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 49, n° 14, 2016
- [Lesaint2018] O. Lesaint and L. Costeanu, « Positive streamer inception in cyclohexane: Experimental characterization and cavitation mechanisms », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 25, n° 5, 2018
- [Lewis1962] T. J. Lewis and D. W. Ward, « A statistical interpretation of the electrical breakdown of liquid dielectrics », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. 269, n° 1337, pp. 233-248, 1962

- [Lin2002] H. Lin and B. D. Storey and A. J. Szeri, « Inertially driven inhomogeneities in violently collapsing bubbles: the validity of the Rayleigh-Plesset equation », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 452, pp. 145-162, 2002
- [Mahmud2015] S. Mahmud, G. Chen, I. O. Golosnoy, G. Wilson and P. Jarman, « Experimental studies of influence of different electrodes on bridging in contaminated transformer oil », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, n° 5, pp. 2433-2441, 2015
- [Massala1997th] G. Massala, « Propagation et Propriétés Electriques des Streamers Positifs à Grande Distance dans l'Huile Minérale sous très haute Tension Impulsionnelle Energie électrique », Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique Grenoble (INPG), 1997
- [Okubo2017] H. Okubo, « Kerr Electro-optic Electric Field Measurement and Electrical Insulation Performance in HVDC Liquid Dielectric Systems », *9th IEEE International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, 2017
- [Plesset1948] M. S. Plesset, « Dynamics of cavitation bubbles », *Journal of Applied Mechanics*, vol. 16, pp. 228-231, 1948
- [Rayleigh1917] L. Rayleigh, « VIII. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity », *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 34, n° 200, 1917
- [Saxe1955] R. F. Saxe and T. J. Lewis, « Measurement of the statistical time lag of breakdown in gases and liquids », *British Journal of Applied Physics*, vol. 6, n° 6, p. 211, 1955
- [Sauers2009] I. Sauers and E. Tuncer, « Strategic Dielectrics R&D for HTS and other OE Applications », *Annual Peer Review of the Superconductivity Program for Electric Systems*, US Department of Energy, Washington DC, 2009.
- [Takahashi1975] Y. Takahashi and K. Ohtsuka, « Corona discharges and bubbling in liquid nitrogen », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 8, 1975
- [Takashima1988] T. Takashima, R. Hanaoka, R. Ishibashi and A. Ohtsubo, « I-V characteristics and liquid motion in needle-to-plane and razor blade-to-plane configurations in transformer oil and liquid nitrogen », *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. 23, n° 4, pp. 645-658, 1988
- [Top1999th] T. Tran Van, « Etude de la Génération des Streamers dans l'Huile Minérale sous Tension Impulsionnelle et Alternative », thèse de doctorat, Energie électrique. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG 1999
- [Watson1991] P.K. Watson, W.G. Chadband and M. Sadeghzadeh-Araghi, « The role of electrostatic and hydrodynamic forces in the negative-point breakdown of liquid dielectrics », *IEEE transactions on electrical insulation*, vol. 26, n° 4, 1991
- [Watson1998] P.K. Watson, M. Iqbal Qureshi and W.G. Chadband, « The growth of prebreakdown cavities in silicone fluids and the frequency of the accompanying discharge pulses », *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 5, n° 3, pp. 344-350, 1998
- [Yamazawa1998] K. Yamazawa and H. Yamashita, « Prebreakdown light emission and current pulses in liquid nitrogen », *Japanese journal of applied physics*, vol. 37, n° 1R, p. 171, 1998
- [Yoshino1979] K. Yoshino, H. Fujii, R. Takahashi, Y. Inuishi, K. Hayashi and U. Kubo, « Electrical breakdown in cryogenic liquids », *Journal of Electrostatics*, vol. 7, pp. 103-112, 1979

Chapitre 5 : Claquage et pré-claquage dans l'azote en ébullition avec une électrode ruban

I Introduction

La génération de bulles de vapeur autour des rubans supraconducteur est la conséquence inévitable du chauffage de ces rubans lors de la limitation de courant dans un limiteur supraconducteur. L'ébullition et le pré-claquage étant en eux-mêmes des phénomènes complexes, l'interaction entre les deux peut difficilement être prédite, d'où l'importance d'études expérimentales sur ce sujet. Les conditions d'essai utilisées dans cette étude se basent sur les hypothèses de travail du projet européen FastGrid [FastGrid_URL], afin de refléter au plus près celles régnant dans un limiteur de courant.

Suite à l'analyse des contraintes sur le limiteur de courant présentée dans le chapitre 2, deux cas d'étude principaux seront présentés. Dans un premier temps, une onde de haute tension transitoire sera superposée à un chauffage transitoire, ce qui permettra d'étudier le pré-claquage et de mesurer les tensions de claquage dans une large gamme de tension, pression et température. Les phénomènes nouveaux à notre connaissance seront particulièrement mis en valeur. Dans un second temps, le pré-claquage et le claquage seront étudiés sous tension continue superposée à un chauffage transitoire. Des différences importantes seront mises en évidence entre le DC et la tension impulsionnelle dans l'azote liquide chauffé. Pour enrichir la compréhension, des mesures de claquage dans l'azote gazeux avec ou sans chauffage à différentes températures seront présentées et comparées aux données collectées précédemment.

Les Table 12 et Table 13 présentent un résumé des essais réalisés et qui seront présentés dans ce chapitre.

d	Polarité	T	77 K		293 K
		P	0,10 MPa		0,10 MPa
		Onde	DC	DC	DC
		Chauffage ?	Sans chauffage	Chauffage	Sans chauffage
5 mm	+		x	x	x
	-		x	x	x

Table 12 : Liste des essais réalisés dans l'azote gazeux chauffé et non chauffé

d	Pol.	T	77 K													65 K			
			0,10 MPa					0,15 MPa	0,20 MPa				0,25 MPa	0,30 MPa		0,40 MPa	0,10 MPa		0,20 MPa
			Onde	DC	SI	STI5	STI15	STI40	DC	DC	STI15	STI40	DC	STI15	STI40	STI40	SI	STI40	STI40
5 mm	+		x	x												x			
	-		x	x												x			
10 mm	+		x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	
	-		x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x		x	x	x	

Table 13 : Liste des conditions étudiées dans l'azote liquide chauffé.

STI5 = Onde STI, avec $\Delta t = 5$ ms. STI15 = Onde STI, avec $\Delta t = 15$ ms. STI40 = Onde STI, avec $\Delta t = 40$ ms.

Δt étant le retard entre le chauffage transitoire et l'application de l'impulsion HT (abordé en Figure 102).

II Caractéristiques de l'ébullition sous chauffage impulsif sans application de haute tension

La grande majorité des travaux de caractérisation de l'ébullition dans l'azote liquide (forme des bulles, transferts thermiques, ...) ont été effectués dans la littérature en régime de chauffage permanent. Un limiteur de courant supraconducteur génère en revanche un échauffement transitoire rapide des rubans supraconducteurs. Afin de reproduire fidèlement cet échauffement, un courant transitoire a été appliqué à l'électrode ruban, permettant de l'échauffer depuis la température du bain (généralement 77 K) jusqu'à 400 K en 40 ms. Plus de détails sur ce chauffage ont été présentés dans les sections V et VI-3 du chapitre 3.

Les images présentées dans cette section ont été acquises avec une caméra vidéo rapide avec une fenêtre de 500 x 200 pixels et une vitesse d'acquisition de 4 000 images par secondes.

II-1 Ebullition en fonction du temps

La Figure 99 présente une ébullition typique générée par le chauffage du ruban dans l'azote liquide à 77 K et 0.10 MPa.

Les premières millisecondes du chauffage se déroulent sans qu'aucune trace de vapeur ne soit visible. 3,5 ms après le début du chauffage, l'ébullition se manifeste sous la forme d'un « front » de bulles qui entoure soudainement toute l'électrode ruban, générant des oscillations mécaniques ainsi qu'un bruit audible. Ce décalage entre le début du chauffage et l'ébullition est dû au surchauffage de l'azote liquide, qui atteint transitoirement des températures supérieures à sa température d'ébullition à l'équilibre. Dans [Deev2004] [Duluc2006] des valeurs de surchauffage maximales comprises entre 32 et 33 K sont mentionnées, ce qui est cohérent avec les valeurs de températures relevées dans nos expériences sur le ruban à l'instant de l'ébullition : $77.3 \text{ K} + 33 \text{ K} \approx 110 \text{ K}$, à comparer à une température estimée du ruban d'environ 120 K lorsque les premières bulles sont visualisées. Au vu des très fortes puissances de chauffage imposées ici au ruban (environ 10^6 W/m^2), une transition directe d'un régime de convection naturelle vers une ébullition pelliculaire (donc sans ébullition nucléée) est vraisemblable [Sakurai1992].

La croissance des bulles s'effectue ensuite progressivement pendant et après la phase de chauffage. L'arrêt du chauffage ne provoque pas de changements immédiats de l'ébullition, vraisemblablement à cause de l'inertie thermique du ruban chauffé, et de la piètre qualité des transferts thermiques en régime d'ébullition pelliculaire. Une vitesse de propagation verticale des bulles sous l'effet de la poussée d'Archimède comprise entre 0.10 et 0.20 m/s est relevée, en accord avec de précédentes observations [Wang2008th]. A la fin du chauffage ($t = 40$ ms), les bulles les plus grandes se sont propagées sur environ 4 mm, tandis qu'après 100 ms l'espace inter-électrode est intégralement rempli de bulles.

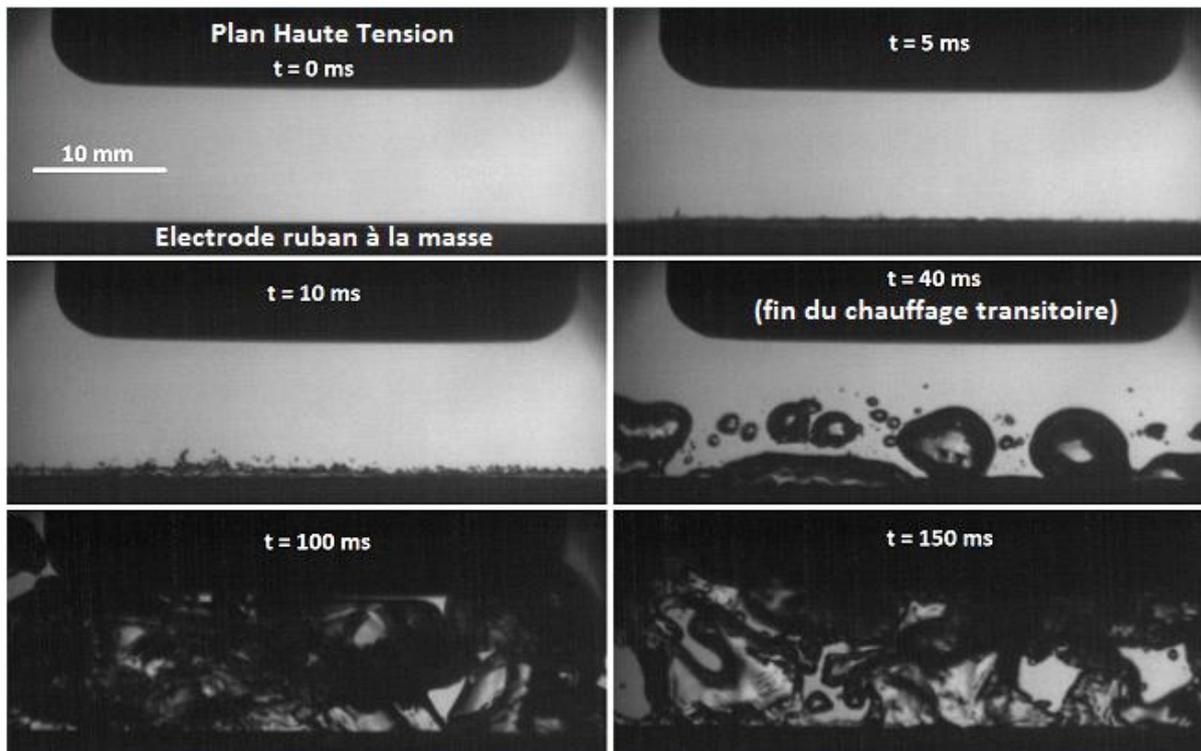


Figure 99 : Chronologie de l'ébullition générée par une électrode ruban chauffée transitoirement, sans haute tension appliquée. Bain d'azote liquide à $T = 77$ K et $P = 0.10$ MPa.

II-2 Ebullition en fonction de la pression et de la température

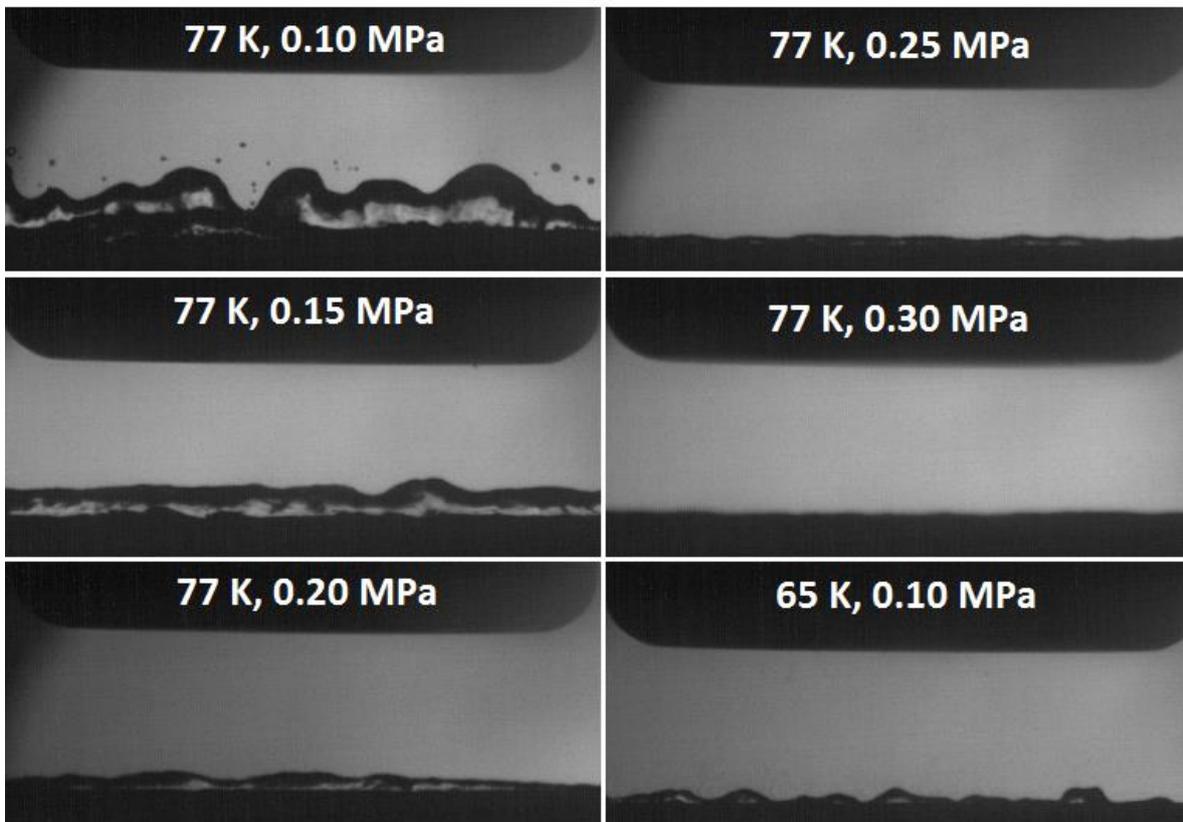


Figure 100 : Caractéristiques visuelles de l'ébullition à la fin du chauffage transitoire ($t = 40$ ms) sans haute tension, pour différentes pressions hydrostatiques P et différentes températures T .

Les conditions d'ébullition observées à la fin du chauffage transitoire ($t = 40$ ms) pour différentes pressions P et températures T sont représentées en Figure 100. La réduction du volume de vapeur est manifeste lorsque la pression est augmentée ou lorsque la température est diminuée. Plusieurs phénomènes physiques peuvent l'expliquer conjointement :

- La modification de l'énergie nécessaire pour vaporiser l'azote liquide avec P , T , et le niveau de sous-refroidissement [Jensen1980]. Cependant, l'enthalpie de vaporisation H_v de l'azote liquide ne varie que modérément loin du point critique de l'azote : moins de 15 % de variation entre 63,15 K / 0.123 MPa ($H_v = 216$ J/g) et 86 K / 2.5 MPa ($H_v = 187$ J/g). De plus, l'énergie nécessaire pour amener l'azote liquide à la température d'ébullition reste faible par rapport à l'enthalpie de vaporisation : à 0.10 MPa, il faut 26,06 J pour chauffer 1 g d'azote liquide de 65 K à 77.3 K, contre 199,26 J pour vaporiser 1 g d'azote à 77.3 K. On en déduit que ces considérations énergétiques jouent assez peu sur l'ébullition ;
- La variation du volume spécifique de l'azote gazeux avec la pression et la température : la loi des gaz parfaits est valable en première approximation pour l'azote gazeux dans la gamme de conditions expérimentales étudiées (moins de 5 % de déviation à pression atmosphérique entre 77 et 300 K [Jensen1980]). L'augmentation de la pression à température constante induit donc une variation inversement proportionnelle du volume de vapeur ;
- La disparition de la vapeur par condensation dans un bain d'azote liquide en sous-refroidissement : à mesure que les bulles de vapeur s'éloignent de l'électrode chauffante, l'influence de cette dernière se fait moins sentir, et l'environnement d'azote liquide en sous-refroidissement tend à condenser la vapeur des bulles. Cet effet, non observé en

conditions d'ébullition (par exemple à 77.3 K / 0.10 MPa), devient évident dès lors qu'un sous-refroidissement en pression ou en température est appliqué. La Figure 101 présente deux conditions expérimentales pour lesquelles la condensation est observée. Celle-ci est mise en évidence par la réduction de la taille des bulles à mesure de leur élévation dans le bain. On observe également des panaches de liquide chaud laissés derrière les bulles, rendus visibles par la variation d'indice optique du liquide avec la température (effet strioscopique).

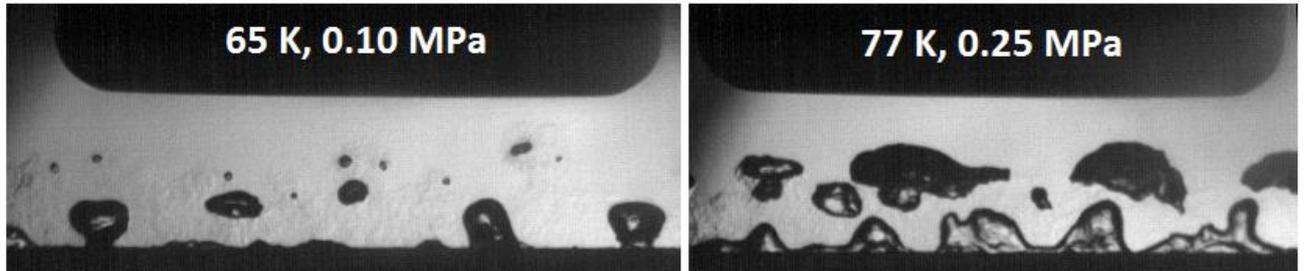


Figure 101 : Condensation des bulles d'azote dans un bain d'azote sous-refroidi, 100 ms après le début du chauffage transitoire. (a) Bain d'azote liquide à $T = 65 \text{ K}$, $P = 0.10 \text{ MPa}$. (b) Bain d'azote liquide à $T = 77 \text{ K}$, $P = 0.25 \text{ MPa}$.

La durée totale de l'ébullition induite par le chauffage transitoire (correspondant au temps jusqu'à la disparition complète des bulles) est généralement comprise entre 1 et 2 secondes. Cette durée est variable en fonction de la pression et de la température [Maeda2019], mais est dans tous les cas très supérieure à la durée de chauffage, qui est de 40 ms. La dynamique de refroidissement et de condensation étant très longue par rapport à la durée des phénomènes pré-disruptifs étudiés, on ne considèrera pas ce refroidissement dans les analyses qui suivront.

III Pré-claquage et claquage en onde de choc STI

III-1 Principe des essais

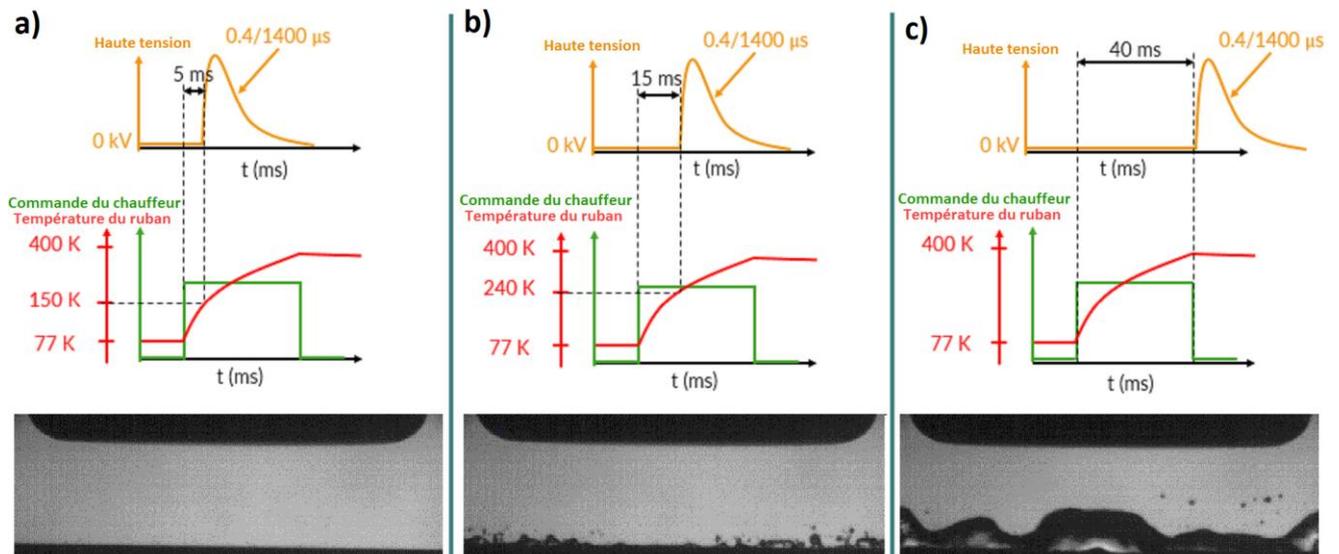


Figure 102 : Protocole d'essai réalisé en choc 0.4 / 1400 μs dans l'azote liquide chauffé transitoirement, et images typiques de l'ébullition juste avant le déclenchement de l'onde HT. (a) Avec un retard $\Delta t = 5 \text{ ms}$ (un fin film de bulles est présent autour du ruban). (b) Avec un retard $\Delta t = 15 \text{ ms}$. (c) Avec un retard $\Delta t = 40 \text{ ms}$.

Le protocole d'essai est représenté schématiquement en Figure 102. Le chauffage impulsionnel fait passer la température du ruban de 77 K à 400 K en 40 ms. Un choc impulsionnel HT est ensuite appliqué

sur l'électrode plane après un délai Δt réglable ($\Delta t = 5, 15$ ou 40 ms après le début du chauffage). Pour chaque condition expérimentale, les essais sont répétés 20 fois, et le nombre de claquage obtenus est compté. Le retard au claquage t_c défini comme l'intervalle de temps entre le début de l'application de la tension HT et la chute de la tension due au claquage, est relevé systématiquement. La lumière émise lors du pré-claquage est recueillie à la fois par une caméra à intensificateur et par le Photomultiplicateur (PM).

III-2 Mécanismes précédant le claquage

Basé sur les images obtenues au moyen de la caméra à intensificateur, un mécanisme de claquage en trois étapes est observé.

III-2.1 Décharges partielles dans la vapeur d'azote

Des décharges partielles (DP) dans la phase gazeuse entourant le ruban chauffé sont observées dès les premières centaines de nanosecondes après l'application du choc HT, à la fois avec le PM et avec la caméra à intensificateur. Des images typiques de ces décharges dans les deux polarités d'électrode ruban sont présentées en Figure 103. Ces observations rappellent celles de [Tachibana2011], où des bulles de gaz sont artificiellement insérées dans l'eau et soumises à un choc de tension. Les décharges dans l'azote de [Tachibana2011] présentent des profils filamentaires très similaires à ceux observés en Figure 103. A l'inverse, les décharges semblent ici se produire majoritairement dans le volume de vapeur, une caractéristique observée lorsque la permittivité du liquide est voisine de celle du gaz [Babaeva2009].

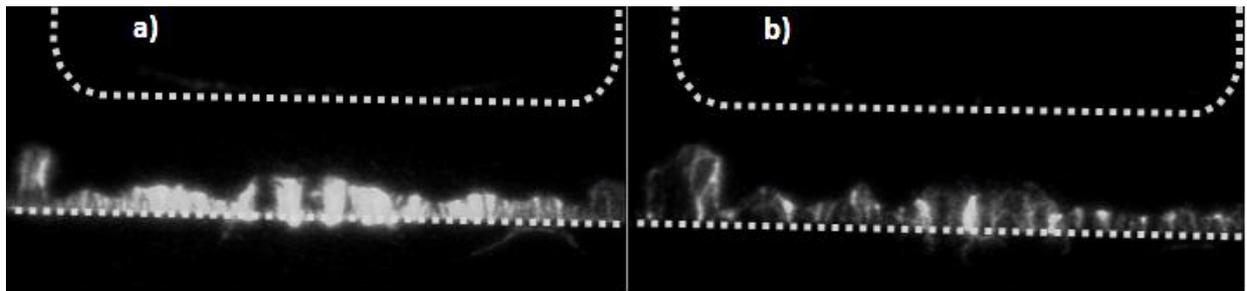


Figure 103 : Images de décharges filamenteuses dans la vapeur entourant l'électrode ruban chauffée. Azote liquide à $T = 77$ K, $P = 0.10$ MPa, $d = 10$ mm, délai $\Delta t = 40$ ms entre le début du chauffage et l'onde HT STI ($0.4 / 1400$ μ s), obturateur ouvert entre 400 ns et 10 μ s après le début du choc HT. (a) Décharges négatives, $V_a = 93$ kV sur l'électrode plane. (b) Décharges positives, $V_a = -101$ kV

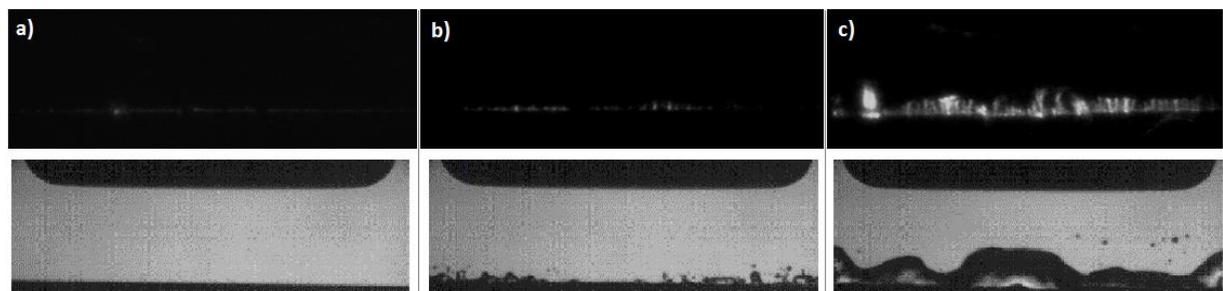


Figure 104 : Décharges non disruptives dans le film d'azote gazeux, et images de l'ébullition avec différents retards. (a) $\Delta t = 5$ ms. (b) $\Delta t = 15$ ms. (c) $\Delta t = 40$ ms.

La Figure 104 présentent des décharges avec différents délais Δt entre chauffage et choc de tension, et donc avec différents profils de bulles au moment du choc de tension. Avec des bulles occupant au maximum 5 mm sur les 10 mm de l'espace inter-électrode à $\Delta t = 40$ ms, les DP prennent la forme de nombreux filaments partant des arêtes du ruban et s'arrêtant à l'interface gaz/liquide. Plus rarement,

des filaments partant des faces du ruban sont observés. Avec des bulles de plus petits diamètres, la forme des décharges devient difficilement observable. L'émission lumineuse est inhomogène, avec une alternance irrégulière de zones sombres et claires.

Ces premières DP apparaissant dans le gaz ont été observées dans toutes les conditions expérimentales étudiées (délai $\Delta t = 5, 15$ ou 40 ms – voir Figure 104, tensions V_a comprises entre 60 et 160 kV, pression P entre 0.10 et 0.40 MPa, température T de 77 ou 65 K, distance $d = 10$ mm, polarité de ruban positive ou négative). La quantification précise des tensions d'apparition des DP dans le gaz avec le PM n'a pas pu être réalisée en raison des fortes perturbations électromagnétiques dues au générateur de Marx pendant la première microseconde. Un générateur d'impulsion fonctionnant à des tensions inférieures à 20 kV serait aussi nécessaire.

Des déformations des bulles sont observées après un délai de l'ordre de la centaine de microsecondes après le début de l'impulsion, comme illustré en Figure 105. La surface des bulles présente alors de nombreuses petites excroissances filamenteuses, en particulier aux interfaces gaz/liquide les plus proches du plan haute tension. La comparaison visuelle des déformations de la surface des bulles dans les deux polarités n'a pas permis de mettre en évidence des différences significatives liées à la polarité. De telles déformations, menant parfois à l'expulsion (ou la génération) de bulles dans le liquide au-dessus de la décharge, ont été relevées dans [Tachibana2011].

Ces excroissances sont comparables à celles observées lors de la propagation des streamers lents de « 1^{er} mode ». Il a en effet été observé que des DP successives dans le gaz génèrent de nouvelles bulles de faible taille en avant de l'interface gaz/liquide, probablement au point d'impact entre la DP et l'interface [Kattan1989]. Ce phénomène est à la base du développement des streamers lents. Il est également possible que les forces de Coulomb s'exerçant à l'interface, résultant d'une forte accumulation locale de charges due aux DP, contribuent également au développement d'instabilités électro-hydro-dynamiques (EHD) générant des canaux de formes filamenteuses [Watson1991] [Watson1998].

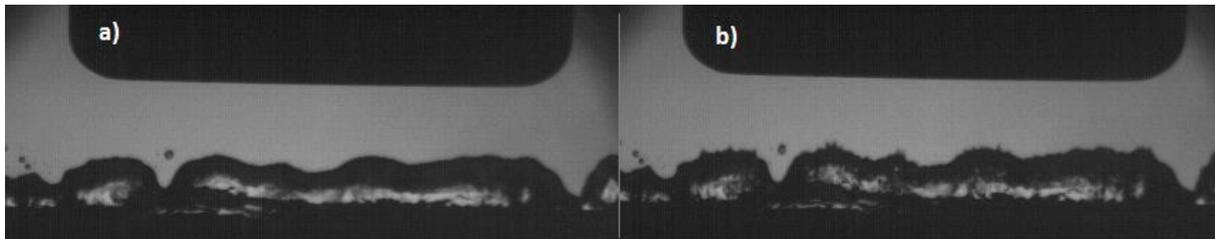


Figure 105 : Déformation des bulles suite à l'application de l'onde HT ($SI, V_a = 91$ kV sur l'électrode ruban), ne menant pas au claquage. $T = 77$ K, $P = 0.10$ MPa, $d = 10$ mm, $\Delta t = 40$ ms. (a) Image avant l'application du choc HT. (b) Image suivante ($250 \mu s$ plus tard), choc HT en cours d'application.

Avec des tensions modérées ($V_a < 50$ kV), les DP dans le gaz ne sont suivies d'aucun phénomène pré-disruptif significatif dans le liquide. L'interface liquide-gaz « bloque » la propagation des décharges, à l'instar d'une barrière diélectrique solide dans une isolation gazeuse [Kogelschatz2003]. Les champs de claquage de l'azote liquide sont en effet considérablement plus élevés que ceux de la vapeur (quelques kV/mm). A plus haute tension ($V_a > 50$ kV), des streamers initiés dans l'azote liquide depuis l'interface gaz/liquide peuvent parfois faire suite aux DP dans le gaz.

III-2.2 Génération de streamer dans l'azote liquide

Après un délai variable, des streamers partant de la surface des bulles peuvent être observés dans la phase liquide. Ces streamers apparaissent sur certaines images comme le « prolongement » d'un canal de DP dans le gaz (Figure 106b, c). D'autres images ne montrent pas la présence de la DP dans le gaz

immédiatement sous la décharge. Il n'est donc pas possible de savoir si la présence d'une DP dans le gaz constitue une condition indispensable à son « prolongement » sous forme d'un streamer dans la phase liquide.

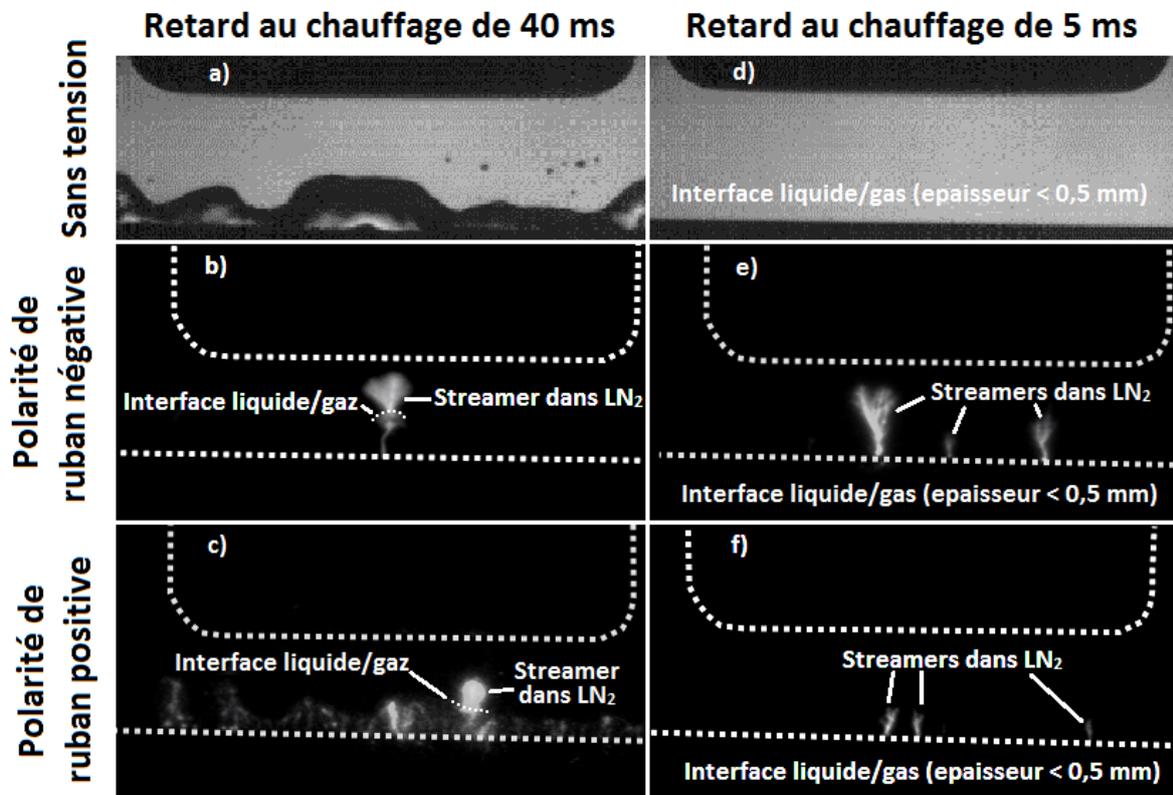


Figure 106 : Images intensifiées de streamers, dans l'azote liquide $T = 77 \text{ K}$, $P = 0.10 \text{ MPa}$, $d = 10 \text{ mm}$.

a, b, c : bulles de gros diamètre ($\Delta t = 40 \text{ ms}$). *a* : hors tension, *b* : en polarité négative ($V_a = +126 \text{ kV}$), *c* : polarité positive ($V_a = -135 \text{ kV}$).

d, e, f : bulles de petit diamètre $< 0,5 \text{ mm}$ ($\Delta t = 5 \text{ ms}$). *a* : hors tension, *b* : en polarité négative ($V_a = +76 \text{ kV}$), *c* : polarité positive ($V_a = -71 \text{ kV}$).

En première approximation, on supposera que les bulles de gaz sont « conductrices », car ionisées par les DP. Les charges accumulées à la surface des bulles reportent alors la différence de potentiel appliquée entre la surface des bulles et l'électrode plane, c'est-à-dire sur la phase liquide uniquement. La surface des bulles agit alors comme une « électrode virtuelle » qui écrante le ruban et ses arêtes.

La génération de streamers dans l'azote liquide pourrait donc être déterminée par le champ électrique au voisinage des bulles, qui dépend de la tension appliquée V_a , de la distance bulle-plan, de la géométrie des bulles (des bulles avec des rayons de courbure faibles augmentant le champ par effet de pointe). Cette approche sera développée au paragraphe III-3.1.

III-2.3 Propagation de streamer dans l'azote liquide

La propagation des streamers dans la phase liquide jusqu'à l'électrode opposée est la dernière étape menant au claquage. Les caractéristiques de la propagation (vitesse, géométrie, ...) sont comparables à celle observée dans des conditions expérimentales plus classique (par exemple géométrie pointe-plan), et dans nos essais (voir le chapitre 4, section II). Ses propriétés dépendent essentiellement de la pression hydrostatique, de la polarité du streamer, et peut-être de la température (paramètre non encore étudié dans la littérature).

En polarité négative, des streamers lents en forme de « buissons » très similaires à ceux observés dans l'azote liquide non chauffé sont observés. Les vitesses de propagation estimées à partir des enregistrements PM et de la caméra à intensificateur sont de l'ordre de 100 m/s, similaires à celles des streamers négatifs dans l'azote liquide non chauffé.

En polarité positive, des signaux lumineux très intenses et très brefs (de l'ordre de la centaine de nanosecondes) sont observés juste avant le claquage, ce qui correspond aux streamers filamenteux déjà mis en évidence dans la littérature, ainsi que dans les précédents essais sans chauffage (section II du chapitre 4). Néanmoins, des streamers positifs « buissons » de 1^{er} mode initiés depuis la surface des bulles sont également observés à basse tension entre $V_a = 60$ et 80 kV, comme cela peut être vu en Figure 107. La vitesse moyenne de propagation est d'environ $v_s = 100$ m/s (4 mm sur 40 μ s), et les signaux obtenus au PM sont constitués d'une multitude de pics très brefs d'intensité variable, ce qui a déjà été observé dans [Frayssines2002th]. Il est remarquable de constater que ces streamers positifs de 1^{er} mode n'ont jamais été observés à des tensions aussi élevées en géométrie pointe-plan (ils sont rapidement remplacés par des streamers filamenteux pour $V_a > 30$ kV), ni en géométrie ruban-plan (seuls des streamers filamenteux rapides ont été observés, voir chapitre 4, section II-1). Ceci est certainement lié aux conditions très particulières d'apparition de ces streamers (génération à partir d'une bulle ionisée).

Une autre observation peut être déduite de la Figure 107, c) et d). Durant le temps d'ouverture de la caméra à intensificateur (40 μ s) le streamer a parcouru environ 4 mm sur les 10 mm constituant l'espace inter-électrode. Les 6 mm restant sont parcourus durant les 3 μ s restant avant le claquage, ce qui implique une forte accélération du streamer durant cette période. De plus, de forts pics de lumière sont observés dans ce même intervalle de temps. Ces deux observations indiquent qu'un changement de mode du streamer (de 'buisson' à 'filamenteux') est très vraisemblable.

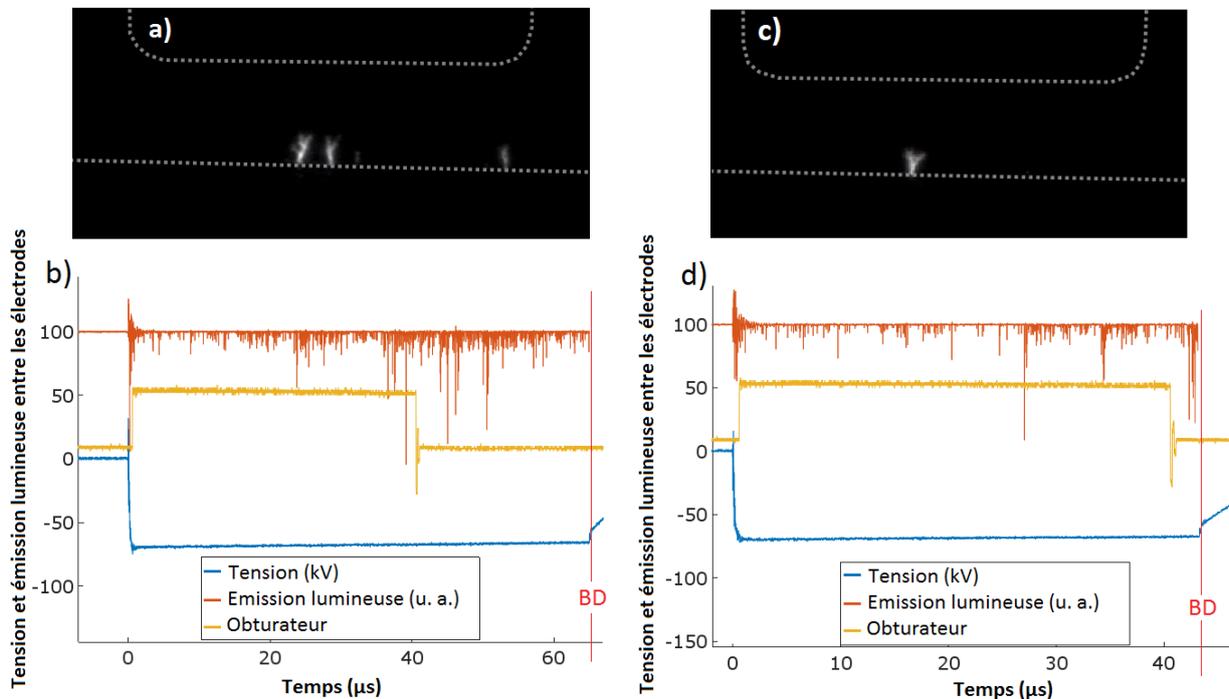


Figure 107 : Streamers positifs de 1^{er} mode «en buisson» dans l'azote chauffé. $T = 77$ K, $P = 0.10$ MPa, $\Delta t = 5$ ms, $d = 10$ mm, polarité positive ($V_0 = -71$ kV). (a, c) Images prises durant la propagation avec la caméra à intensificateur. (b, d) Oscillogrammes correspondants.

III-3 Phénomène de pré-claquage et de claquage

La Figure 108 présente les résultats expérimentaux détaillés pour un cas particulier de conditions expérimentales ($P = 0.10$ MPa, $T = 77$ K, $d = 10$ mm, $\Delta t = 40$ ms). Malgré la quantité de vapeur importante présente dans l'espace inter-électrode, aucun claquage n'est observé avant 80 kV dans les deux polarités. Il est nécessaire d'appliquer le double de tension (160 kV) afin d'observer des claquages avec une fréquence de 100 %, et la définition d'une « tension de claquage » unique a peu de sens. Les retards au claquage varient eux aussi dans une grande plage de valeurs (d'environ 10 μ s à plusieurs centaines de μ s). Pour comparaison, les claquages mesurés sans chauffage, toutes conditions expérimentales égales par ailleurs, ne sont que légèrement supérieures à celles observées ici avec chauffage : entre 110 et 140 kV sans chauffage en polarité négative, entre 140 et 175 kV sans chauffage en polarité positive (Figure 77).

Les distributions de Weibull déterminées à partir des fréquences de claquage mesurées se sont révélées en bonne adéquation avec les fréquences de claquage des essais présentés ci-dessus. En raison du grand nombre de tirs réalisés, et par souci de lisibilité, seules ces distributions de probabilité seront présentées dans les figures suivantes.

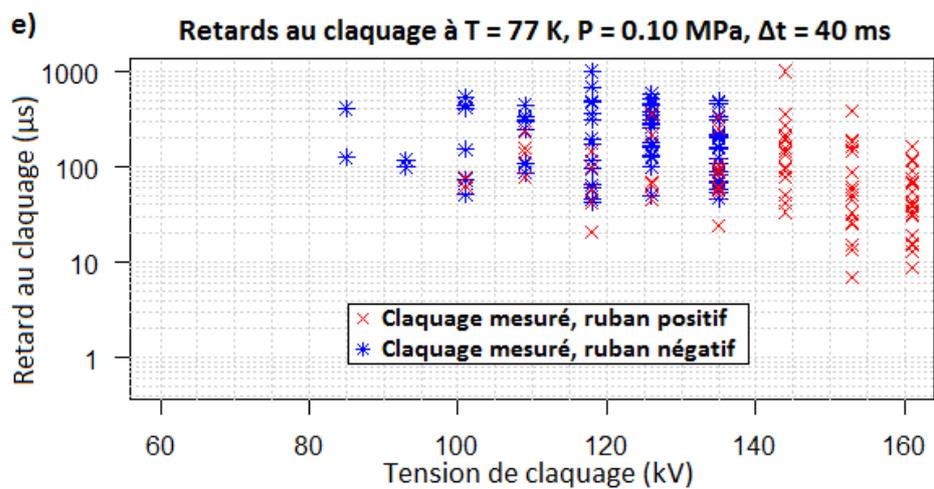
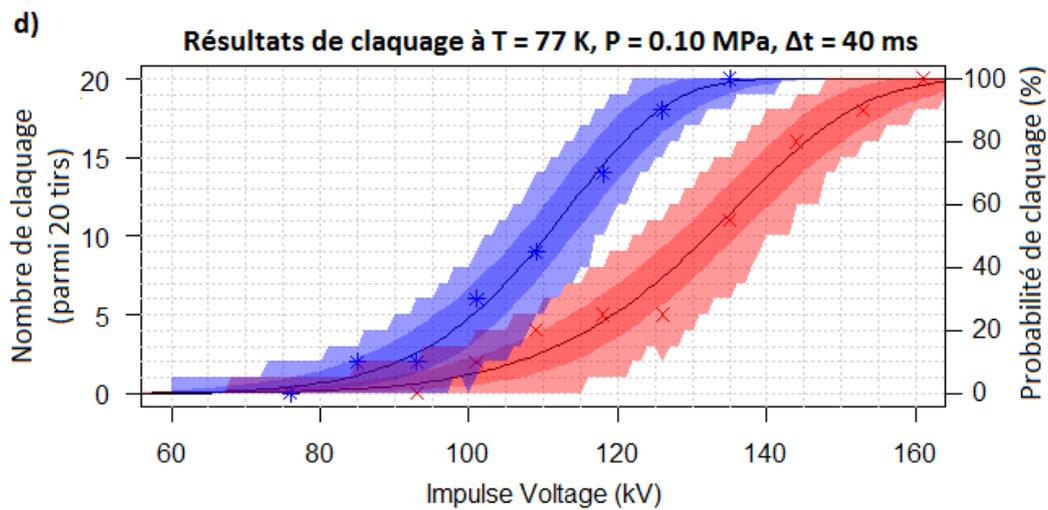
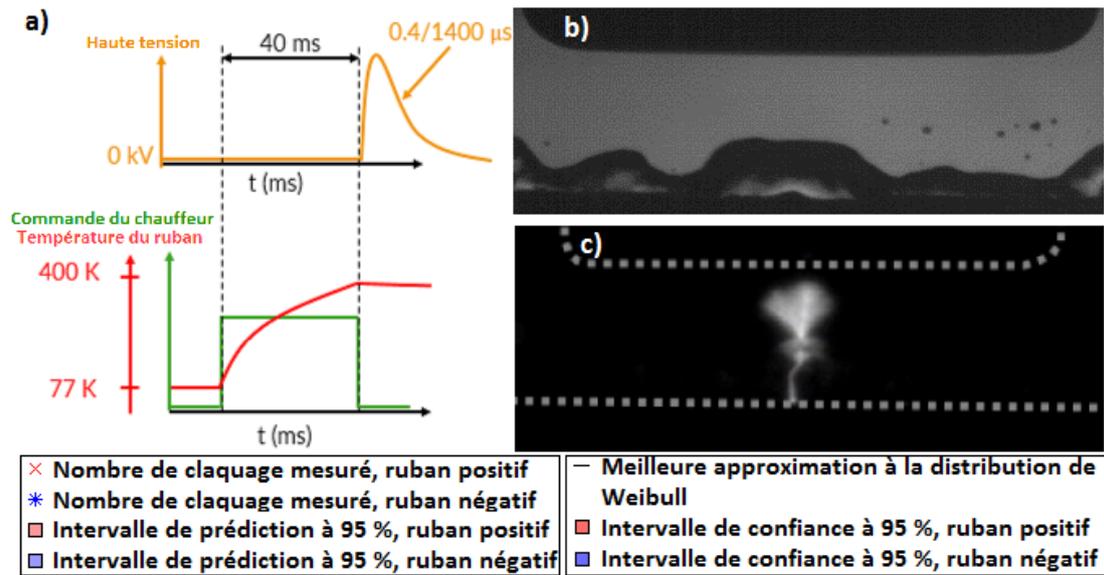


Figure 108 : Présentation des essais à T = 77 K, P = 0.10 MPa, d = 10 mm, Δt = 40 ms. (a) Illustration du protocole expérimental. (b) Visualisation des électrodes et de l'ébullition juste avant l'application de l'onde. (c) Streamer négatif se propageant vers le plan HT (126 kV appliqué sur le plan). (d) Nombre de claquage et probabilité de claquage. (e) Retards au claquage.

III-3.1 Influence du délai Δt entre chauffage transitoire et onde HT

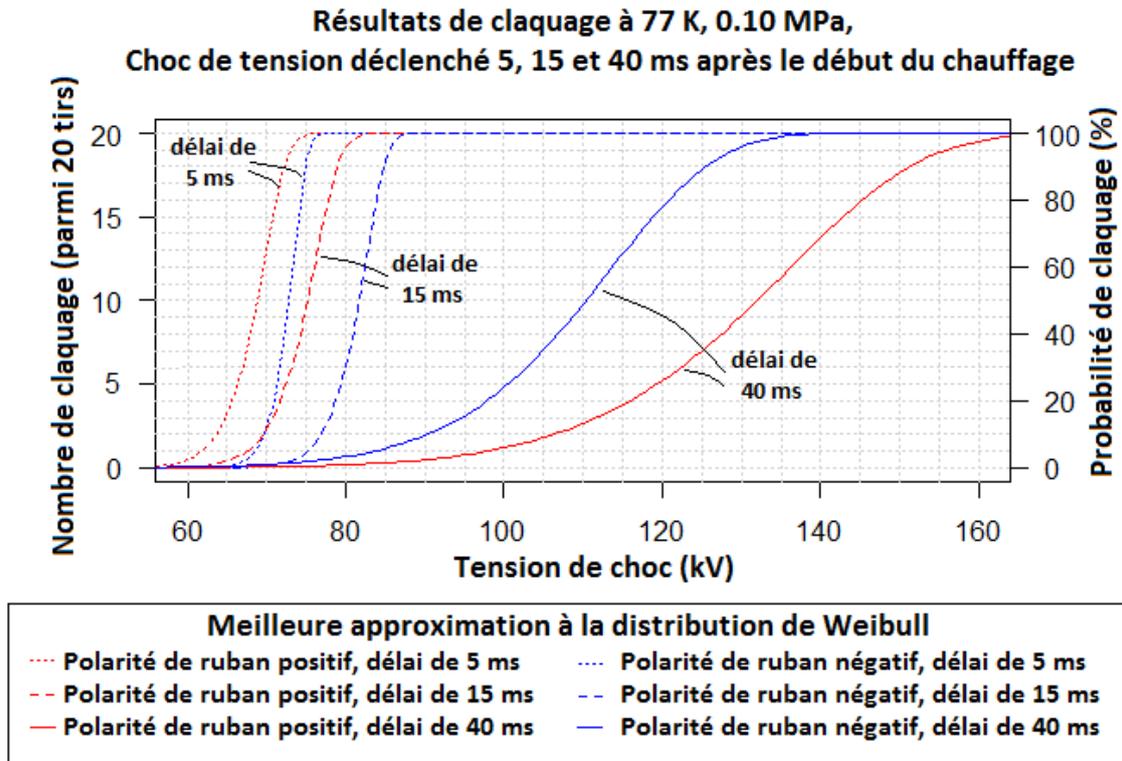


Figure 109 : Influence du retard Δt entre chauffage transitoire et onde STI, $T = 77$ K, $\Delta t = 5, 15$ ms et 40 ms, $P = 0.10$ MPa, $d = 10$ mm.

La Figure 109 présente les probabilités de claquage déduites des mesures effectuées en faisant varier le délai Δt . Des retards $\Delta t = 5, 15$ et 40 ms sont utilisés, ce qui correspond respectivement à des températures de l'électrode ruban évaluées à 150 K, 240 K et 400 K à l'instant du déclenchement de l'onde HT. On constate que plus le retard Δt est faible, plus la tension de claquage est faible.

Ce résultat est particulièrement contre-intuitif : un retard Δt plus long implique une taille de bulles nettement plus importante (voir Figure 102), et également une température du gaz plus élevée à proximité du ruban, et donc une densité réduite. Comme l'azote gazeux possède une tension de claquage bien inférieure à l'azote liquide, on s'attendrait à des tensions de claquage qui diminuent lorsque la proportion de gaz augmente. Or l'effet inverse est observé.

Pour rendre compte qualitativement de ces résultats, nous proposons l'explication suivante. Avec les tensions appliquées ($V_a > 50$ kV), des DP dans le gaz sont présentes systématiquement, sans nécessairement mener au claquage. La tenue diélectrique du gaz n'est donc pas ici le critère déterminant le claquage. En revanche, les charges déposées à la surface des bulles par les DP génèrent un champ élevé dans le liquide. Des bulles plus petites génèrent un champ électrique plus important par effet de pointe, et ainsi l'apparition de streamer devrait être favorisée. Cette hypothèse est cohérente avec l'observation de streamers et de claquage à plus basse tension avec un court délai Δt . Pour $\Delta t = 5$ ms les bulles sont difficilement observables (rayon $< 0,5$ mm), d'environ 1 mm pour $\Delta t = 15$ ms, et d'environ 4 mm pour $\Delta t = 40$ ms (voir Figure 104). Une illustration de cette explication est proposée en Figure 110.

Ce phénomène est comparable à celui déjà observé dans les hydrocarbures avec une pointe très fine [Gournay1993] : lorsqu'un streamer de « 1^{er} mode » (constitué d'une cavité ionisée) est déjà présent (ce qui se produit lorsque le temps de montée de l'impulsion de tension est allongé), la transition vers

un streamer filamentaire de 2nd mode se produit à une tension d'autant plus élevée que la taille du streamer de 1^{er} mode (son rayon) est importante.

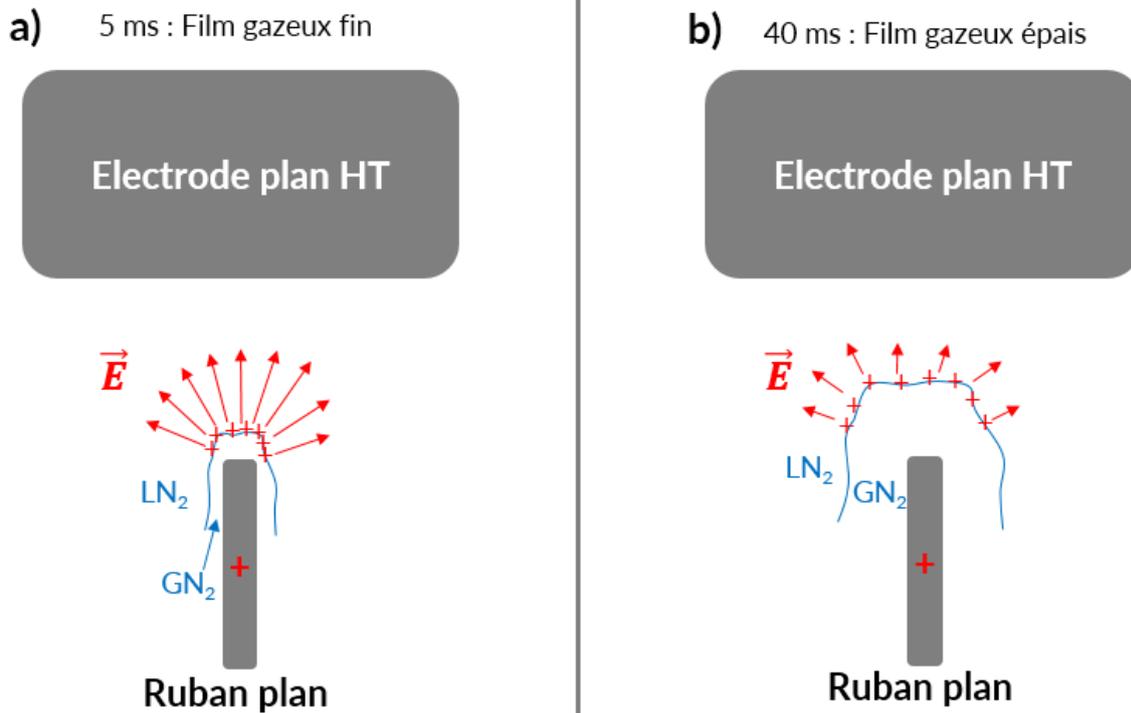


Figure 110 : Illustration du champ généré par les charges électriques en surface des bulles dans le liquide (a) Fort renforcement de champ dans le cas d'un film de gaz de faible épaisseur ($\Delta t = 5 \text{ ms}$) (b) Renforcement de champ modéré dans le cas d'un film de gaz de forte épaisseur ($\Delta t = 40 \text{ ms}$)

Afin de quantifier le champ électrique dans le liquide devant les bulles, des simulations ont été réalisées via un logiciel d'éléments finis. La Figure 111 présente les deux modèles de simulations utilisés. Pour des faibles épaisseurs e_g de film gazeux (e_g de 5 à 100 μm), on supposera que le gaz forme une pellicule de gaz d'épaisseur constante autour du ruban. Pour de plus grandes épaisseurs de film gazeux (e_g de 100 μm à 8 mm), on supposera que la bulle forme un demi-cercle face au plan HT. En raison de la présence de DP dans le gaz, on supposera que toute la tension appliquée V_a est reportée sur la phase liquide (champ dans le gaz négligé). La surface des bulles est donc portée au potentiel de la masse dans cette simulation.

Le champ maximal E_m dans la phase liquide est présenté en Figure 112. Pour des faibles épaisseurs e_g de film gazeux, E_m est logiquement très intense dans le liquide. Avec $e_g = 5 \mu\text{m}$ et $V_a = 100 \text{ kV}$, on trouve $E_m = 2 \text{ MV/cm}$, soit une valeur proche du champ de génération par une électrode métallique de rayon comparable. E_m décroît progressivement lorsque e_g augmente. Pour $e_g = 100 \mu\text{m}$, les deux modèles ne sont pas parfaitement en accord du fait de la géométrie du film gazeux différente, mais la continuité entre les résultats est cohérente. E_m est minimum pour $e_g = 3 \text{ mm}$. Lorsque l'épaisseur du film devient significative par rapport à la distance inter-électrode d , la réduction de la distance bulle-plan tend à faire augmenter le champ moyen (U/d) dans le liquide ainsi que le champ maximal E_m . Ainsi, E_m augmente de nouveau pour des épaisseurs de film supérieures à 3 mm.

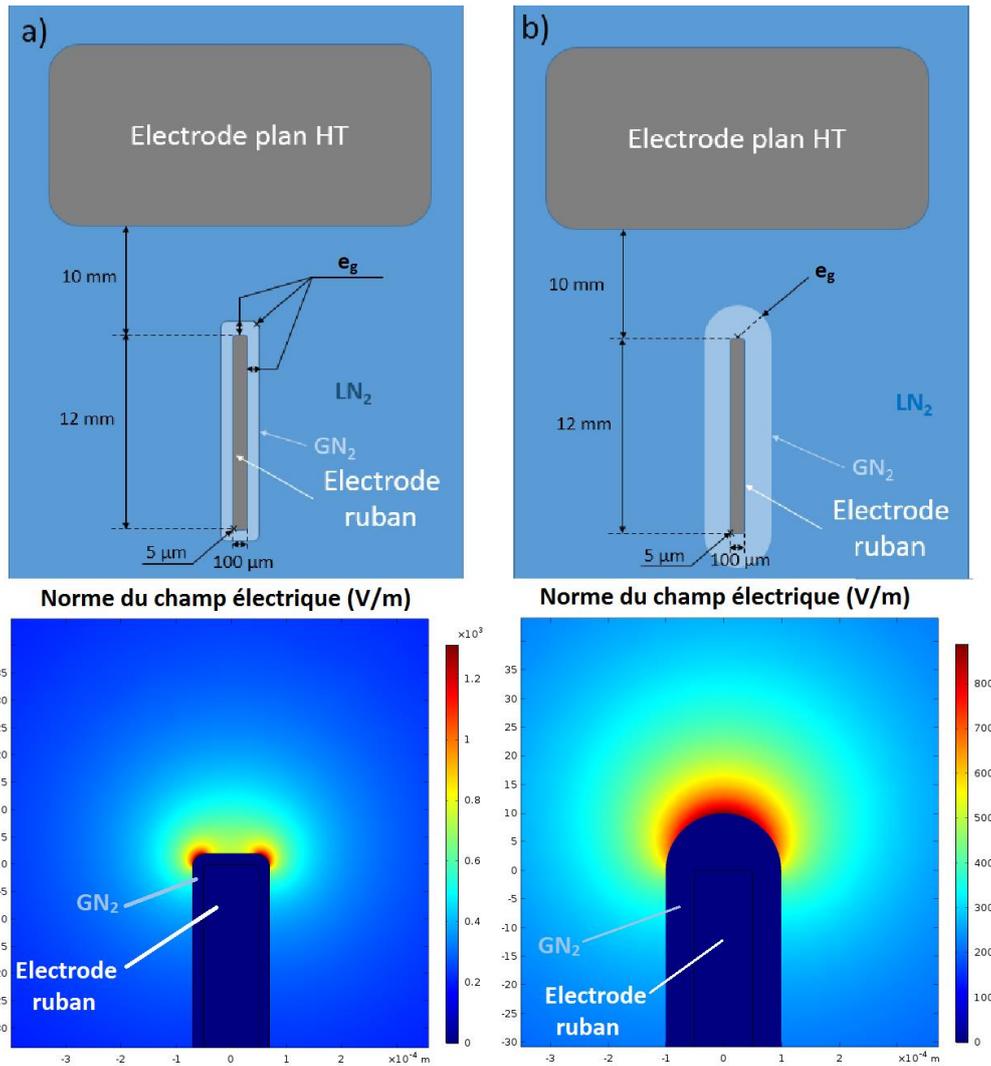


Figure 111 : Modèles 2D utilisés pour la simulation de champ dans l'azote liquide au voisinage d'une bulle chargée. Vue générale (haut) et résultat de simulation (bas). (a) Modèle pour une épaisseur $\leq 100 \mu\text{m}$: film de gaz rectangulaire avec congés. (b) Modèle pour une épaisseur $\geq 100 \mu\text{m}$: film de gaz oblong.

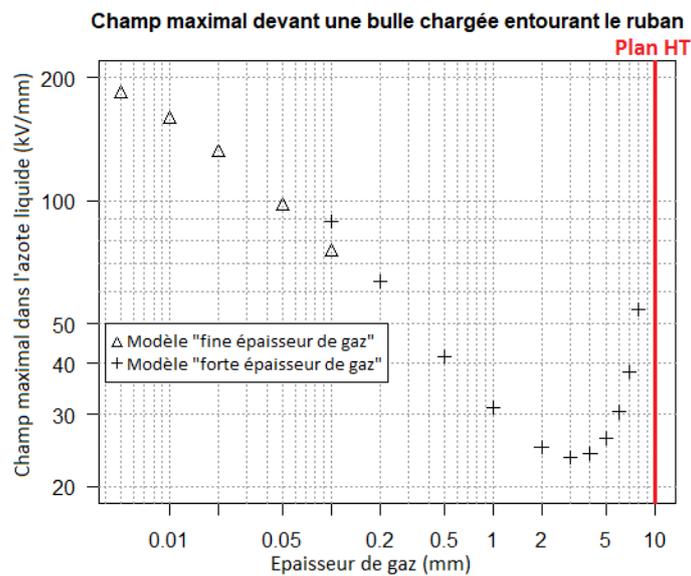


Figure 112 : Champ maximal E_m dans l'azote liquide au voisinage d'une bulle chargée, simulé avec deux modèles de film gazeux (voir Figure 111), pour une tension appliquée $V_a = 100 \text{ kV}$.

Dans tous les cas, les tensions de claquage en onde STI avec chauffage sont inférieures aux tensions de claquage sans chauffage. Sans chauffage, le claquage est déterminé par la génération des streamers. Dans le liquide seul, l'étape initiale de génération de streamers est constituée par l'apparition d'une microbulle ionisée (diamètre de quelques μm), ce qui nécessite un champ local très fort (plusieurs MV/cm), et par conséquent des tensions appliquées élevées. Le streamer se développe ensuite à partir de cette cavité ionisée. En polarité négative, seul le 1^{er} mode lent existe. En polarité positive, le streamer peut se propager sous différentes formes (lents « en buisson » ou rapide « filamentaire ») suivant la tension. Sans chauffage, la tension de génération étant élevée, seuls des streamers de type filamentaire sont observés.

En présence de chauffage impulsif précédant immédiatement l'impulsion de tension ($\Delta t \leq 5 \text{ ms}$) l'étape initiale de génération d'une microbulle est « forcée » par l'ébullition du liquide, et le claquage devient contrôlé par la propagation. En polarité positive, ce « forçage » de la génération conduit à de faibles tensions de claquage (64 kV pour une probabilité de 10 %, au lieu de 160 kV sans chauffage), et les streamers peuvent être de type lent (vitesse $v_s < 1 \text{ km/s}$). Comme noté plus haut, et de manière cohérente avec les observations réalisées dans des hydrocarbures [Gournay1993] le seuil de tension pour lequel les streamers positifs deviennent filamenteux rapides est plus élevé quand ceux-ci sont issus d'une cavité ionisée : en géométrie pointe-plan pour $d = 1 \text{ cm}$ il est de l'ordre de 30 kV [Frayssines2002th], alors que des streamers lents sont observés jusqu'à $V_a = 80 \text{ kV}$ en présence de chauffage.

Le procédé de chauffage impulsif d'une électrode de forme acérée pour étudier les phénomènes pré-disruptifs a été utilisé pour la première fois dans notre étude. En plus de l'application à l'étude de l'isolation d'un SCFCL, il pourrait également être utilisé à l'avenir pour mieux comprendre et caractériser les mécanismes de génération de streamers dans divers liquides, ces mécanismes n'étant pas parfaitement compris, particulièrement en polarité positive [Lesaint2018].

Comme montré précédemment, la température et la pression constituent deux paramètres susceptibles de fortement influencer l'ébullition impulsif.

III-3.2 Influence de la pression

La Figure 113 présente les résultats de mesures réalisées à $T = 77 \text{ K}$ avec $P = 0,10, 0,20, \text{ et } 0,30 \text{ MPa}$ avec un délai fixe $\Delta t = 15 \text{ ms}$. En polarité négative, les tensions de claquage augmentent drastiquement avec la pression hydrostatique. Cette augmentation est due à la limitation de la propagation des streamers lents par la pression, comme l'atteste l'observation de très nombreux streamers non disruptifs dans ces conditions. En polarité positive, la très faible augmentation des tensions de claquage est peu significative. Les streamers positifs filamenteux sont en effet peu sensibles à la pression.

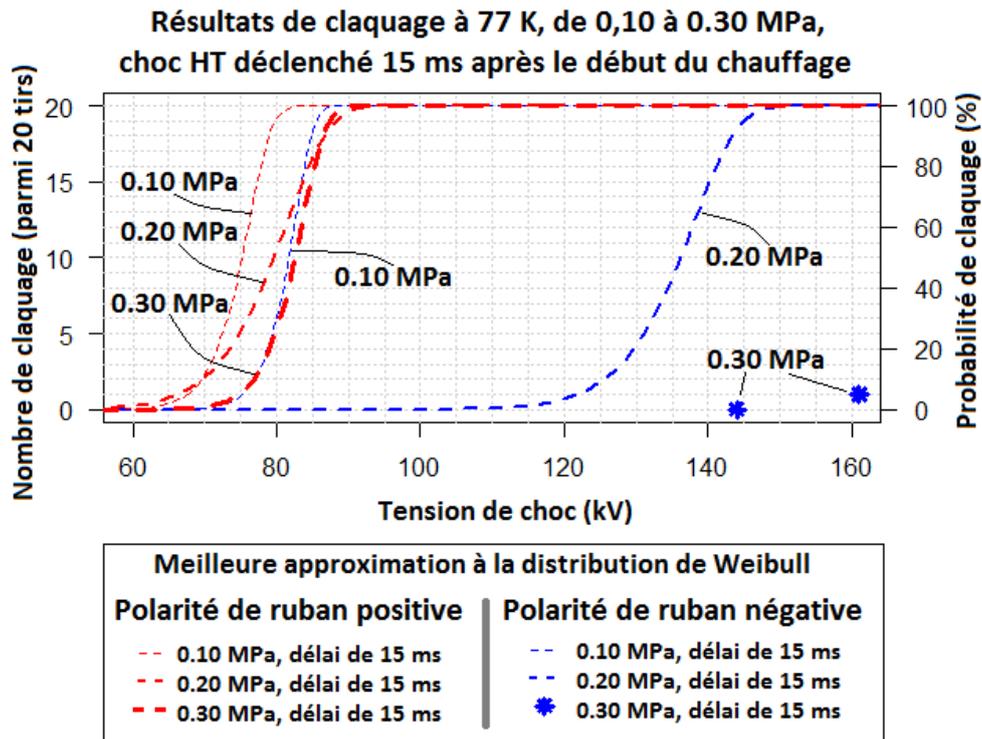


Figure 113 : Influence de la pression sur les tensions de claquage en onde STI, $T = 77\text{ K}$, $d = 10\text{ mm}$, $\Delta t = 15\text{ ms}$, P variant de 0,10 à 0,30 MPa.

La Figure 114 présente le même type d'essais avec un retard $\Delta t = 40\text{ ms}$. Dans ces conditions, la taille maximale des bulles générées par le chauffage diminue fortement (Figure 100), depuis environ 4 mm à $P = 0,10\text{ MPa}$, jusqu'à moins de 0,5 mm à $P = 0,40\text{ MPa}$. De la même manière qu'avec $\Delta t = 15\text{ ms}$, les tensions de claquage en polarité négative augmentent rapidement avec la pression, au point qu'aucun claquage n'a été observé à $P = 0,30\text{ MPa}$ après 20 chocs à $V_a = 161\text{ kV}$. Là aussi, la limitation de la propagation est le mécanisme expliquant cette augmentation, la visualisation attestant de nombreux streamers négatifs non-disruptifs.

Les tensions de claquage en polarité de ruban positive varient de manière plus complexe. Les tensions de claquage augmentent entre $P = 0,10\text{ MPa}$ et $0,20\text{ MPa}$, puis rediminuent entre $P = 0,20\text{ MPa}$ et $0,40\text{ MPa}$. Au final, les distributions de probabilité de claquage à $0,10\text{ MPa}$ et $0,40\text{ MPa}$ sont quasiment confondues. Cependant, l'analyse des retards au claquage t_c , présentés en Figure 115, met en lumière des différences importantes entre $0,10$ et $0,40\text{ MPa}$. Malgré une dispersion importante, la médiane des retards au claquage t_c diminuent fortement (d'un facteur 10 environ) entre $0,10\text{ MPa}$ et $0,40\text{ MPa}$ à tension identique. La transition semble s'effectuer entre $0,20\text{ MPa}$ et $0,30\text{ MPa}$, avec des temps de retard bien plus faibles à $0,30\text{ MPa}$ qu'à $0,20\text{ MPa}$. Deux interprétations complémentaires sont proposées pour expliquer ce phénomène :

- La diminution des retards t_c indiquent une modification du type de streamer menant au claquage. A $0,10\text{ MPa}$, la Figure 116a présente un signal lumineux caractéristique d'un streamer lent de 1^{er} mode sur les 12 dernières microsecondes (voir la Figure 72 du chapitre 4 pour comparaison). Ce genre de signaux n'a pas été observé à $0,40\text{ MPa}$, où le signal lumineux, constitué d'une seule impulsion lumineuse d'environ 100 ns est caractéristique d'un streamer filamenteux (voir Figure 73 du chapitre 4 pour comparaison). Les retards t_c de l'ordre de 100 μs indiquent la présence de streamers lents ($v \approx 100\text{ m/s}$), et ceux inférieurs à 10 μs correspondent à des streamers filamenteux ($v > 1\text{ km/s}$). En inhibant la propagation des

streamers lents, la pression induit une augmentation de la tension de claquage, nécessaire pour initier des streamers filamenteux rapides pouvant mener au claquage (ceux-ci sont beaucoup moins sensibles à la pression);

- En diminuant le volume des bulles générées par le chauffage, l'augmentation de la pression tend à réduire (par effet de pointe) le retard statistique à la génération des streamers, et joue en faveur d'une diminution des tensions d'apparition de streamer (voir le paragraphe précédent (III-3.1), en particulier la Figure 110, Figure 111 et Figure 112).

Les deux phénomènes listés ci-dessus tendent à faire diminuer les retards au claquage t_c , mais leur influence sur V_c est contradictoire. L'influence complexe de l'augmentation de pression sur les tensions de claquage en polarité positive résulte certainement de la compétition entre ces deux effets.

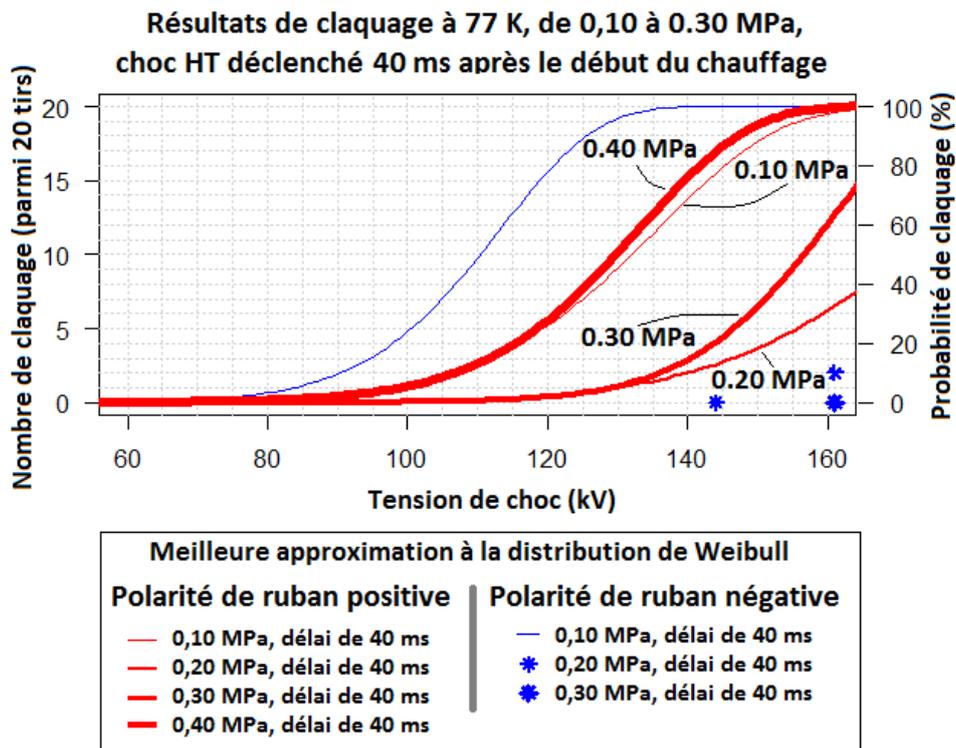


Figure 114 : Influence de la pression sur les tensions de claquage en onde STI, $T = 77\text{ K}$, $d = 10\text{ mm}$, $\Delta t = 40\text{ ms}$, P variant de 0,10 à 0,40 MPa.

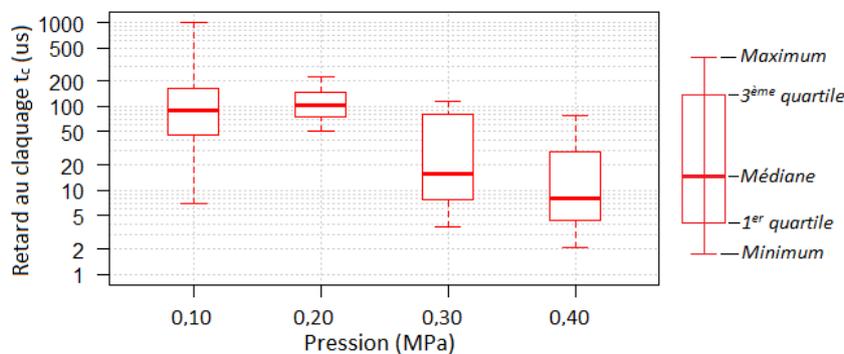


Figure 115 : Tracé en « boîte à moustache » des retards au claquage t_c mesurés pour des tensions appliquées V_0 comprises entre 135 kV et 153 kV, à différentes pressions P variant de 0,10 MPa à 0,40 MPa

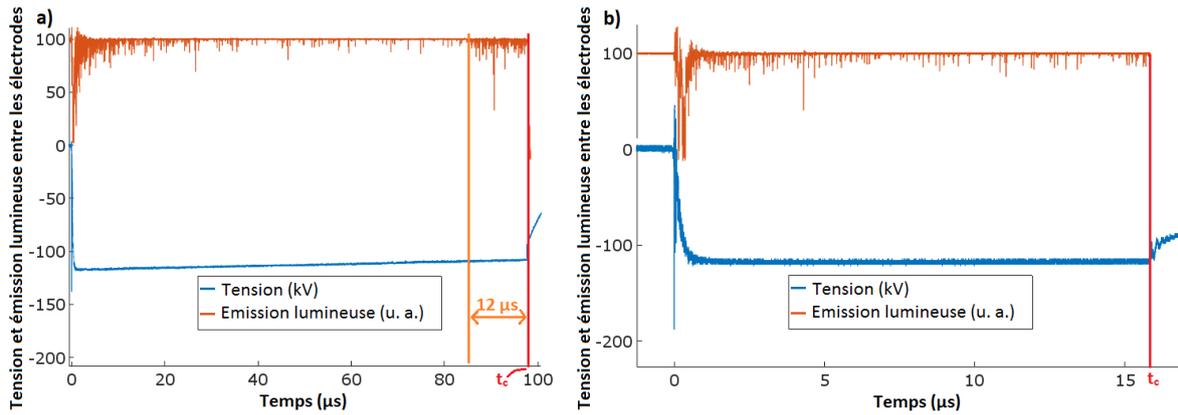


Figure 116 : Comparaison d'oscillogrammes présentant la tension instantanée, l'émission de lumière relevée au PM et le temps d'ouverture de la caméra à intensificateur, pour un délai $\Delta t = 40$ ms, à $T = 77$ K, polarité positive, $d = 10$ mm (a) Exemple à $P = 0.10$ MPa, $V_0 = -118$ kV. (b) Exemple à $P = 0.40$ MPa, $V_0 = -118$ kV.

A partir des images acquises à la caméra rapide et à la caméra à intensificateur, des évaluations de l'épaisseur du film de gaz pour $\Delta t = 40$ ms et des pressions P entre 0,10 MPa et 0,40 MPa sont calculées. A partir des tensions de claquage expérimentales et des facteurs de renforcements de champ déduits de la Figure 112, des champs maximums de claquage en polarité positive sont présentés en Figure 117. La Figure 117a semble indiquer une forte influence de P sur les champs maximums de claquage E_{\max} . Or ce constat n'est pas appuyé par la littérature, où de fortes variations de pression (plusieurs MPa) sont nécessaires pour faire varier faiblement le champ de génération des streamers en phase liquide [Lesaint2016]. On peut en revanche suspecter une influence indirecte de P : la Figure 117b présente cette fois le champ de claquage E_{\max} en fonction du rayon estimé des bulles de gaz initiant les streamers. Le champ de claquage, ici assimilé au champ de génération des streamers, varie en sens inverse du rayon de courbure. De telles représentations existent en particulier dans l'huile minérale [Top1999th], et présentent des tendances similaires : Le champ de génération des streamers est proportionnel à $R_c^{-0,4}$ dans [Top1999th], tandis que les quelques points de la Figure 117b indiquent une variation de E_{\max} proportionnelle à $R_c^{-0,33}$.

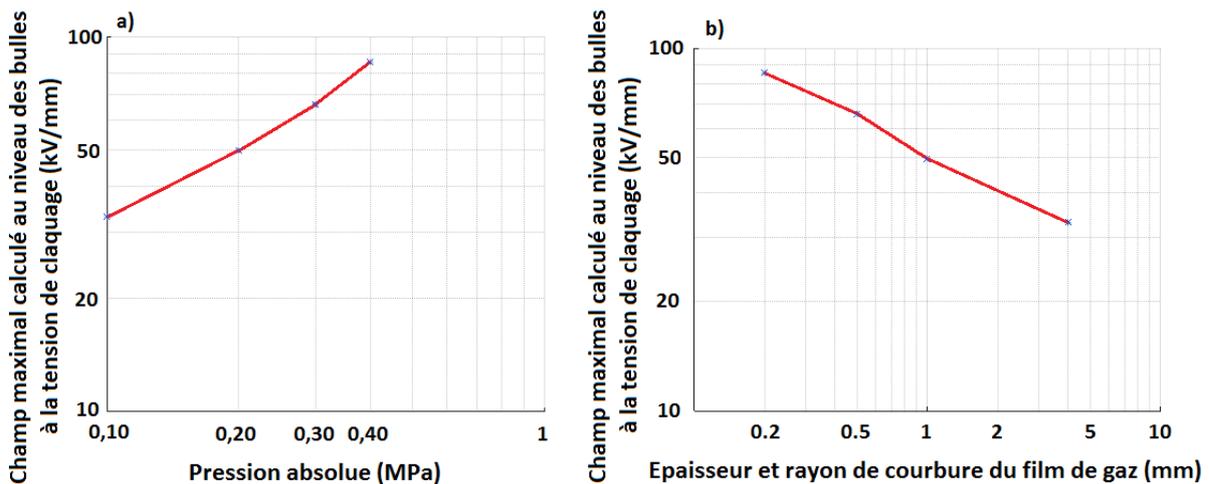


Figure 117 : Champ maximal de claquage E_{\max} en fonction : (a) de la pression P . (b) du rayon de courbure estimé du film de gaz. $T = 77$ K

III-3.3 Influence de la température

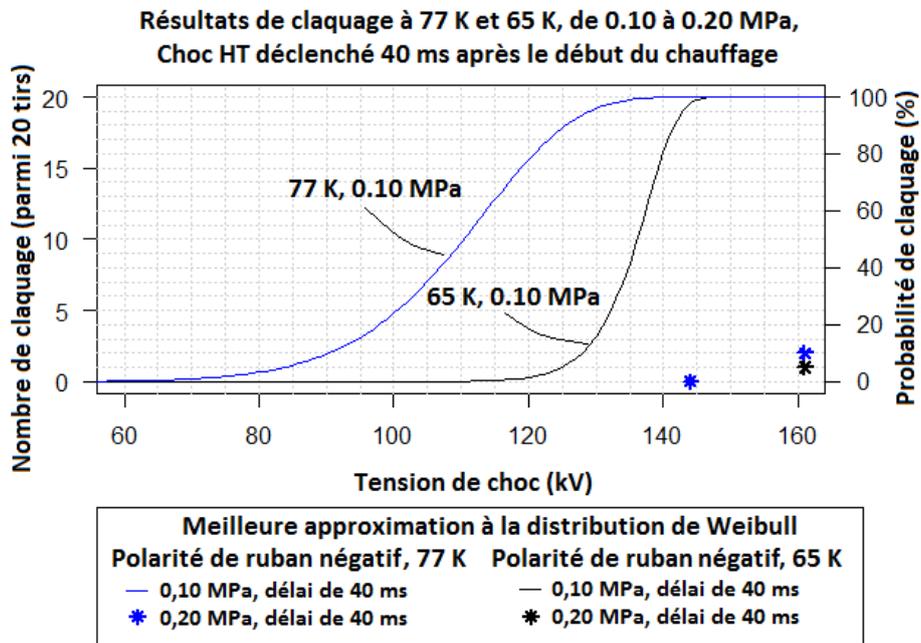


Figure 118 : Influence de la pression et de la température sur les tensions de claquage, pour un retard $\Delta t = 40$ ms, en choc STI, polarité négative, $d = 10$ mm.

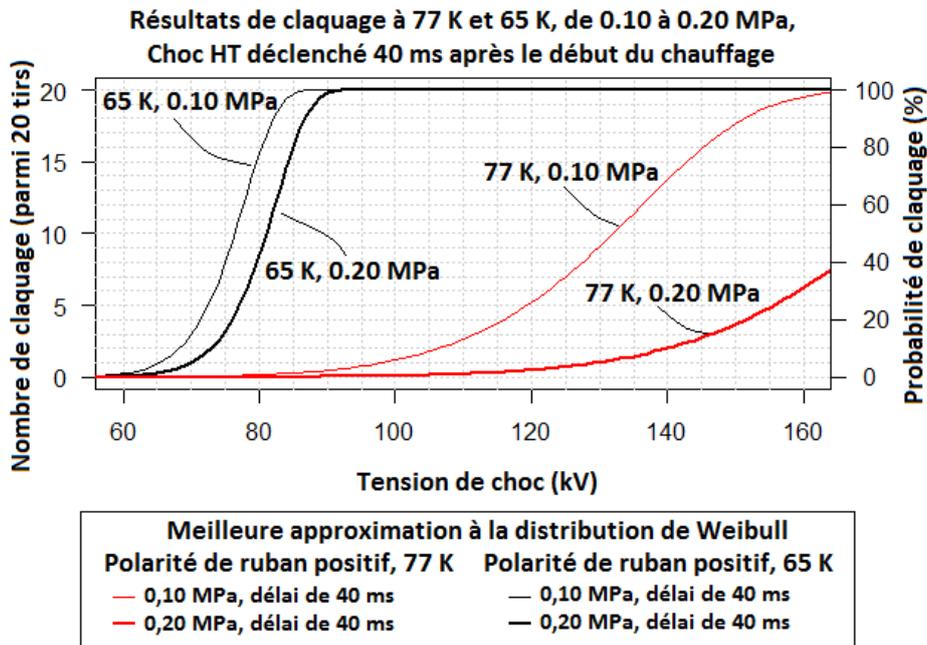


Figure 119 : Influence de la pression et de la température sur les tensions de claquage, pour un retard $\Delta t = 40$ ms, en choc STI (polarité positive), $d = 10$ mm.

L'influence de la température T a été étudiée avec un retard $\Delta t = 40$ ms uniquement. Du fait de la faible variation de capacité thermique de l'Hastelloy entre $T = 65$ K et 77 K, la température finale du ruban à la fin du chauffage transitoire de 40 ms sera supposée identique (et égale à 400 K), que la température initiale T soit de 77 K ou de 65 K.

Les tensions de claquage en polarité négative sont présentées en Figure 118. L'influence bénéfique du refroidissement à 65 K est manifeste à 0.10 MPa. De la même manière qu'une augmentation de

pression, une réduction de la température limite fortement la propagation des streamers lents négatifs, comme l'attestent les nombreux streamers non-disruptifs observés. A $P = 0.20$ MPa les tensions de claquage deviennent trop élevées pour permettre une mesure statistiquement significative de la tension de claquage.

Les résultats en polarité positive (Figure 119) sont encore une fois plus complexes à interpréter qu'en polarité négative, compte tenu de l'existence de plusieurs modes de streamers dans cette polarité. L'influence d'une réduction de la température est majeure, et cette fois-ci défavorable sur les tensions de claquage. La propagation des streamers filamenteux positifs n'étant que peu influencée par les conditions de pression et de température, on ne s'attend pas à une différence de tension de claquage influencée par la propagation des streamers. En revanche, la réduction de la température réduit drastiquement le volume des bulles générées : un film de gaz d'épaisseur inférieure à 1 mm est présent autour du ruban à 65 K. Cette réduction du film de gaz tend à augmenter le champ électrique, et favorise donc la génération des streamers. L'augmentation de la pression entre $P = 0.10$ MPa et 0.20 MPa à $T = 65$ K n'augmente que marginalement la tension de claquage.

III-4 Comparaison avec des essais en onde SI

III-4.1 Comparaison entre STI et SI

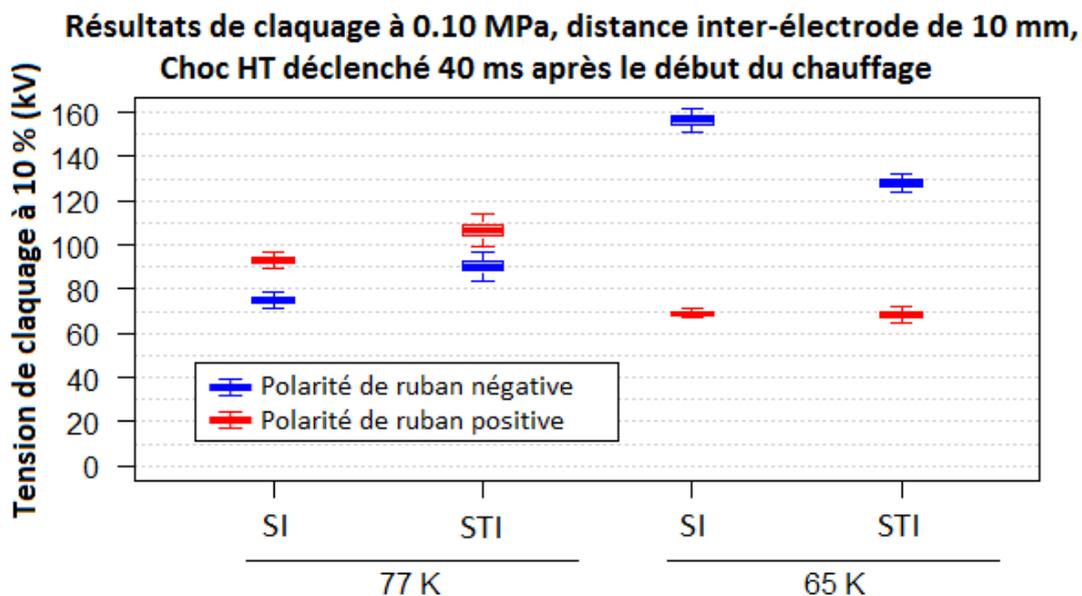


Figure 120 : Comparaison des tensions de claquage à 10 % en choc SI et en choc STI, $\Delta t = 40$ ms, $T = 77$ et 65 K, $d = 10$ mm, en polarités de ruban positive et négative.

Conditions exp.	SI (250 / 2 500 μ s)	STI (0.4 / 1 400 μ s)	% de variation
77 K, polarité +	93,3 kV	106,5 kV	- 12 %
77 K, polarité -	74,9 kV	90,4 kV	- 17 %
65 K, polarité +	69,0 kV	68,3 kV	+ 1 %
65 K, polarité -	156,3 kV	128,0 kV	+ 22 %

Table 14 : Valeurs de tension de claquage à 10 % en onde SI et STI, et % de variation associé (calculé par $100 \times (V_{SI} - V_{STI}) / V_{STI}$). $T = 77$ K et 65 K, en polarité de ruban positive et négative, $d = 10$ mm.

Des mesures ont été réalisées en utilisant une onde SI (250/2500 μ s) à la place de l'onde STI (0.4/1400 μ s) dans 4 cas de figure, avec le protocole de montée et descente à 10 %. Les tensions de claquage à 10 % sont comparées en Figure 120 (Table 14 pour les valeurs numériques) pour les deux

types d'ondes. Les arguments développés dans le paragraphe précédent en onde STI sont aussi applicables pour l'onde SI afin d'expliquer les tendances observées :

- En polarité négative, l'augmentation des tensions de claquage entre 77 K et 65 K est causée par la limitation de la propagation des streamers (de nombreux streamers ne menant pas au claquage sont observés)
- En polarité positive, la diminution des tensions de claquage entre 77 et 65 K est induite par la génération plus facile des streamers sur des bulles de plus petit diamètre, favorisant de forts renforcements de champ

Des tensions de claquage plus basses en SI qu'en STI pourraient être attendues, du fait de la durée plus longue de l'onde SI. Si cette hypothèse semble confirmée par les essais à 77 K, ce n'est pas le cas à 65 K. Les écarts entre onde SI et l'onde STI sont dans la gamme de plus ou moins 20 %, avec leurs intervalles de confiance qui se recoupent certaines fois, et d'autres fois non. Au vu de ces quelques résultats, transposer les résultats de l'onde STI à l'onde SI dans un but de dimensionnement nécessite donc une certaine prudence.

III-4.2 Influence de la distance sur des essais en choc de manœuvre

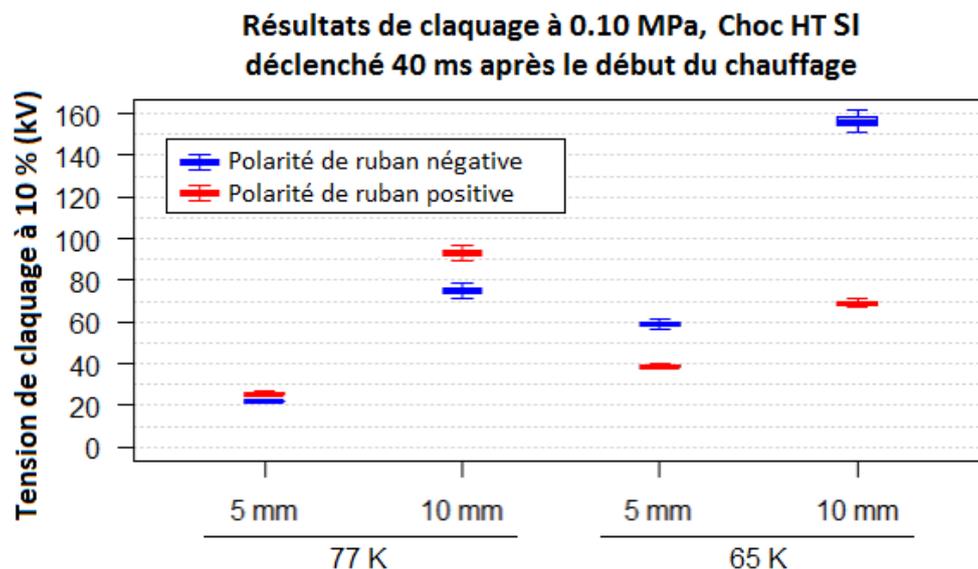


Figure 121 : Tensions de claquage $V_c^{10\%}$ à 10 % en choc SI, à $T=77$ et 65 K, $d = 5$ et 10 mm, $P = 0.10$ MPa, polarité de ruban positif et négatif.

Pour étudier l'influence de la distance inter-électrode d sur les tensions de claquage, d a été réduite de 10 à 5 mm en onde SI (Figure 121). Les tensions de claquage font plus que doubler lorsque la distance inter-électrode passe de $d = 5$ à 10 mm. Ce caractère « superlinéaire » avait déjà été observé dans [Chigusa2000] dans des conditions expérimentales proches : $d = 3$ et 12 mm, avec un claquage déclenché par le chauffage d'une électrode dans l'hélium liquide. L'explication de ce phénomène est certainement lié à la quantité d'azote liquide dans l'espace inter-électrode : la réduction de d , à épaisseur de gaz identique, se fait au détriment de l'épaisseur restante d'azote liquide, qui joue un rôle de « barrière diélectrique » par rapport aux DP dans l'azote gazeux.

Les retards au claquage t_c ont été relevés systématiquement (Figure 122). Environ 1/3 des claquages sont relevés durant le front de montée de la tension. Avec une distance $d = 5$ mm, une forte réduction de t_c est observée en augmentant la tension appliquée. Les retards au claquage sont principalement dus soit à la longueur du front de montée de l'onde SI (250 μ s), soit au retards à la génération. Du fait

de ce front de tension lent, l'interprétation de ces retards au claquage qui varient sur une large gamme est délicate.

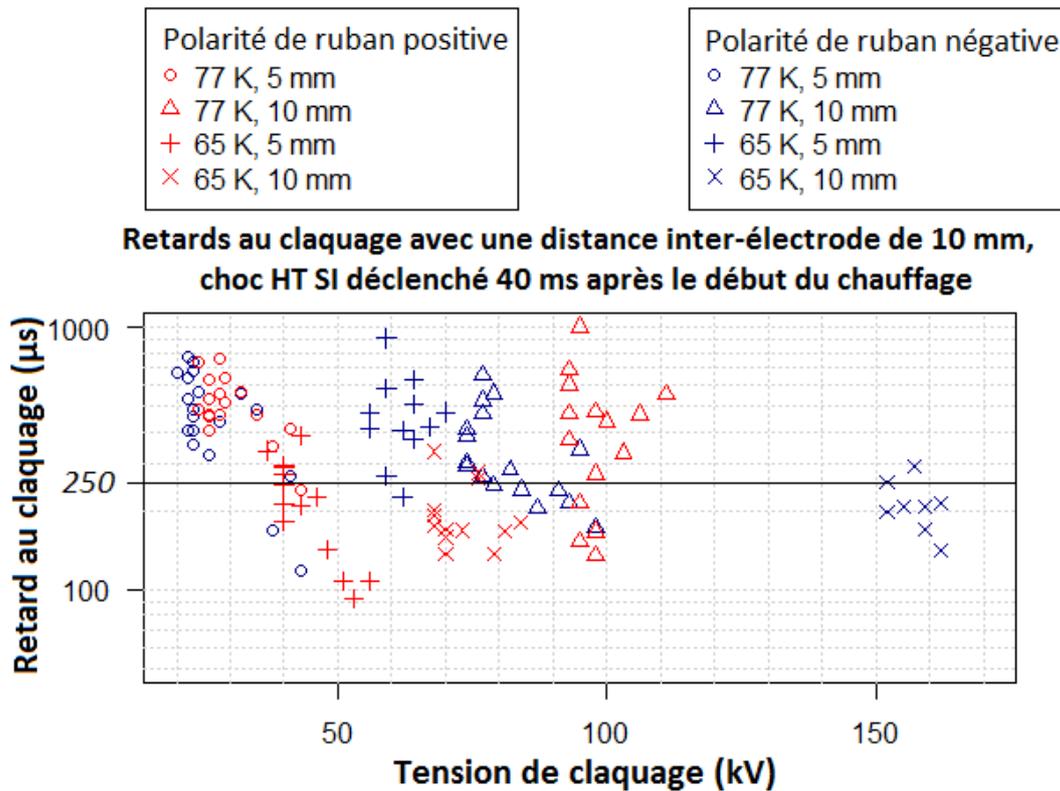


Figure 122 : Retards au claquage t_c à $V_c^{10\%}$ en choc SI. $T = 77$ et 65 K, $P = 0.10$ MPa, $d = 5$ et 10 mm, polarité de ruban positif et négatif.

IV Pré-claquage et claquage sous tension continue

IV-1 Principe des essais

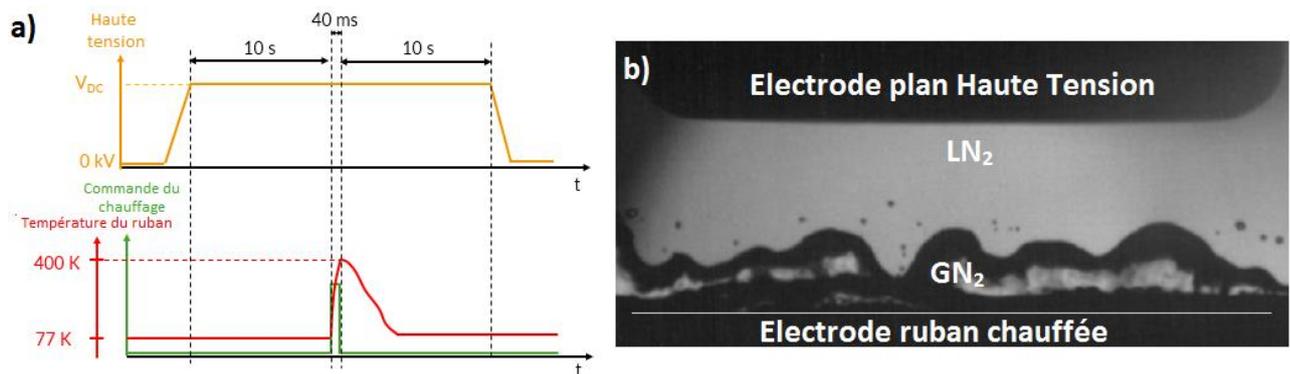


Figure 123 : (a) Illustration du protocole expérimental. (b) Espace inter-électrode à la fin du chauffage transitoire (40 ms), sans haute tension appliquée

Le protocole expérimental utilisé, ainsi qu'une visualisation typique de l'espace inter-électrode sont présentés en Figure 123. Dans le cas des essais en tension continue superposée avec un chauffage transitoire, le retard au claquage dynamique t_{DC} (terminologie reprise de [Hayakawa2017]) est défini comme l'intervalle de temps entre le début du chauffage transitoire et la chute de tension due au claquage. Les retards t_{DC} sont typiquement compris entre 3 et 100 ms, soit des durées bien plus

importantes que les retards au claquage t_c précédemment observés avec des ondes de tension transitoires.

Durant la phase de palier DC précédent le chauffage transitoire, aucun phénomène de convection forcée dû à l'application de la tension (mouvement EHD) n'est observé par visualisation.

IV-2 Phénomènes précédant le claquage

IV-2.1 Décharges partielles dans les bulles de gaz

A l'instar des essais réalisés en choc de tension, l'apparition de DP dans le gaz est la première étape des phénomènes pré-disruptifs. Une des manifestations de ces DP est leur lumière émise, qui est détectée par le photomultiplicateur. Dans la Figure 124 le niveau lumineux augmente fortement vers $t = 20$ ms, lorsque les DP apparaissent. Les plus petites impulsions observées sur la Figure 124 (en particulier avant le chauffage) sont dues au bruit de fond intrinsèque du PM. Une activité lumineuse significativement supérieure au bruit de fond du PM est détectée à partir de 5 kV DC en polarité négative.

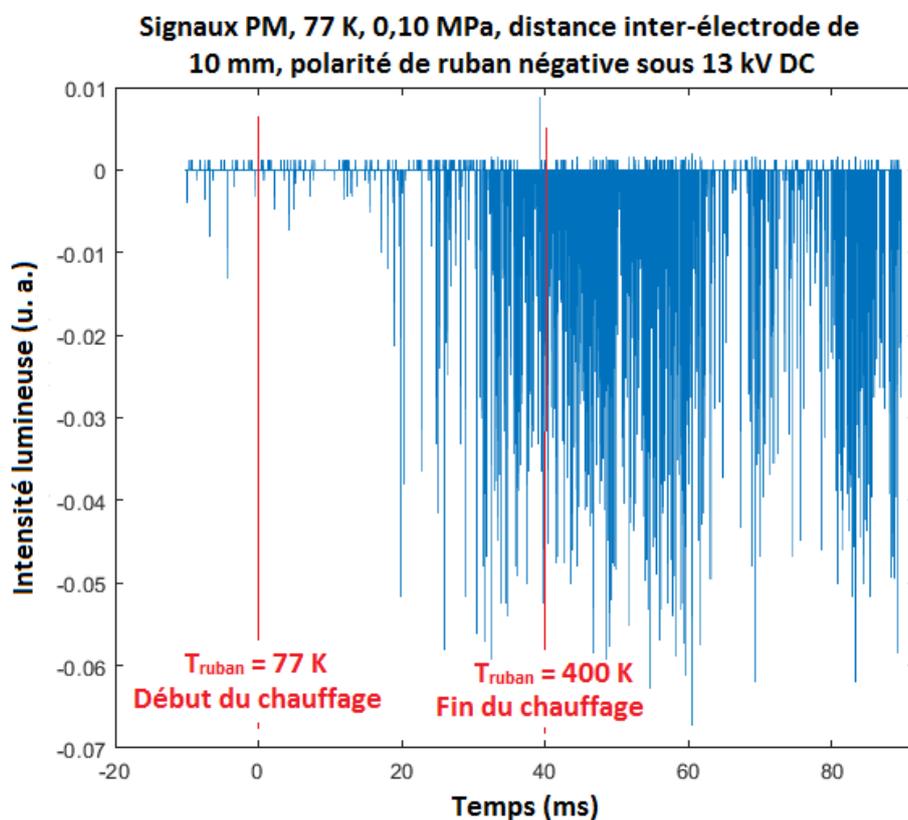


Figure 124 : Signal du PM en polarité négative ($V_a = +13$ kV) au cours du processus de chauffage. $T = 77$ K, $P = 0.10$ MPa, $d = 10$ mm.

On constate que le niveau lumineux recueilli par le photomultiplicateur augmente grandement avec le temps. A mesure que le processus de chauffage se poursuit, la température du ruban augmente et la quantité de bulles augmente également. L'augmentation de la température du ruban - et probablement de la température du gaz avoisinant - diminue la densité du gaz (à pression constante), ce qui réduit la tenue diélectrique du gaz et favorise les décharges. L'activité lumineuse caractéristique de décharges partielles se poursuit durant plusieurs centaines de microsecondes après la fin du chauffage, en parallèle de la poursuite de l'ébullition et de la croissance des bulles.

IV-2.2 Déformations des bulles

Une conséquence majeure de l'apparition de DP est la déformation des bulles de vapeur (voir Figure 125, aussi visible en Figure 126) due aux forces coulombiennes s'exerçant sur l'interface gaz/liquide chargée (« Pression Electrostatique »). Cette force est dirigée vers le liquide, et tend à déstabiliser cette interface en créant des protubérances et/ou en faisant « éclater » la phase gazeuse.

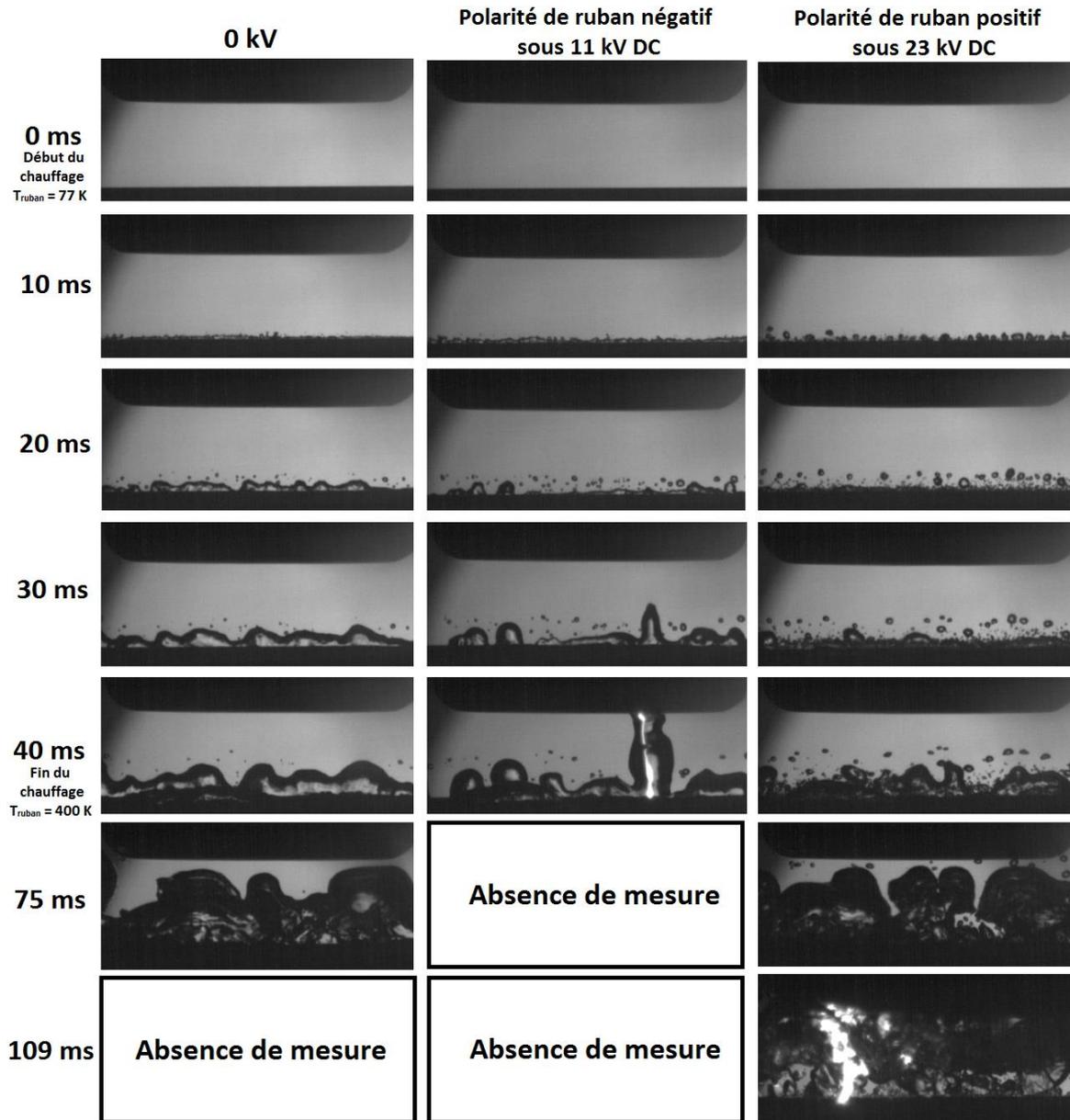


Figure 125 : Déformation progressive des bulles et claquage au cours du temps, en polarité positive et négative au voisinage de $V_c^{10\%}$, et hors tension. $T = 77 \text{ K}$, $P = 0.10 \text{ MPa}$, $d = 10 \text{ mm}$. (a) Cas témoin sans HT appliquée. (b) Polarité de ruban négative ($V_0 = + 11 \text{ kV}$). (c) Polarité de ruban positive ($V_0 = - 23 \text{ kV}$).

Par rapport au cas témoin sans tension appliquée, la déformation des bulles est manifeste, et plus prononcée en polarité négative (développement de protubérances importantes menant au claquage). Ces phénomènes apparaissent à des tensions inférieures aux tensions de claquage, et sont de plus en plus rapides et importants quand la tension DC est augmentée. A $77 \text{ K} / 0.10 \text{ MPa}$, les claquages surviennent toujours dans des « ponts » gazeux dont le développement est assuré par la poussée d'Archimède, et amplifié par les forces de Coulomb.

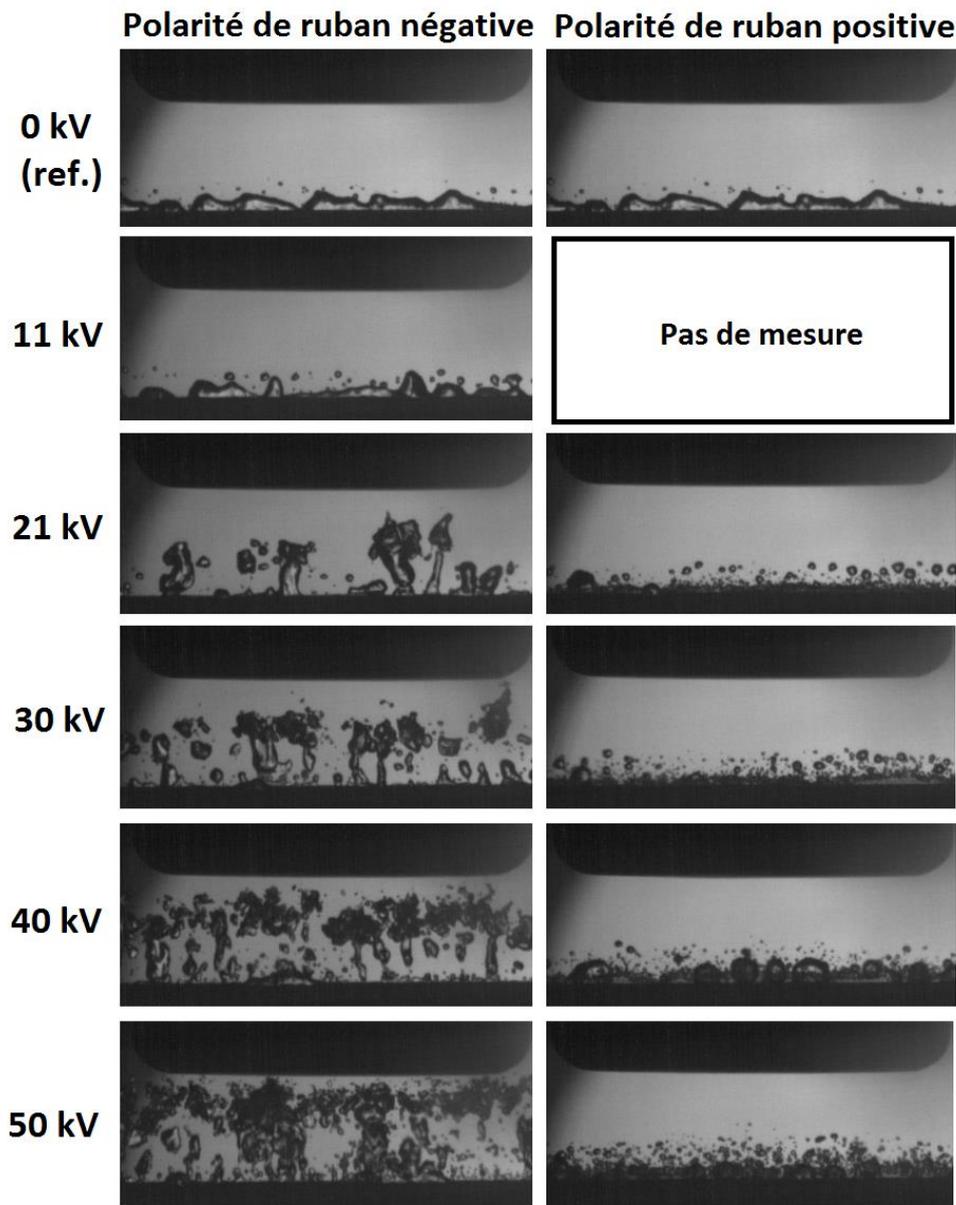


Figure 126 : Bulles de vapeur photographiées après un retard fixe (25 ms après le début du chauffage transitoire) à différentes tensions V_0 . $T = 77\text{ K}$, $P = 0.10\text{ MPa}$, $d = 10\text{ mm}$. Dans tous les essais présentés ici, des claquages se produisent ensuite avec des retards t_{DC} supérieurs à 25 ms.

En augmentant la tension, on observe une transition progressive depuis un film principal duquel se détachent de grosses bulles, vers une myriade de petites bulles qui se détachent d'un film gazeux très fin. De plus, on observe en polarité négative la formation de « ponts » gazeux, qui n'existent pas en polarité positive. On peut supposer que cette dissymétrie est liée à une activité de DP plus importante dans le gaz en polarité négative. Cette hypothèse est appuyée par un niveau lumineux mesuré environ trois fois supérieur en polarité négative qu'en polarité positive (mesures effectuées en onde de choc STI à 51 kV). Une plus grande densité de charge déposée à l'interface gaz/liquide conduit en effet à une plus grande pression électrostatique.

[Wang2008] a observé que la polarité de la tension appliquée sur une bulle isolée dans l'azote liquide n'a qu'une influence très faible sur sa déformation ou sur sa trajectoire. Pour expliquer les résultats obtenus ci-dessus, il est nécessaire de supposer qu'une quantité de charge électrique plus importante est injectée en polarité de ruban négative. Celle-ci pourrait être générée par une activité de décharge

corona plus importante dans le gaz au niveau des arêtes du ruban en polarité négative, comme cela a été observé en pointe-plan [Sibillot1974] [Takahashi1975]. Une telle hypothèse est appuyée par un niveau lumineux recueilli au PM plus de trois fois supérieur en polarité négative qu'en polarité positive (en onde de choc STI à 51 kV, dans les conditions décrites au paragraphe III-3.1 de ce chapitre - une telle comparaison n'a pas été effectuée en DC en l'absence de mesures effectuées avec le PM).

Dans les deux polarités, l'application d'une tension de plus en plus élevée tend à fragmenter le film en de nombreuses petites bulles isolées. Le volume du film de gaz se réduit fortement, au point de devenir quasiment invisible pour des tensions supérieures à 50 kV.

IV-2.3 Transitions au streamer

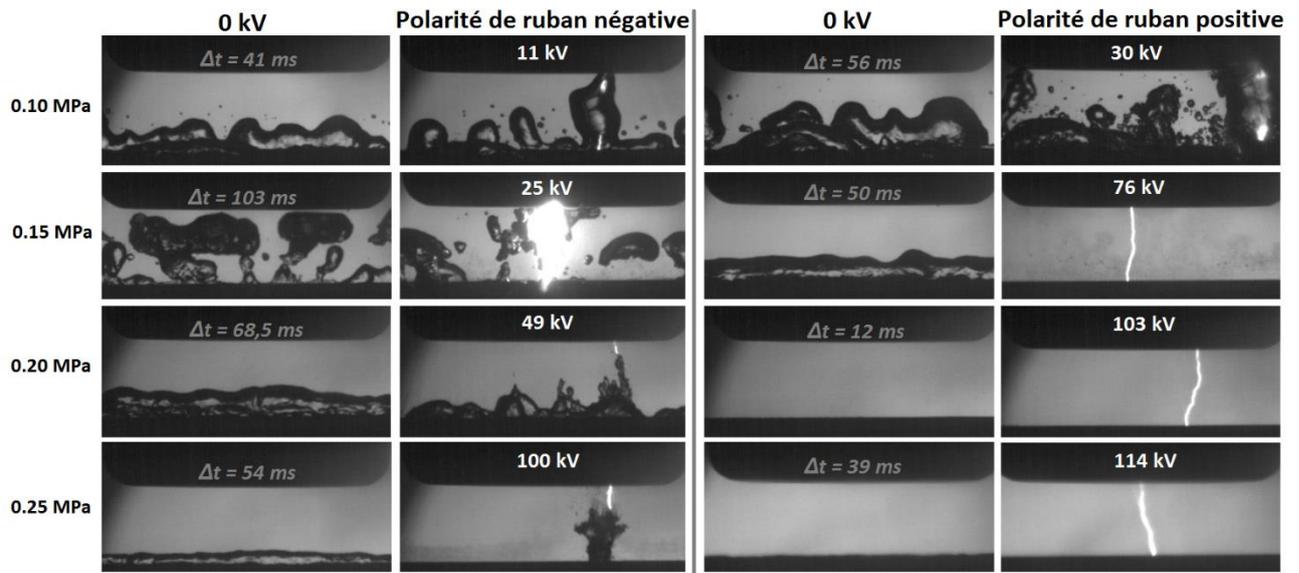


Figure 127 : Images de claquages à différentes pressions et polarités, et comparaison avec des cas de référence sans tension aux mêmes instants. $d = 10$ mm. Pour chaque cas la tension appliquée est voisine de la tension de claquage $V_c^{10\%}$ (voir Figure 128).

En polarité positive, le claquage se produit à $P = 0,10$ MPa à basse tension ($V_c^{10\%} = 23$ kV), dans un pont gazeux comme le montre la Figure 127. Sous pression plus élevée ($P \geq 0,15$ MPa), il a lieu sous tension beaucoup plus élevée ($V_c^{10\%} \geq 70$ kV). Dans ce cas, une myriade de bulles submillimétriques est observée dès le début de l'ébullition, remplaçant le film de gaz observé sans tension et à basse tension. Le claquage résulte alors d'un streamer filamentaire rapide. Il est très probable que l'ébullition soit à l'origine du déclenchement du streamer.

En polarité négative, le développement de ponts gazeux observés à basse pression et responsables de tensions de claquage très faibles ($V_c^{10\%} = 10,6$ kV pour $P = 0,10$ MPa) est de plus en plus entravé à mesure que la pression hydrostatique augmente, en raison de la condensation qui limite leur durée de vie. Pour une pression $P = 0,25$ MPa, le claquage se produit à une tension beaucoup plus élevée ($V_c^{10\%} = 99,7$ kV) et le pont gazeux prend alors une forme irrégulière qui s'apparente à la propagation d'un streamer négatif lent de « 1^{er} mode », au lieu de l'étirement d'une bulle de gaz. Une activité lumineuse très importante appuie l'hypothèse de nombreuses DP dans le gaz. La dissipation d'énergie par les décharges partielles ainsi que les forces électrostatiques à l'interface liquide/gaz contribuent certainement à la croissance de ces streamers de 1^{er} mode. Leur vitesse estimée à partir des images successives de la caméra rapide varie entre $v = 2$ et 5 m/s (à 100 kV et 0,25 MPa). En comparaison, la vitesse des bulles mues par la poussée d'Archimède sans champ électrique est de seulement 0,2 m/s environ. La modélisation de la vitesse de propagation d'un canal gazeux à 100 kV et avec un rayon de

courbure en tête de canal de 1 mm suivant le modèle de Watson (voir section V-2.3 du chapitre 4) conduit à une vitesse moyenne d'environ 6 m/s, de l'ordre de grandeur des observations expérimentales. Un grand nombre de ces streamers lents implosent avant d'atteindre l'électrode opposée, sans causer de claquage. Comme le montrent les photographies, le claquage survient souvent avant que le streamer négatif ne touche l'électrode opposée, probablement en raison d'un streamer positif rapide issu de l'électrode plane. Le champ est en effet très renforcé autour de la tête du streamer négatif.

IV-3 Tensions de claquage

IV-3.1 Influence de la polarité et de la pression

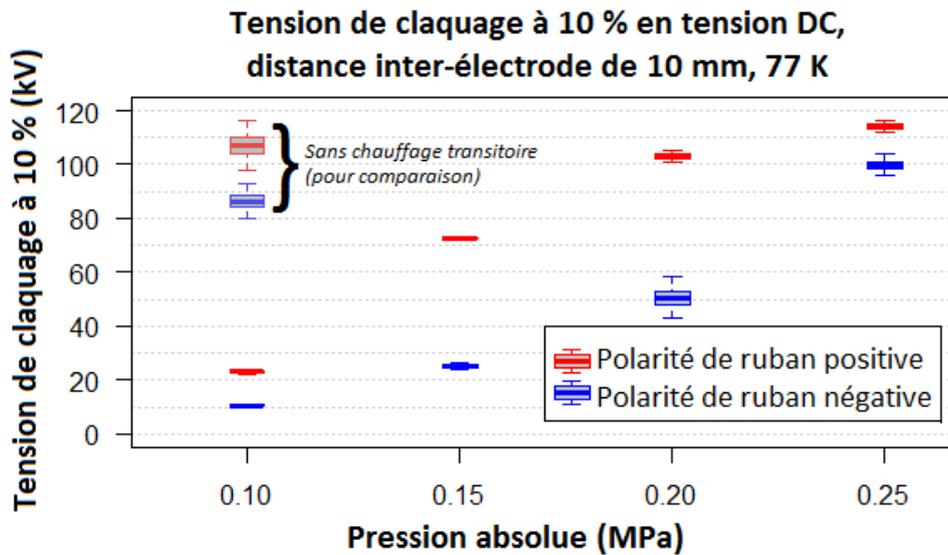


Figure 128 : Tensions de claquage $V_c^{10\%}$, en polarité positive et négative, $T = 77\text{ K}$, entre $P = 0.10$ et 0.25 MPa , ainsi que la référence sans chauffage à $P = 0.10\text{ MPa}$.

	0.10 MPa		0.15 MPa		0.20 MPa		0.25 MPa	
	V_{10}	n_0	V_{10}	n_0	V_{10}	n_0	V_{10}	n_0
Polarité de ruban +	23.0 kV	17.9	71.9 kV	32.8	103.0 kV	32.2	114.1 kV	37.2
Polarité de ruban -	10.6 kV	24.4	25.2 kV	12.7	50.5 kV	5.9	99.7 kV	20.0

Table 15 : Tensions de claquage $V_c^{10\%}$ et facteur de forme n_0 , en DC + chauffage transitoire, sous différentes conditions de pression. $T = 77\text{ K}$, $d = 10\text{ mm}$.

La Figure 128 présente les tensions de claquage $V_c^{10\%}$ déduites des mesures effectuées en DC avec chauffage transitoire. Les tensions de claquage dans des conditions expérimentales équivalentes, mais sans chauffage transitoire, ont été ajoutées pour comparaison.

La Table 15 fournit pour chaque condition les tensions de claquage $V_c^{10\%}$ et de facteur de forme (n_0) suivant la distribution de Weibull. Ces données ont été obtenues avec le protocole de montée et descente, et il est connu que l'estimation de l'écart-type σ d'une distribution gaussienne est peu précise avec ce protocole [Lalot1983]. Il est probable que cette considération s'applique aussi au facteur de forme n_0 de la distribution de Weibull, qui joue un rôle similaire au σ d'une gaussienne. A l'inverse, le protocole de montée et descente fournit des estimations précises des tensions de claquage

$V_c^{10\%}$ grâce à sa tendance naturelle à centrer les essais autour de la valeur de tension de claquage recherchée [Lalot1983].

On constate une réduction considérable de la tension de claquage entre un cas « non chauffé » et un cas « chauffé » à $P = 0,10$ MPa. Les rapports de réduction sont de 5 en polarité positive et de 8 en polarité négative. Ces facteurs de réduction sont significativement plus importants que ceux observés dans la littérature. Une réduction d'un facteur 2 à 3 a été généralement observée en champ homogène [Hara1991] [Hayakawa2017] [Blaz2013]. La puissance de chauffage est dans notre cas significativement plus importante (2500 W, soit 208 W/cm²), et le ruban utilisé dans nos essais génère un renforcement de champ important. C'est la combinaison de ces deux facteurs (génération de bulles dans une zone de champ fort) qui génère les tensions de claquage très faibles mesurées dans nos essais.

L'application d'une pression hydrostatique produit une augmentation importante des tensions de claquage. L'effet est particulièrement flagrant en polarité négative, où les tensions de claquage sont quasiment décuplées ($V_c^{10\%}$ passe de 11 kV à 98 kV entre $P = 0.10$ et 0.25 MPa). Cet effet positif résulte de l'influence combinée de la pression sur l'ébullition et sur la densité de l'azote gazeux. A $T = 77$ K et $P > 0.10$ MPa, l'azote liquide est sous-refroidi, et toute bulle d'azote gazeux tend à disparaître par condensation. Avec une énergie thermique injectée constante, l'augmentation de la pression induit également une réduction du volume de vapeur (par augmentation de la densité du gaz), ce qui apparaît visuellement dans la Figure 127.

En polarité positive, le changement de mode de streamer menant au claquage entre $P = 0,10$ MPa et 0,15 MPa produit une élévation très importante de $V_c^{10\%}$ (de 23 kV à 72 kV – voir Figure 128). Plus que l'influence de la pression, il faut voir ici l'impact du sous-refroidissement qui empêche la formation de ponts gazeux stables permettant des claquages à des tensions plus basses.

Les tensions $V_c^{10\%}$ avec chauffage à $P = 0.25$ MPa dépassent légèrement celles mesurées sans chauffage à $P = 0.10$ MPa (les mesures de tensions de claquage sans chauffage n'ont pas été réalisées au-delà de 0.10 MPa). Si on se réfère aux géométries de champ homogène dans la littérature, une augmentation de pression de 0.10 à 0.30 MPa dans l'azote liquide induit une augmentation des tensions de claquage modérée, de 10 à 30 % [Na2011] [Nishimachi2012] [Kang2014].

IV-3.2 Retards au claquage

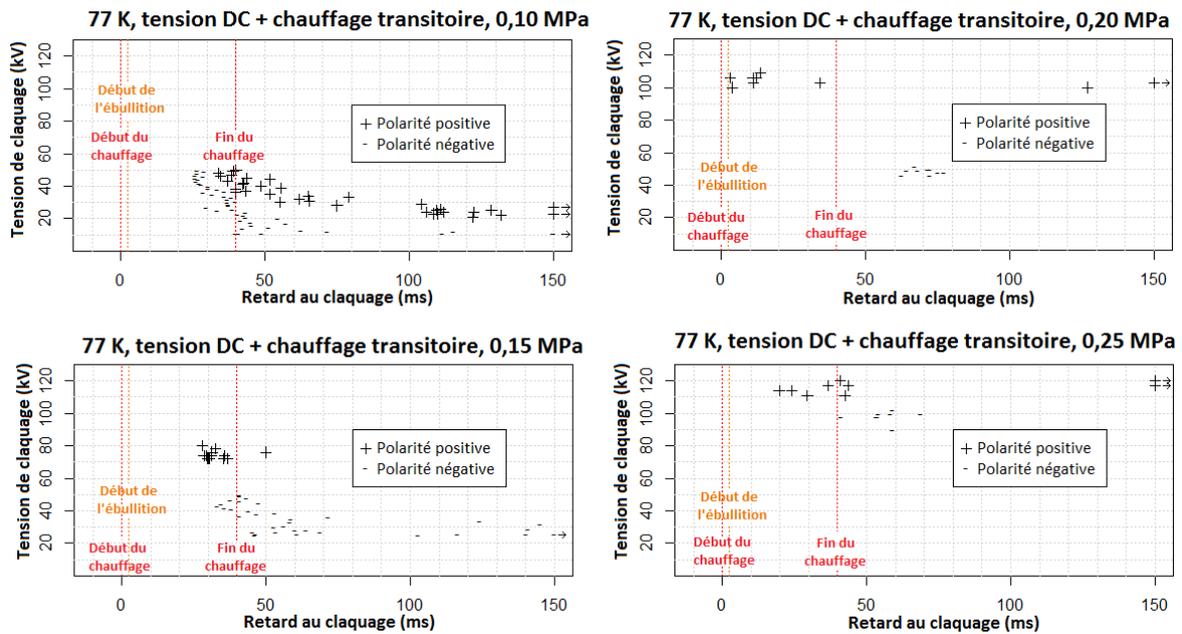


Figure 129 : Retards au claquage t_{DC} entre $P = 0.10$ et 0.25 MPa, polarités positive et négative, $T = 77$ K, $d = 10$ mm.

Les retards au claquage t_{DC} ont été relevés systématiquement lors de ces essais (Figure 129). A $P = 0.10$ MPa, les claquages s'effectuent via un pont gazeux complet. Le retard t_{DC} inclut le délai de formation des bulles ainsi que le temps de propagation à travers l'espace inter-électrodes. A niveau de tension équivalent, la formation des ponts gazeux étant plus rapide en polarité négative (voir Figure 126), les retards au claquage observés sont plus courts. Les premiers claquages peuvent être observés sous tension élevée (≈ 50 kV) pendant le chauffage (à partir de $t_{DC} = 25$ ms), alors qu'avec des tensions plus faibles des claquages peuvent se produire largement après la fin du chauffage ($t_{DC} \gg 40$ ms).

A plus haute pression ($P \geq 0,20$ MPa), la durée de vie des canaux gazeux étant limitée, les claquages négatifs ne se produisent plus après de très long retards, et ont lieu essentiellement peu après la fin du chauffage. En polarité positive, le temps de propagation des streamers filamenteux étant très faible, le claquage peut être observé dès le début de l'ébullition, signe encore une fois que l'ébullition est ici le phénomène déclencheur du pré-claquage.

Des retards au claquage du même ordre de grandeur ont été observés sous champ AC uniforme et chauffage transitoire dans [Hayakawa2017] (t_{AC} de 100 à 200 ms).

V Claquages dans l'azote gazeux

V-1 Claquages à 77 K

Dans un but de comparaison, des essais dans l'azote gazeux à 77 K ont également été réalisés dans le cryostat initialement rempli d'azote liquide à 77 K dans les enceintes intermédiaire et intérieure. Une pression d'azote gazeux est alors appliquée sur la partie haute de l'enceinte intérieure, éjectant progressivement l'azote liquide de l'enceinte intérieure jusqu'à ce que le niveau d'azote liquide se stabilise à environ 10 cm en dessous des électrodes. L'enceinte intermédiaire remplie d'azote liquide joue le rôle d'écran thermique, et maintient l'ensemble du cryostat à 77 K.

La distance inter-électrode $d = 5$ mm n'a pas pu être modifiée pendant ces essais, car le moteur contrôlant cette distance ne fonctionne que lorsqu'il est plongé dans un liquide. D'autre part, la

pression n'a pas été augmentée pour des raisons de sécurité, la rupture d'un équipement sous pression de gaz étant beaucoup plus dangereuse que sous pression de liquide.

V-1.1 Azote gazeux non chauffé

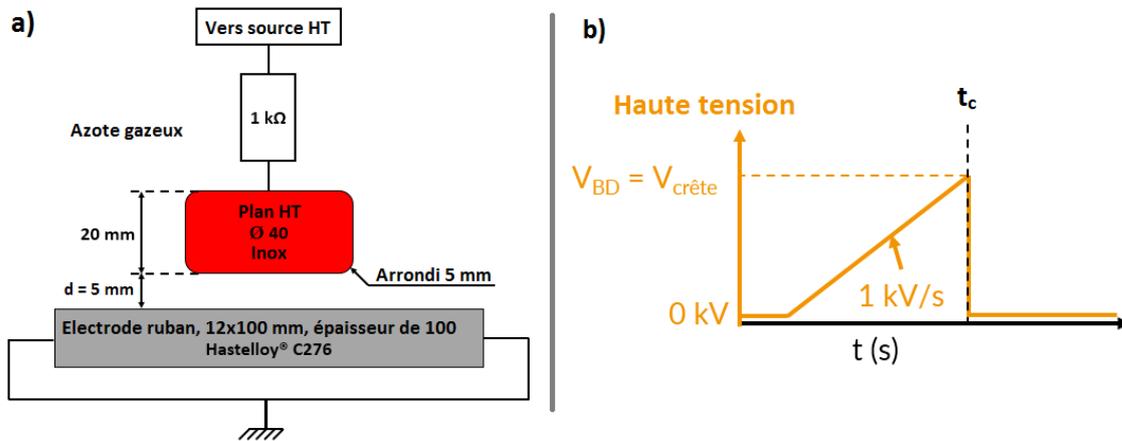


Figure 130 : Type d'essai réalisé en rampe de tension DC avec une pente de 1 kV/s, dans l'azote gazeux à $T = 77\text{ K}$ non chauffé. (a) Electrodes utilisées. (b) Forme d'onde utilisée.

Le protocole expérimental est illustré en Figure 130 : une rampe de tension continue avec une pente de 1 kV/s est appliquée sur le plan HT jusqu'au claquage. 20 rampes ont été appliquées successivement dans les mêmes conditions expérimentales. Il a été constaté que les premiers claquages apparaissent à des tensions légèrement supérieures aux suivantes (environ 20 %), ce qui est un conditionnement dont l'origine n'est pas clairement identifiée. Sur la Figure 131, il a été choisi de ne pas faire apparaître les 5 premières mesures, seules 15 tensions de claquage sont donc présentes.

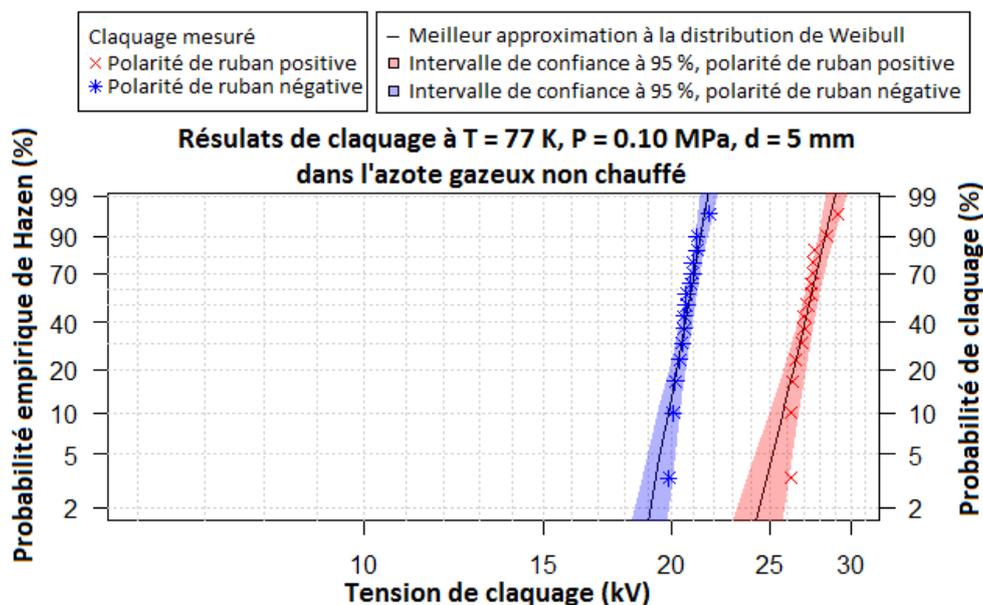


Figure 131 : Probabilité empirique de claquage dans l'azote gazeux à 77 K en rampe DC (1 kV/s), avec $d = 5\text{ mm}$. Meilleure estimation de la distribution de Weibull à 2 paramètres modélisant les données, ainsi que son intervalle de confiance à 95 %.

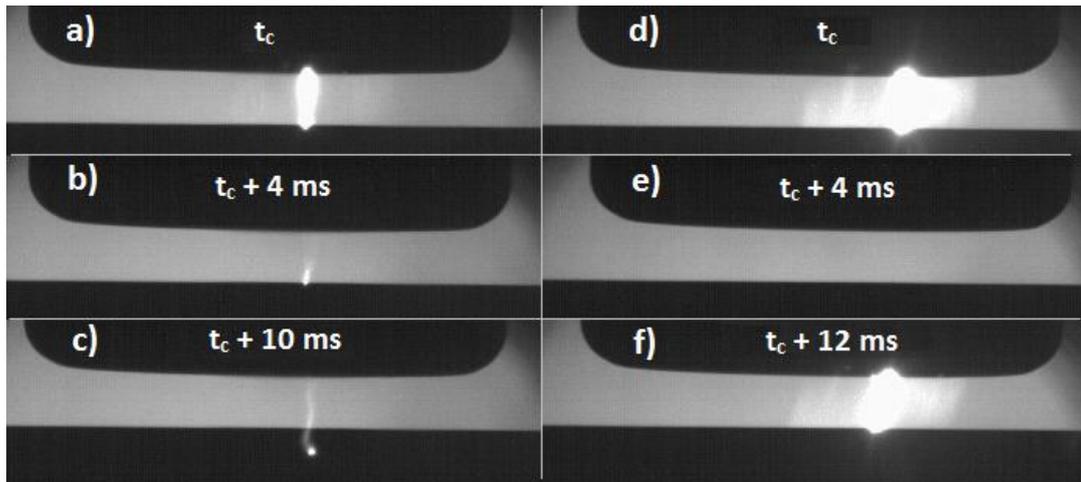


Figure 132 : Images des phénomènes de claquage en polarité positive et négative, azote gazeux à $T = 77\text{ K}$ non chauffé. (a-c) : polarité négative, $V_a = +20.4\text{ kV DC}$ sur le plan HT. (d-e) : polarité positive, $V_a = -26.2\text{ kV DC}$ sur le plan HT

Le claquage se manifeste par un arc électrique avec de nombreuses décharges diffuses autour (Figure 132). En polarité négative l'arc se déplace le long du ruban durant quelques dizaines de ms. En polarité positive, il réapparaît sporadiquement après le premier claquage. Ces phénomènes sont entretenus pendant la décharge de la capacité de l'alimentation DC (quelques dizaines de millisecondes). Ceci est certainement dû à l'utilisation d'une résistance série de $15\text{ M}\Omega$ (non représentée sur la figure 57), insérée pour limiter la puissance de la décharge.

V-1.2 Azote gazeux et ruban chauffé

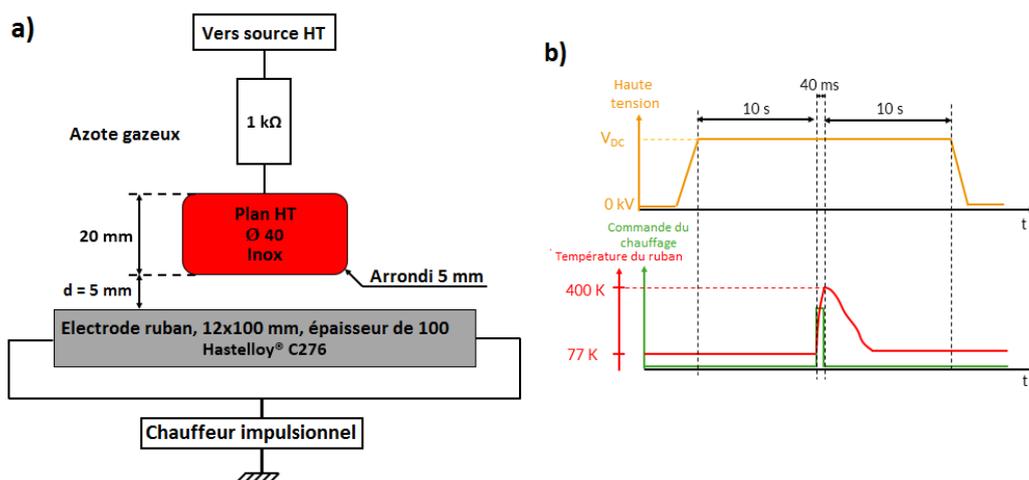


Figure 133 : Type d'essai réalisé en rampe de tension DC avec une pente de 1 kV/s , dans l'azote gazeux à 77 K non chauffé. (a) Electrodes utilisées. (b) Forme d'onde utilisée.

Le protocole utilisé en DC avec chauffage dans l'azote gazeux est illustré en Figure 133 : la tension DC est maintenue 10 secondes avant et après l'application du chauffage transitoire d'une durée de 40 ms.

Dans l'azote gazeux, le chauffage du ruban se manifeste visuellement de deux manières : le ruban se déforme légèrement sous l'effet de la dilatation thermique, et reprend sa position initiale une fois refroidi. Un front d'onde de chaleur partant du ruban et dirigé vers le haut est également visible grâce à la différence d'indice optique du gaz chaud. Il se déplace à une vitesse d'environ 0.1 m/s et touche expérimentalement l'électrode plane environ 50 ms après le début du chauffage.

L'usage répété du chauffeur ne semble pas augmenter la température de l'environnement gazeux sur le long terme : la température affichée par les sondes n'est affectée que pendant quelques secondes. Le grand volume de gaz (environ 60 L), la convection lors du chauffage, et l'effet régulateur du bain d'azote liquide entourant l'enceinte intérieure favorisent un retour rapide de l'ensemble à 77 K. Aucune variation à long terme de la tension de claquage n'est observée.

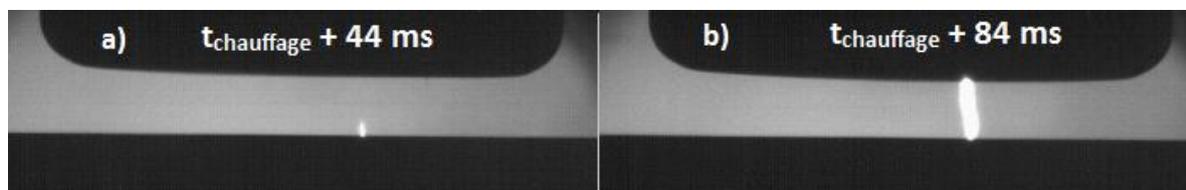


Figure 134 : Images des phénomènes de claquage en polarité positive et négative, $T = 77 \text{ K}$ + chauffage impulsionnel. (a) Polarité négative, $V_0 = +5.8 \text{ kV DC}$. (b) Polarité positive, $V_0 = -10.5 \text{ kV DC}$.

Les phénomènes de claquage prennent des formes différentes en présence de chauffage impulsionnel. Des décharges partielles lumineuses apparaissent au niveau des arêtes du ruban à mesure que la température augmente. En polarité négative, la lumière des décharges ne joint pas toujours les deux électrodes, et les phénomènes lumineux se concentrent surtout au voisinage du ruban. Malgré le caractère local de ces décharges, ces phénomènes ont néanmoins été comptés comme des claquages. La présence d'une forte résistance ($15 \text{ M}\Omega$) entre la source DC et l'électrode HT ne permet pas d'être certain du caractère disruptif de la décharge. En polarité de ruban positive, le claquage apparaît à plus haute tension, et la décharge joint les deux électrodes.

V-1.3 Comparaison entre azote liquide et gazeux, avec et sans chauffage

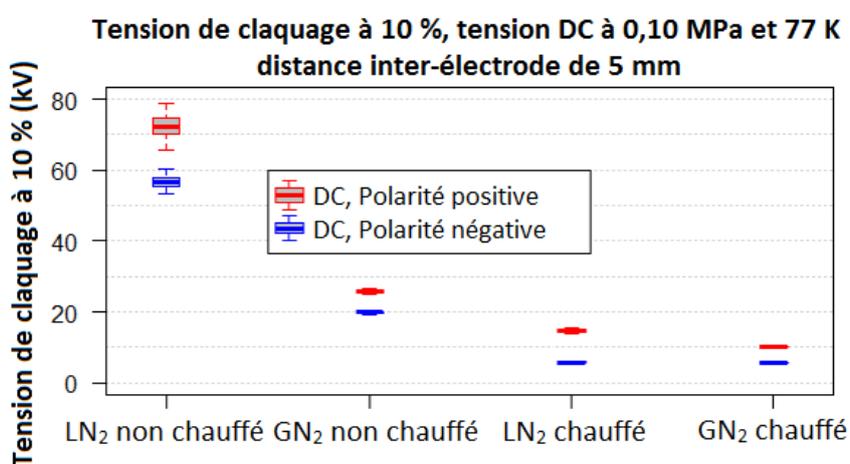


Figure 135 : Tensions de claquage à 10 % dans 4 conditions expérimentales différentes : Azote liquide ou gazeux, avec ou sans chauffage transitoire du ruban.

Les tensions de claquage $V_c^{10\%}$ ont été classées par ordre décroissant sur la Figure 135 dans 4 cas de figure : dans l'azote liquide ou gazeux, avec ou sans chauffage. Dans tous les cas, des tensions de claquage inférieures sont mesurées en polarité négative.

Dans l'azote gazeux à $T = 77 \text{ K}$, $V_c^{10\%}$ est significativement réduite par le chauffage transitoire. Ceci s'explique essentiellement par la réduction de la densité du gaz avec la température, de manière similaire aux observations effectuées sur la loi de Paschen (voir chapitre 1, section III-1.3.1). Sans chauffage, la comparaison de la tenue de l'azote gazeux et liquide met en évidence la supériorité manifeste du liquide par rapport au gaz, d'un facteur environ 3.

Le chauffage de l'azote liquide à $d = 5$ mm génère une telle quantité de vapeur que le gaz chauffé remplit tout l'espace inter-électrode au moment du claquage. Ainsi les tensions de claquage de l'azote liquide chauffé sont particulièrement proches de celles de l'azote gazeux chauffé. La Figure 136 représente les retards au claquage t_{DC} observés dans ces deux cas. En polarité négative, t_{DC} peut être très réduit dans le cas d'une isolation gazeuse, tandis qu'un délai beaucoup plus grand subsiste dans l'azote liquide chauffé en raison du temps minimal nécessaire aux ponts gazeux pour se former et joindre les deux électrodes. Des retards t_{DC} supérieurs au temps de chauffage en polarité positive dans l'azote gazeux indiquent qu'il est nécessaire de chauffer un plus grand volume de gaz pour permettre l'établissement d'une décharge dans cette polarité (l'onde de chaleur arrive sur le plan à environ $t = 50$ ms). En polarité négative, un chauffage localisé sur le ruban suffit à déclencher le claquage.

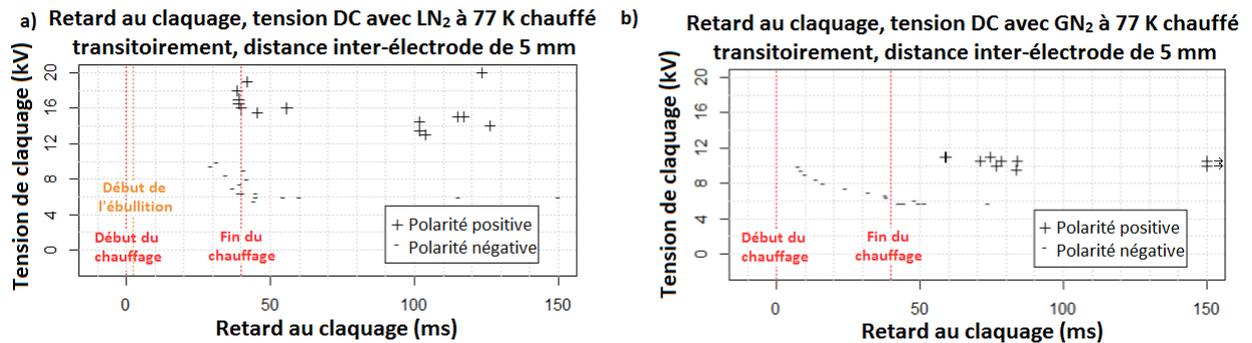


Figure 136 : Délai t_{DC} entre le début du chauffage et le claquage, $d = 5$ mm. (a) Azote liquide chauffé. (b) Azote gazeux chauffé

L'effet du chauffage sur les tensions de claquage dans l'azote liquide est présenté en Table 16. La dégradation de la tenue de l'azote liquide, déjà importante avec $d = 10$ mm, devient plus critique encore lorsque la distance est réduite à 5 mm : $V_c^{10\%}$ est réduite d'un facteur 5 à 10 à cause du chauffage transitoire.

V10	LN ₂ non chauffé		LN ₂ chauffé	
	5 mm	10 mm	5 mm	10 mm
Polarité de ruban +	72,3 kV	107,0 kV	14,9 kV	22,9 kV
Polarité de ruban -	56,7 kV	86,3 kV	6,0 kV	10,7 kV

Table 16 : Valeurs de tension de claquage à 10 % en DC dans l'azote liquide sous différentes conditions d'essais. 77 K, 0.10 MPa, distance inter-électrode de 5 et 10 mm.

V-2 Claquages à température ambiante

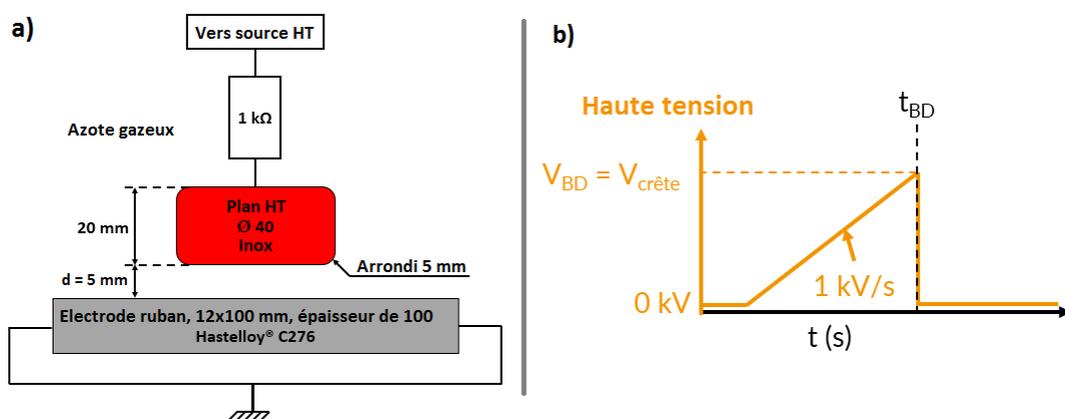


Figure 137 : Type d'essai réalisé en rampe de tension DC avec une pente de 1 kV/s, dans l'azote gazeux à température ambiante non chauffé. (a) Electrodes utilisées. (b) Forme d'onde utilisée.

Quelques essais de claquages ont été réalisés avec des rampes de tension DC, dans l'azote gazeux non chauffé. Le protocole utilisé est résumé en Figure 137.

Les mesures obtenues ont été traitées avec la statistique de Weibull, comme présenté en Figure 138. La différence entre les deux polarités est minime, à la fois sur les tensions de claquage et sur la phénoménologie du claquage, comme l'attestent les images présentées en Figure 139 : le claquage apparaît systématiquement sous la forme d'un arc joignant les deux électrodes, autour duquel se situent d'autres filaments moins lumineux, probablement dûs à des réamorçages successifs. Ce phénomène avait déjà été constaté avec de l'azote gazeux à 77 K (Figure 132). Il est probable que l'arc le plus lumineux soit chronologiquement le premier claquage à apparaître, suivi de nombreuses décharges secondaires à plus basse tension, favorisées par le rayonnement UV et les variations de pressions au voisinage.

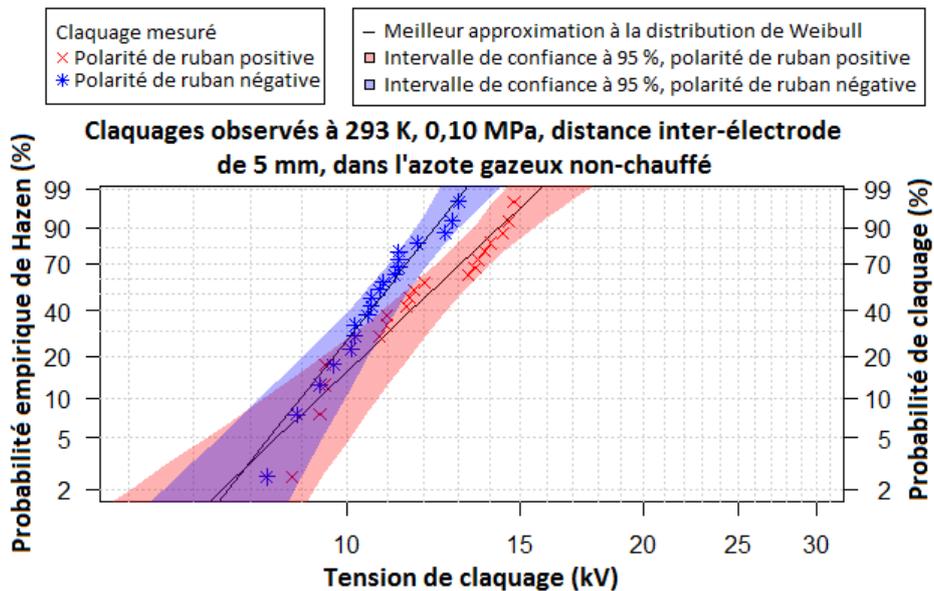


Figure 138 : Probabilité empirique de claquage dans l'azote gazeux à $T = 293$ K en rampe DC (1 kV/s), avec $d = 5$ mm. Meilleure estimation de la distribution de Weibull à 2 paramètres modélisant les données, ainsi que son intervalle de confiance à 95 %.

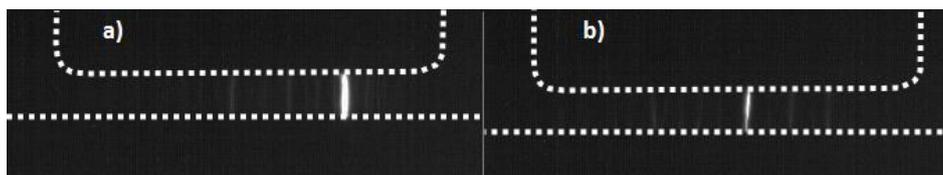


Figure 139 : Images des phénomènes de claquage en polarité positive et négative, azote gazeux à $T = 293$ K non chauffé. (a) Polarité négative, $V_a = +12.6$ kV DC. (b) Polarité positive, $V_a = -13.6$ kV DC

La Table 17 présente la comparaison des tensions de claquage à 10 % dans l'azote gazeux dans les 3 conditions expérimentales investiguées. Les tensions de claquage à $T = 293$ K sont situées entre celles avec chauffage (qui monte la température jusqu'à 400 K), et celles à 77 K. Ceci confirme l'influence majeure de la température sur le claquage du gaz, via la variation de sa densité. A partir de ces points expérimentaux, une relation linéaire avec la densité ne peut toutefois pas être déduite, probablement en raison d'une répartition de température très inhomogène entre les électrodes lorsque le ruban est chauffé, et également du fait de la répartition du champ non homogène (c'est-à-dire loin des conditions d'application de la loi de Paschen).

	77 K, GN ₂ non chauffé		77 K, GN ₂ chauffé (jusqu'à 400 K)		293 K, GN ₂ non chauffé	
	V ₁₀	n ₀	V ₁₀	n ₀	V ₁₀	n ₀
Polarité de ruban +	25,7 kV	25,7	10,2 kV	31,3	9,4 kV	7,3
Polarité de ruban -	19,9 kV	42,3	5,7 kV	> 50	9,0 kV	9,8

Table 17 : Valeurs de tension de claquage à 10 % et de facteur de forme en DC dans l'azote gazeux sous différentes conditions d'essais. $P = 0.10$ MPa, $d = 5$ mm.

V-3 Comparaison des tensions de claquage dans le gaz avec la loi de Paschen

Une superposition des résultats expérimentaux avec la loi de Paschen est présentée en Figure 140. La correction de la loi de Paschen avec la température permet une bonne adéquation des résultats expérimentaux avec la loi de Paschen modifiée dans l'azote gazeux, jusqu'à des températures cryogéniques. Les données recueillies expérimentalement à 77 K et à 293 K en géométrie d'électrode ruban/plan (Table 17) s'éloignent significativement de cette courbe, certainement à cause de cette géométrie d'électrode générant une distribution de champ fortement inhomogène ($\eta = 0.064$).

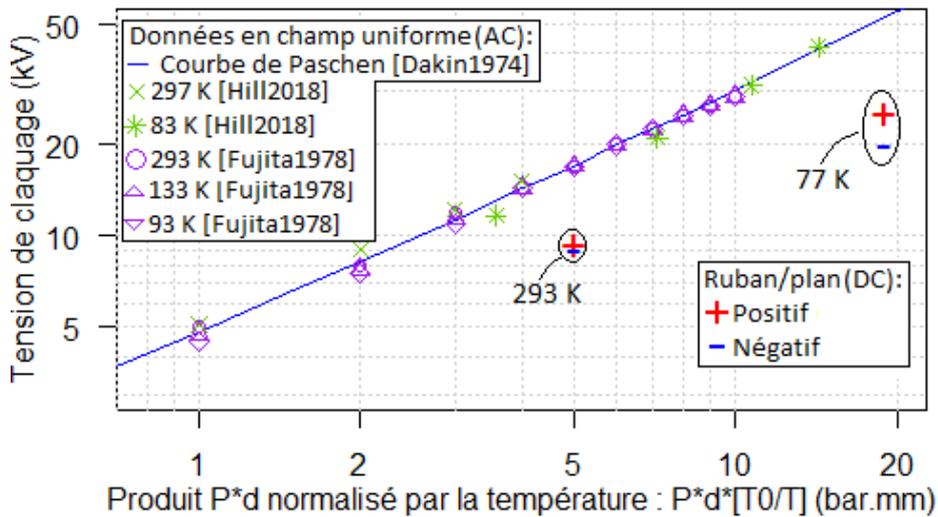


Figure 140 : Comparaison de la loi de Paschen pour l'azote gazeux, de résultats de la littérature en géométrie de champ uniforme et de nos résultats. Le produit $P*d$ a été normalisé par la température pour tenir compte de la variation de densité avec la température (voir l'équation 2). $T_0 = 293$ K.

VI Discussion - Conclusion

Un certain nombre d'interprétations des résultats expérimentaux de ce chapitre ont été développées et discutées dans les parties précédentes. L'objectif de cette section est d'effectuer un rappel des observations les plus marquantes concernant les phénomènes pré-disruptifs dans l'azote en ébullition, dans la géométrie ruban-plan représentative d'un limiteur de courant.

- En polarité négative, la propagation des streamers est fortement limitée dès que l'azote est hors de l'équilibre liquide/gaz. De nombreux streamers négatifs non-disruptifs sont observés dès lors que la pression de l'azote liquide est augmentée, ou que sa température est diminuée. On assiste ainsi à une forte augmentation des tensions de claquage en négatif lorsque l'azote est sous-refroidi. Ces observations effectuées avec de l'azote chauffé sont cohérentes avec les

mesures effectuées dans le chapitre 4 avec de l'azote non chauffé. La forte influence de la température sur la propagation des streamers négatifs constitue à notre connaissance une observation nouvelle. Comparé aux liquides diélectriques conventionnels, le cas de l'azote liquide est très particulier car dans sa forme la plus courante (77 K/ 0.10 MPa) il se trouve dans les conditions d'ébullition, ce qui n'est jamais le cas pour l'utilisation des liquides classiques qui sont toujours utilisés dans des conditions de « sous-refroidissement » (c'est-à-dire avec une pression de vapeur bien inférieure à la pression hydrostatique). En conditions d'ébullition dans l'azote liquide, la durée de vie de la phase vapeur en l'absence de condensation est très longue, ce qui autorise le développement de streamers très lents qui peuvent mener au claquage à des tensions particulièrement basses. Le même type de phénomène pourrait se produire dans des liquides conventionnels (par exemple des hydrocarbures) dans les conditions d'ébullition, mais ce type de mesure n'a jamais été effectué.

- Dans cette étude, nous avons nommé par extension « streamer de 1^{er} mode » tous les phénomènes pré-disruptifs composés d'une bulle de vapeur qui se déforme et se propage sous l'action du champ électrique. Les streamers négatifs dans l'azote liquide observés dans cette étude présentent une grande variété de comportement : Bulles de gaz lentement étirées ($v \approx 0,2$ m/s) par le champ en DC en conditions d'ébullition, bulles « rapides » ($v \approx 1$ m/s) et instables en DC en sous-refroidissement, streamer « buisson » de 1^{er} mode ($v \approx 100$ m/s) en choc de tension impulsionnel. Dans tous les cas, ces streamers sont lents, non composés de filaments fins, et peuvent être raisonnablement modélisés par le modèle de Watson, qui décrit la propagation d'une bulle de gaz déformée par la pression électrostatique en présence de décharges partielles internes.
- En polarité positive, des streamers lents « de 1^{er} mode » ont également été observés en conditions d'ébullition et en présence de chauffage impulsionnel, jusqu'à des tensions très supérieures (> 60 kV) aux tensions maximales auxquelles ces streamers ont déjà été observés en l'absence de chauffage (≈ 30 kV dans [Frayssines2002th]). Lorsque la génération est préalablement « forcée » par le chauffage, les bulles s'ionisent immédiatement, écrantent l'électrode et réduisent le champ maximum, ce qui tend à repousser l'apparition de streamers filamenteux rapides à des tensions plus élevées. Bien que les conditions expérimentales soient très différentes, cette observation est identique aux phénomènes décrits dans [Gournay1993]. Plus la taille des bulles initialement générées par le chauffage est grande, plus la tension nécessaire au déclenchement de streamers rapides est élevée. Les streamers positifs de 1^{er} mode existent alors sur une plus grande gamme de tension. En polarité négative ce phénomène n'existe pas en l'absence de streamers filamenteux rapides.
- En présence de chauffage, les tensions de claquage V_c augmentent toujours en DC avec une augmentation de la pression, conformément à d'autres essais de la littérature réalisés en AC. En impulsionnel, notre étude montre que les tensions de claquage V_c varient de manière beaucoup plus complexes avec la pression P , la température T , et le retard entre chauffage et choc de tension Δt . Il est mis en évidence que ce paramètre Δt joue un rôle essentiel pour la tenue diélectrique. Ces observations nous amènent à proposer la clé d'interprétation suivante : considérer la surface du film de gaz chargée par des DP comme une nouvelle électrode, générant un renforcement de champ en fonction de son rayon de courbure. Cette interprétation, bien que contre-intuitive et en désaccord avec des résultats en AC et en DC, permet en impulsionnel d'expliquer qualitativement une grande partie des résultats expérimentaux observés. Les grandes différences entre les phénomènes en DC et en choc de tension impulsionnel, que ce soit au niveau de l'ébullition, des phénomènes de pré-claquage ou des tensions de claquage, ne sont toutefois pas toutes élucidées.

- L'utilisation d'une électrode chauffée permet de stimuler « artificiellement » l'apparition de décharges partielles et de streamers à des tensions où aucun phénomène pré-disruptif ne se serait produit dans le liquide seul. Ce type d'essais, motivé dans cette étude par le souci d'être représentatif de l'application pour un SCFCL, nous a permis d'observer un certain nombre de phénomènes nouveaux, et présente un intérêt certain pour une meilleure compréhension des phénomènes pré-disruptifs dans les liquides.

VII Bibliographie

[Babaeva2009] N. Y. Babaeva and M. J. Kushner, Structure of positive streamers inside gaseous bubbles immersed in liquids, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, n° 13, p. 132003, 2009

[Blaz2013] M. Blaz and M. Kurrat, « Influence of bubbles in pressurized liquid nitrogen on the discharge behavior in a homogeneous electric field », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, n° 3, 2013

[Chigusa2000] S. Chigusa, N. Hayakawa and H. Okubo, « Static and dynamic breakdown characteristics of liquid helium for insulation design of superconducting power equipment », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 7, n° 2, 2000

[Deev2004] V. I. Deev, V. S. Kharitonov, K. V. Kutsenko and A. A. Lavrukhin, « Transient boiling crisis of cryogenic liquids », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, n° 47, pp. 5477–5482, 2004

[Duluc2006] M.-C. Duluc, B. Stutz and M. Lallemand, « Boiling incipience in liquid nitrogen induce by a step change in heat flux », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, pp. 1738–1750, 2006

[FastGrid_URL] FastGrid, Cost effective FCL using advanced superconducting tapes for future HVDC grids, [En ligne] <https://www.fastgrid-h2020.eu/>, consulté le 23/05/2019

[Frayssines2002] P.-E. Frayssines, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat, S. Lelaidier and F. Devaux, « Prebreakdown phenomena at high voltage in liquid nitrogen and comparison with mineral oil », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 9, issue 6, pp. 899-909, 2002

[Frayssines2002th] P.-E. Frayssines, « Etude des propriétés diélectriques de l'azote liquide sous haute tension et caractérisation des streamers positifs par spectroscopie d'émission », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2002

[Frayssines2003] P.-E. Frayssines, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat, F. Devaux, « Prebreakdown and breakdown phenomena under uniform field in liquid nitrogen and comparison with mineral oil », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 10, issue 6, pp. 970-976, 2003

[Gerhold1999] J. Gerhold, M. Hubmann and E. Telser, « DC-Breakdown Strength of Liquid Nitrogen under Different Voltage Ramp Conditions », *Proceedings of 13th International Conference on Dielectric Liquids*, 1999

[Goshima1995] H. Goshima, N. Hayakawa, M. Hikita, H. Okubo and K. Uchida, « Weibull statistical analysis of area and volume effects on the breakdown strength in liquid nitrogen », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 2, n° 3, pp. 385-393, 1995

[Goshima1995b] H. Goshima, N. Hayakawa, M. Hikita and K. Uchida, « Area and volume effects on breakdown strength in liquid nitrogen », *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 2, n° 3, pp. 376-384, 1995

- [Gournay1993] P. Gournay and O. Lesaint, « A study of the inception of positive streamer in cyclohexane and pentane », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 26, p. 1966, 1993
- [Hara1991] M. Hara, H. Koishihara and K. Saita, « Breakdown behavior of cryogenic liquids in the presence of thermal bubbles under ramped voltage », *IEEE transactions on electrical insulation*, vol. 26, n° 4, pp. 685-691, 1991
- [Hayakawa2015] N. Hayakawa, S. Nishimachi, H. Kojima and H. Okubo, « Size effect on breakdown strength in sub-cooled liquid nitrogen for superconducting power apparatus », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, n° 5, pp. 2565-2571, 2015
- [Hayakawa2017] N. Hayakawa, T. Matsuoka, H. Kojima, S. Isojima and M. Kuwata, « Breakdown Characteristics and Mechanisms of Liquid Nitrogen Under Transient Thermal Stress for Superconducting Fault Current Limiters », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 27, n° 4, 2017
- [Hayakawa2018] N. Hayakawa, K. Ishida, M. Mimbu, H. Kojima, S. Isojima and M. Kuwata, « Volume Effect of Dynamic Breakdown Strength in LN2 for Insulation Design of Resistive Superconducting Fault Current Limiters », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 28, no 4, p. 1-4, 2018
- [Hayakawa2019] N. Hayakawa, M. Mimbu, H. Kojima, S. Isojima and M. Kuwata, « Dynamic Breakdown Characteristics of Pancake Coil Model for Resistive-Type Superconducting Fault Current Limiters », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 29, n° 5, pp. 1-6, 2019
- [Hill2018] N. Hill and M. Kurrat, « Discharge Mechanisms in Liquid Nitrogen—Breakdown Field Strength of Gaseous Nitrogen », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 28, n° 4, 2018
- [Jensen1980] J. E. Jensen, R. G. Stewart, W. A. Tuttle and H. Brechna, *Brookhaven national laboratory selected cryogenic data notebook: section IV (Vol. 1)*. Brookhaven National Laboratory, 1980.
- [Kang2014] H. Kang, J. Hong, J. I. Heo and Y. D. Chung, « Visualization Study on the Bubble Suppression Characteristics of LN2 for Developing a High Voltage Superconducting Magnet System », *IEEE Transactions on applied superconductivity*, vol. 24, n° 3, 2014
- [Kattan1989] R. Kattan, A. Denat and O. Lesaint, « Generation, growth, and collapse of vapor bubbles in hydrocarbon liquids under a high divergent electric field », *Journal of applied physics*, vol. 66, n° 9, pp. 4062-4066, 1989
- [Kawagushi1972] Y. Kawaguchi, H. Murata and M. Ikeda, Breakdown of transformer oil, « *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems* », n° 1, pp. 9-23, 1972
- [Kogelschatz2003] U. Kogelschatz, « Dielectric-barrier Discharges- Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications », *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 23, n° 1, 2003
- [Kawagushi1972] Y. Kawaguchi, H. Murata and M. Ikeda, Breakdown of transformer oil, « *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems* », n° 1, pp. 9-23, 1972
- [Lalot1983] J. Lalot, « Traitement statistique des méthodes d'essai diélectriques », *Bulletin de la Direction des études et recherches-Electricité de France. Série B, réseaux électriques, matériels électriques*, n° 1-2, pp. 5-30, 1983
- [Lesaint2011] O. Lesaint and T. V. Top, « Streamer inception in mineral oil under ac voltage », *2011 IEEE International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, 2011

- [Lesaint2016] O. Lesaint, « Prebreakdown phenomena in liquids: propagation 'modes' and basic physical properties », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 49, n° 14, 2016
- [Lesaint2018] O. Lesaint and L. Costeanu, « Positive streamer inception in cyclohexane: Experimental characterization and cavitation mechanisms », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 25, n° 5, 2018
- [Maeda2019] C. Maeda, S. Yanai, Y. Shirai, M. Shiotsu, G. Honda and S. Isojima, « Recovery Characteristics of GdBCO Tape in a Pressurized Liquid Nitrogen for a Resistive SFCL », *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 29, n° 5, pp. 1-5, 2019
- [Marković2017] M. Marković and Ž. Štih, New method for prediction of insulating liquid AC breakdown, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 24, n° 1, pp. 437-454, 2017
- [Mahmud2015] S. Mahmud, G. Chen, I. O. Golosnoy, G. Wilson and P. Jarman, « Experimental studies of influence of different electrodes on bridging in contaminated transformer oil », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, n° 5, pp. 2433-2441, 2015
- [Meijer2002] S. Meijer, R. G. A. Zoetmulder, J. J. Smit and A. Girodet Risk, « Risk assessment of free moving particles in GIS using spectral and partial discharge analysis », *Conference Record of the 2002 IEEE International Symposium on Electrical Insulation*, 2002
- [Na2011] J. B. Na, H. Kang, Y. J. Kim, K. S. Chang, Y. J. Hwang and T. K. Ko, « Experimental study on the lightning impulse dielectric characteristics of sub-cooled liquid nitrogen for a high voltage superconducting fault current limiter », *IEEE Transactions on applied superconductivity*, vol. 21, n° 3, pp. 1336-1339, 2011
- [Nishimachi2012] S. Nishimachi, N. Hayakawa, H. Kojima, M. Hanai and Hitoshi Okubo, « Pressure and temperature dependence of breakdown characteristics of sub-cooled liquid nitrogen », *2012 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, pp. 440-443, 2012
- [Okubo2017] H. Okubo, « Kerr Electro-optic Electric Field Measurement and Electrical Insulation Performance in HVDC Liquid Dielectric Systems », *9th IEEE International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, 2017
- [Sakurai1992] A. Sakurai, M. Shiotsu and K. Hata, Boiling heat transfer characteristics for heat inputs with various increasing rates in liquid nitrogen, *Cryogenics*, vol. 32, n° 5, 1992
- [Sibillot1974] P. Sibillot and R. Coelho, « Prebreakdown Events in Liquid Nitrogen », *Le Journal de Physique*, vol. 35, p. 141, 1974
- [Tachibana2011] K. Tachibana, Y. Takekata, Y. Mizumoto, H. Motomura and M. Jinno, Analysis of a pulsed discharge within single bubbles in water under synchronized conditions, *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 20, n° 3, p. 034005, 2011
- [Takahashi1975] Y. Takahashi and K. Ohtsuka, « Corona discharges and bubbling in liquid nitrogen », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 8, 1975
- [Top1999th] T. Tran Van, « Etude de la Génération des Streamers dans l'Huile Minérale sous Tension Impulsionnelle et Alternative », thèse de doctorat, Energie électrique. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG 1999

[Wang2008] P. Wang, D. J. Swaffield, P. L. Lewin and G. Chen « Thermal bubble motion in liquid nitrogen under nonuniform electric fields », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 15, n°3, pp. 626-634, 2008

[Wang2008th] P. Wang, « Thermal bubble behaviour in liquid nitrogen under electric fields », PhD thesis, University of Southampton, Faculty of Engineering, Sciences and Mathematics, 2008

[Watson1991] P.K. Watson, W.G. Chadband and M. Sadeghzadeh-Araghi, « The role of electrostatic and hydrodynamic forces in the negative-point breakdown of liquid dielectrics », *IEEE transactions on electrical insulation*, vol. 26, n° 4, 1991

[Watson1998] P.K. Watson, M. Iqbal Qureshi and W.G. Chadband, « The growth of prebreakdown cavities in silicone fluids and the frequency of the accompanying discharge pulses », *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 5, n° 3, pp. 344-350, 1998[Fink2018] S. Fink and V. Zwecker, « A facility for DC breakdown voltage testing of liquid nitrogen up to 325 kV », *VDE High Voltage Technology 2018-ETG-Symposium*, 2018

Conclusion générale

L'étude des phénomènes de pré-claquage et du claquage dans l'azote liquide et en ébullition avec une électrode ruban nous a permis d'étudier les propriétés diélectriques de l'azote en vue de l'application industrielle d'un limiteur de courant supraconducteur. Les principaux résultats de cette étude sont les suivants :

I Contraintes sur l'isolation du limiteur lors de son fonctionnement sur un réseau électrique.

L'étude en simulation du cas d'étude d'un limiteur de courant inséré sur une ligne électrique nous a permis de distinguer deux groupes de contraintes distincts :

- En régime permanent, les contraintes diélectriques sont présentes exclusivement entre le limiteur de courant et la cuve. Des contraintes permanentes (DC) et des contraintes transitoires (surtensions LI et SI) y sont subies par l'azote liquide servant à l'isolation. Des stratégies d'écrantage par des capots peuvent être appliquées pour réduire au maximum le renforcement de champ électrique dans cette zone.
- En régime de limitation, des contraintes en tension supplémentaires apparaissent, cette fois au sein du bobinage du limiteur de courant. L'échauffement transitoire des rubans supraconducteurs génère une ébullition importante, ce qui fragilise l'isolation du fait de l'apparition d'azote gazeux dans des zones sous champ. Les arêtes vives des rubans supraconducteurs génèrent des renforcements de champ importants, qui sont difficilement écrantables par des stratégies de capotage conventionnelles. De plus, le limiteur voit des surtensions spécifiques au début et à la fin de la limitation, qui sont assimilées en première approximation à des chocs de manœuvre. Toutes ces contraintes supplémentaires sont néanmoins contrebalancées par le fait que seule une fraction de la tension nominale (proportionnelle à la tension totale divisée par le nombre de galettes) s'applique entre deux sections de rubans successives.

II Phénomène de pré-claquage

Dans l'azote liquide non chauffé, les caractéristiques des streamers générés par une électrode ruban sont très similaires à celles observées dans les travaux de la littérature effectués avec des pointes ou des sphères :

- Les tensions d'apparition des streamers sont légèrement plus faibles en polarité négative qu'en positive.
- Ces tensions de génération augmentent légèrement avec l'augmentation de la pression et la diminution de la température.
- Les niveaux de tension d'apparition sont intermédiaires entre ceux observés en géométrie de champ fortement divergentes (pointe-plan) et ceux observés en géométrie de champ quasi uniforme (sphère-plan).
- Les géométries de streamer sont essentiellement filamenteuses en polarité positive, et en buisson en polarité négative.

- Les vitesses de propagation des streamer dépendent fortement de la polarité : de 80 à 150 m/s en polarité négative dans nos essais, de 100 à 200 km/s en polarité positive dans nos essais

Dans l'azote liquide chauffé, les phénomènes de pré-claquage sont très différentes, et le type d'onde de tension appliquée à une importance déterminante sur le pré-claquage :

- En DC, à l'équilibre liquide/gaz, les claquages sont dus à la croissance de bulles remplissant la majorité de l'espace inter-électrode. Avec l'augmentation de la pression, les phénomènes de pré-claquage dépendent de la polarité : des streamers filamenteux se propageant dans l'azote liquide sont observés en polarité positive, tandis que des bulles dont la croissance est soutenue par des décharges partielles sont responsables du claquage en polarité négative.
- En choc de tension impulsionnel, les claquages sont induits par une succession de 3 étapes : décharges partielles dans la phase vapeur, génération d'un streamer à l'interface liquide/gaz, et propagation du streamer dans le liquide. De petites bulles de gaz tendent à initier des streamers à plus faible tension, du fait du renforcement de champ plus important à l'interface gaz/liquide.

L'influence de la pression et de la température dépend très fortement de la polarité. En polarité négative, la propagation des streamers lents est très fortement limitée en conditions de sous-refroidissement. Le phénomène de recondensation de l'azote dans le canal du streamer est susceptible d'être responsable de cette influence. En polarité positive, les streamers filamenteux rapides sont fortement hors équilibre thermodynamique, et l'influence de la pression et de la température extérieure sur leur propagation est très faible.

III Tensions de claquage

Avec une électrode ruban non chauffée, les tensions de claquage observées sont intermédiaires entre des géométries de champ divergent et des géométries de champ uniforme. Certains critères de champ maximum déjà utilisés pour des géométries de champ uniformes [Hayakawa2015]⁵ se révèlent pertinents pour décrire les tensions de claquages observées avec des rubans. Une faible influence positive du sous-refroidissement est observée sur les tensions de claquages dans nos essais, ce qui est en accord avec les résultats généraux de la littérature.

Avec une électrode chauffée en choc de tension impulsionnel, le rayon de courbure des bulles au moment de l'impulsion de tension est un paramètre critique : plus le rayon de courbure est petit, plus le renforcement de champ est fort, et plus les tensions de claquage sont basses. Le décalage temporel Δt entre le chauffage et l'application du choc de tension constitue un paramètre très important. Avec les conditions utilisées, représentatives du fonctionnement d'un limiteur réel, la tendance observée est opposée aux observations antérieures effectuées avec des tensions non transitoires (AC, DC). Les tensions de claquage varient de manière complexe avec les paramètres expérimentaux, et la compréhension des phénomènes physiques à l'œuvre est nécessaire pour les interpréter.

Avec une électrode chauffée en DC, les tensions de claquage chutent fortement par rapport au cas non chauffé. Une augmentation de la pression permet de retrouver les niveaux de tensions de claquage observés sans chauffage. Ces observations en DC sont similaires à celles effectuées dans la littérature en AC, mais sont en apparence contradictoires avec l'interprétation proposée pour les résultats en impulsionnel dans la section précédente. En impulsionnel, lorsque la durée d'application de la tension

⁵ Les références de la conclusion générale, des perspectives et des annexes sont associées à celles du chapitre 5, et sont consultables à la fin de celui-ci

est courte devant la durée du chauffage, la réduction du volume et du rayon des bulles s'accompagne souvent d'une diminution des tensions d'apparitions des streamers et des tensions de claquage, imputée à un plus fort renforcement de champ au niveau de la surface des bulles. A l'inverse, en DC le claquage peut survenir avec des retards très importants (plus de 100 ms), mais la réduction du volume final de bulle qui découle de l'augmentation de la pression est corrélée à une augmentation importante des tensions de claquage.

En polarité négative, des leviers existent pour réduire le risque de claquage dû aux streamers lents, sensibles aux conditions de pression et de température. En polarité positive, les streamers positifs rapides sont très peu influencés par les conditions extérieures, et représentent une menace importante pour l'isolation haute tension, même avec de grandes distances d'isolation.

Perspectives

I Influence de la température sur la phénoménologie des streamers

Les essais décrits dans ce rapport mettent en évidence une influence significative de la température sur les claquages et les pré-claquages dans l'azote liquide, en particulier en polarité négative. La caractérisation de l'influence de la température sur les streamers dans l'azote liquide mériterait d'être effectuée avec un dispositif expérimental spécialement dédié :

- Utilisation d'une géométrie pointe/plan, avec une pointe de faible rayon de courbure pour favoriser l'apparition des streamers à plus basse tension, et réduire le délai statistique de génération ;
- Acquisition visuelle de la dynamique de propagation des streamers (caméra à balayage de fente, photomultiplicateur, ...) et de la géométrie des streamers (caméra à intensificateur, ombroscopie, strioscopie, ...) ;
- Système de mesure de charge injectée ou de courant, permettant en particulier de remonter à l'énergie injectée et d'observer la corrélation temporelle entre les signaux lumineux et électriques.

II Influence de l'ébullition forcée sur le pré-claquage

L'utilisation d'une électrode chauffée pour des études diélectriques n'est pas nouvelle, mais peu de travaux se penchent sur les phénomènes de pré-claquage. Les résultats présentés dans les précédents chapitres ont permis de mettre en évidence une phénoménologie spécifique et complexe, et les quelques réponses apportées appellent de nombreuses questions nouvelles. Les éléments suivants ne sont que peu ou pas investigués dans ces travaux, et méritant un approfondissement :

- L'initiation de DP dans la phase gazeuse : de nombreux paramètres expérimentaux sont présents (pression et température des bulles, taille et géométrie, ...), et leur influence séparée et conjointe mériterait d'être quantifiée. L'analogie avec les décharges à barrière diélectrique (DBD) parfois avancée dans ce rapport mériterait d'être éprouvée, car une modélisation avancée des DBD avec une interface solide existe déjà ;
- La génération de streamer depuis la phase gazeuse a clairement été mise en évidence, mais les règles qui régissent la transition de DP dans le gaz vers la génération d'un streamer en phase liquide sont floues. A quel point l'analogie entre une électrode métallique et la surface d'un film gazeux chargé électriquement est-elle pertinente ?
- L'utilisation d'une électrode ruban dans cette étude a permis un chauffage simple de l'intégralité de l'électrode par effet Joule, ainsi qu'une inhomogénéité de champ important favorable à l'étude des phénomènes pré-disruptifs. Mais travailler avec une bulle unique (par opposition à nos essais avec de nombreuses bulles sur une grande longueur de ruban) permettrait certainement un meilleur contrôle des paramètres expérimentaux. La comparaison des phénomènes de pré-claquage avec ces deux types de géométrie serait un autre sujet à étudier ;
- L'application d'un fort courant de chauffage dans l'électrode ruban (courant moyen de 160 A dans nos essais) génère un champ magnétique au voisinage de l'électrode. Ce champ est

peut-être susceptible d'influencer la décharge et sa dynamique, d'autant plus que de vrais rubans supraconducteurs peuvent être traversés par des courants bien plus importants.

III Effet d'échelle

Toutes les mesures effectuées ont été réalisées avec une électrode ruban de faible dimension (10 cm de longueur) en comparaison des centaines de mètres nécessaires à la fabrication d'un limiteur de courant. Avec des électrodes de plus grandes tailles, le risque d'un claquage est statistiquement plus grand. De plus, le risque de malfaçon (protubérance sur un ruban, éraflure, ...) est plus élevé lorsque des plus grandes distances sont en jeu. Ces irrégularités de surface augmentent elles aussi les risques de claquage. A partir des résultats expérimentaux de ce rapport et des données de la littérature, des extrapolations statistiques peuvent être effectuées [Hayakawa2015] [Marković2017]. Elles mériteraient toutefois d'être appuyées par des résultats expérimentaux issus d'essais sur de grandes longueurs de ruban.

IV Géométrie d'électrode « double ruban »

Par raison de commodité, les essais réalisés ont été effectués avec une électrode plan faisant face à une électrode ruban. Cette situation correspond aux rubans supraconducteurs faisant face soit à un capot métallique, soit à la masse du cryostat. Néanmoins, le cas de deux rubans se faisant face n'a pas été investigué. La variation de la répartition du champ électrique en géométrie ruban/ruban et l'ébullition simultanée autour des deux électrodes sont les deux différences principales par rapport au cas ruban/plan. Il serait intéressant d'observer expérimentalement si ces différences induisent des variations majeures des phénomènes observés et des tensions de claquage. De la même manière, l'effet de l'orientation des rubans les uns par rapport aux autres (face à face, ou tranche à tranche) ou par rapport à l'axe vertical (effet de la gravité sur les bulles) mériterait elle aussi une investigation expérimentale.

V Surface du ruban

L'influence du matériau constituant les rubans peut être étudiée, comme cela a été brièvement décrit dans la section IV-1.2 du chapitre 3. Les rubans utilisés pour ces essais sont constitués d'Hastelloy® brut, tandis que les rubans supraconducteurs sont constitués d'une multitude de couches, qui peuvent être recouvertes par exemple avec de l'argent. L'état de surface et l'ébullition peuvent ainsi être altérés. Une solution encore différente consiste à recouvrir le ruban supraconducteur d'une fine couche d'isolant électrique. Cette solution peut permettre d'améliorer la qualité des transferts thermiques entre le ruban et l'azote liquide lors de l'ébullition, et d'augmenter la tenue diélectrique autour des rubans. Cependant cette solution modifie radicalement les contraintes thermiques et diélectriques, et mériterait une étude expérimentale à part entière.

VI Modélisation des streamers de 1^{er} mode

Une caractéristique peu commune de l'azote liquide en tant que liquide isolant est l'existence de streamers lents de « 1^{er} mode » sur une grande plage de tensions et de distances inter-électrode. Ceci est certainement dû au fait que l'azote, même en conditions de sous-refroidissement (par exemple à 65 K) n'est pas très éloigné des conditions d'ébullition en comparaison de beaucoup d'autres liquides. Le modèle de Watson, utilisé avec succès pour des huiles silicone, ne donne pas ici des résultats très satisfaisants, même s'il prédit des vitesses de propagation du bon ordre de grandeur. D'autre part, la

dynamique de Rayleigh, qui permet de prédire correctement la durée de vie des streamers filamenteux rapide, n'est pas adaptée à l'étude des streamers lents dans l'azote liquide, quasiment à l'équilibre avec l'environnement extérieur. Un modèle plus réaliste devrait prendre en compte l'apport de chaleur dû aux décharges partielles dans le gaz, la dynamique de déformation des bulles sous l'effet de la pression électrostatique, ainsi que la cinétique de recondensation du gaz (en particulier en sous-refroidissement).

Table des figures

Figure 1 : Diagramme de phase de l'azote en fonction de la pression et de la température [Nishimachi2012].	21
Figure 2 : Caractéristique courant-tension pour une décharge entre deux électrodes parallèles. La courbe bleue correspond aux décharges « basses pressions » (< 1 mbar) et la courbe orange aux décharges observées à haute pression (autour de la pression atmosphérique) [Douat2014th]	22
Figure 3 : Mécanismes d'une décharge de Townsend. A = Anode, C = Cathode (a) Avalanche électronique et premier coefficient de Townsend α . (b) Emission d'électrons secondaires à la cathode et second coefficient de Townsend γ [Douat2014th]	22
Figure 4 : Courbe de Paschen : Revue des tensions de claquage dans l'azote gazeux à température ambiante en fonction du produit $p \cdot d$ [Dakin1974].	24
Figure 5 : Tensions de claquage pour différents gaz avec une électrode tige de 1 mm de rayon face à un plan (a) Distance interélectrode de 5 mm. (b) Distance inter-électrode $d = 20$ mm [Önal2004].	25
Figure 6 : Structure d'un streamer positif dans un gaz. a) densité d'électron n_e , b) densité d'ion n_+ , c) densité de charge d'espace ($n_+ - n_e$), (d) champ électrique E (en dégradé de couleur) et lignes équipotentielles ϕ . Les lettres dans la section c indiquent la région du streamer : H : tête du streamer (Head), I : intérieur du canal streamer, W : Paroi du streamer (Wall) [Ebert2010] [Ratushnaya2011]	26
Figure 7 : Schéma de la propagation de streamers. (a) Propagation d'un streamer positif à deux instants différents. (b) Image du champ total au voisinage de la tête du streamer positif, constitué du champ généré par les électrodes et du champ généré par les charges d'espace. (c) Propagation d'un streamer négatif à deux instants différent. (d) Image du champ total au voisinage de la tête du streamer négatif, constitué du champ généré par les électrodes et du champ généré par les charges d'espace. [Douat2014th]	27
Figure 8 : Modèle de propagation d'un streamer primaire et secondaire dans l'air [Kojima2016].	28
Figure 9 : Caractérisation d'un streamer négatif lent de « 1 ^{er} mode » dans l'azote liquide. (a) Imagerie du streamer en forme de « buisson ». (b) Tension appliquée, lumière émise et courant injecté dans le liquide [Frayssines2002th]	29
Figure 10 : Tensions de génération des streamers en géométrie pointe-plan (rayon de courbure = 1 μm , distance inter-électrode $d = 3,2$ mm. (a) En polarité négative. (b) En polarité positive [Frayssines2002th]	30
Figure 11 : Images de streamers se propageant dans l'azote liquide entre une pointe et un plan. (a-b) Streamers « buisson » en polarité négative. (c-d) Streamers « filamenteux » en polarité positive [Fleszyński1979].	31
Figure 12 : Vitesse moyennes de propagation des streamers dans l'azote liquide en fonction de la tension, en géométrie pointe-plan (pointe de 1 μm). (a) Polarité négative à 20 et 40 mm (b) Polarité positive à 80 mm de distance. [Frayssines2002b]	32
Figure 13 : Modèle de propagation des streamers de 2 nd mode : analogie avec une source d'énergie mobile [Lesaint2016]	33
Figure 14 : Longueur d'arrêt des streamers dans l'azote liquide en fonction de la polarité et de la tension, en géométrie pointe-plan (pointe de 1 μm). [Frayssines2002b]	34
Figure 15 : (a) Mesure dynamique du diamètre d'un canal de streamer dans le pentane. (B) Image typique durant la phase d'expansion du canal. (C) Image typique après la phase d'implosion du canal de streamer. [Lesaint2016], mis en forme depuis [Gournay1994]	35
Figure 16 : Champ électrique longitudinal dans le streamer en fonction de la capacité linéique du streamer dans l'huile minérale [Saker1996]	35

Figure 17 : Paramètres extrinsèques susceptibles d'influencer le claquage dans l'azote liquide [Gerhold2002]	36
Figure 18 : Revue des tensions de claquage dans l'azote liquide en fonction de la distance. Adapté de [Sauers2009].....	38
Figure 19 : Champs moyen de claquage dans l'azote liquide en fonction de la distance en champ électrique homogène (électrodes Rogowski de diamètre 108 mm) [Blaz2012].....	39
Figure 20 : Tensions de claquage dans l'azote liquide en géométrie sphère plan, à des températures de 77 et 65 K, et des pressions de 0.10 et 0.30 MPa. (a) Diamètre de l'électrode sphère = 50 mm. (b) Diamètre de l'électrode sphère = 20 mm. (c) Diamètre de l'électrode sphère = 6 mm. [Hayakawa2014].	40
.....	
Figure 21 : Revue de l'influence de l'effet d'échelle en AC sur le champ électrique maximum de claquage [Hayakawa2015].	41
Figure 22 : Influence de la pression et de la température sur le pourcentage de champ maximal déterminant le claquage. (a) Schéma de principe. (b) Valeurs de α pour différentes conditions expérimentales [Hayakawa2015]......	42
Figure 23 : Caractéristique « Durée de vie-Tension appliquée » pour l'azote liquide et l'hélium liquide en AC avec des électrodes coaxiales espacées de 4,5 mm. [Gerhold1998].....	44
Figure 24 : Probabilité de défaut dans les postes sous enveloppe métallique en fonction de la tension appliquée et de la durée d'application de la tension [Tsuboi2010b].....	44
Figure 25 : Tensions de claquage en fonction de la pression, en géométrie sphère-plan, ainsi qu'en géométrie coaxiale avec une rugosité d'électrode faible (< 1 μm , « Mirror finish ») ou forte (~ 200 μm , « Rough finish »). [Hayakawa1997].....	45
Figure 26 : Tensions de claquage dans l'azote liquide avec différents rayons de courbure d'électrodes et différentes distances inter-électrodes. (a) Polarité positive. (b) Polarité négative. (c) Tension alternative (60 Hz) [Goshima1995].	46
Figure 27 : Tensions de claquage dans l'azote liquide avec en fonction de la distance pour différentes polarités, en géométrie pointe-plan (rayon de courbure de la pointe = 100 μm). Adapté de [Fleszyński1979].	46
Figure 28 : Courbe typique de flux thermique en fonction de l'écart de température entre une surface chauffée et de l'azote liquide. [Krane1988] (Mise en forme et unités du Système International : [Wang2008th])	48
Figure 29 : Conditions d'ébullition et de récupération de l'azote liquide chauffé. (a) Azote liquide saturé (77 K, 101 kPa). (b) Azote liquide sous-refroidi (65 K, 101 kPa). [Nam2007].....	49
Figure 30 : Déformation des bulles entre deux électrodes planes dans l'azote liquide, en fonction du type et du niveau de tension. [Hara1989b]	50
Figure 31 : Champ de claquage dans l'azote liquide, en fonction de la puissance de chauffage pour différentes conditions de pression et de température [Sauers2010].....	52
Figure 32 : Décharges et effets de ces décharges sur une bulle d'azote plongée dans l'eau pour différentes tensions (positives) appliquées [Tachibana2011].	53
Figure 33 : Représentation du domaine de conditions physiques dans lequel les propriétés supraconductrices se manifestent.	68
Figure 34 : Résistance d'un échantillon de mercure en fonction de la température [Onnes1911b] ...	68
Figure 35 : Evolution du courant lors d'un défaut avec et sans limiteur de courant [Young2009]	70
Figure 36 : Principaux projets internationaux de limiteurs de courant supraconducteurs en 2013 [Tixador2013]	71
Figure 37 : Modèle de limiteur de courant supraconducteur utilisé pour la simulation [Garcia2016]	72
Figure 38 : Schéma électrique équivalent de ligne électrique « Source HVDC + Limiteur + Disjoncteur + Parafoudres »	73

Figure 39 : Courant dans le limiteur durant une séquence de limitation	74
Figure 40 : Chronogrammes simplifiés des contraintes en courant et en tension sur le limiteur de courant lors d'une limitation. (a) Courant traversant le limiteur de courant. (b) Tension entrée-sortie du limiteur de courant. (c) Tension entrée-terre du limiteur de courant. (d) Tension sortie-terre du limiteur de courant.....	75
Figure 41 : Schéma simplifié et Modèle 3D du limiteur de courant développé dans le cadre du projet FastGrid. (a) Limiteur complet (10 galettes en séries) (b) Vue de détail d'une galette	77
Figure 42 : Images de la tranche du ruban en Hastelloy® utilisé pour les essais diélectriques. (a) Vue d'ensemble d'une portion de ruban. (b) Vue rapprochée de la tranche du ruban.	79
Figure 43 : Modélisation et paramétrisation des simulations de champ électrique. (a) Configuration « perpendiculaire ». (b) Configuration « parallèle »	80
Figure 44 : Champ maximal (pour une tension de 1 V) aux arêtes d'un ruban pour 4 épaisseurs de ruban, 6 distance inter-électrodes, 2 rayons de courbures aux arêtes, en configuration « perpendiculaire » et « parallèle »	80
Figure 45 : Facteur d'utilisation ($E_{\text{mean}}/E_{\text{max}}$) aux arêtes d'un ruban pour 4 épaisseurs de ruban, 6 distance inter-électrodes, 2 rayons de courbures aux arêtes, en configuration « perpendiculaire » et « parallèle »	81
Figure 46 : Simulation 3D de la géométrie d'électrode utilisée dans le dispositif expérimental. (a) Vue 3D du dispositif. (b) Vue 2D du dispositif. (c) Distribution de tension entre les électrodes. (d) Distribution de champ au voisinage du ruban	83
Figure 47 : Comparaison des champs générés par différentes électrodes. (a) Electrodes utilisées pour la simulation. (b) Facteurs d'utilisation calculés pour chaque jeu d'électrode en fonction de la distance.	84
Figure 48 : Schéma récapitulatif des contraintes sur le SCFCL entre le bobinage du limiteur et la cuve durant un défaut de ligne.....	86
Figure 49 : Schéma récapitulatif des contraintes sur le SCFCL entre deux parties du bobinage du limiteur pendant un défaut de ligne.	87
Figure 50 : Cryostat utilisé durant les essais. (a) Représentation schématique, adaptée de [Frayssines2002th]. (b) Photo du cryostat monté.....	91
Figure 51 : Photographie des tours d'alimentations HT DC de polarité positive et négative	94
Figure 52 : Photographie des alimentations HT alternative (transformateur) et impulsionnelle (générateur de Marx)	95
Figure 53 : Schéma équivalent du générateur de Marx utilisé pour les essais. (a) Partie active du générateur lors de la charge. (b) Partie active lors de la décharge	95
Figure 54 : Représentation des 3 types d'ondes impulsionnelles disponibles sur le générateur de Marx. L'axe des abscisses est en échelle arbitraire.	97
Figure 55 : Système d'électrodes utilisé pour les essais. (a) Vue schématique. (b) Photographie.....	98
Figure 56 : Résultats des essais de claquage avec trois types de rubans, essais en rampe DC à 1 kV/s, distance inter-électrode de 10 mm, polarité de ruban négative	99
Figure 57 : Imagerie de la face latérale des trois rubans après les essais, du côté exposé aux claquages et du côté opposé aux claquages	99
Figure 58 : Photographie du dispositif de chauffage transitoire de l'électrode ruban.....	100
Figure 59 : Schéma électrique du système de chauffage transitoire connecté au cryostat avec les systèmes de mesure.....	101
Figure 60 : Propriétés de l'Hastelloy® C276 en fonction de la température [Lu2008]. (a) Résistivité ρ . (b) Capacité thermique à pression constante (C_p).....	102
Figure 61 : Résultats de simulation de chauffage. (a) Tension aux bornes du ruban, courant traversant le ruban et résistance du ruban. (b) Température du ruban, et énergie dissipée dans le ruban.	103

Figure 62 : Aperçu des moyens expérimentaux mis en œuvre (a) Face avant de la cage de Faraday. (b) Face latérale de la cage de Faraday	104
Figure 63 : Organigramme des deux modes de calcul de la température du ruban.....	106
Figure 64 : Comparaison des températures calculées suivant les hypothèses « résistivité linéaire » et « adiabatique ».....	108
Figure 65 : Illustration du protocole d'essais à paliers multiples.....	110
Figure 66 : Illustration du protocole de montée de descente.....	111
Figure 67 : Schéma représentant les types d'essais effectués avec chauffage et Haute Tension. (a) Avec une tension de type 'choc'. (b) Avec une tension de type 'DC'. L'axe des abscisses n'est pas à l'échelle.	111
Figure 68 : Illustration du protocole de contraintes progressives	112
Figure 69 : Présentation de l'approche bayésienne sur un exemple de problème. (a) Présentation du problème du dé inconnu. (b) Résolution du problème avec le théorème de Bayes	115
Figure 70 : Comparaison de quelques évaluations de tension de claquage à 10 % déterminées à partir des mêmes données expérimentales, via la norme CEI60060, et via le calcul bayésien (distribution de Weibull)	117
Figure 71 : Type d'essai réalisé en choc STI (0.4 / 1400 μ s) dans l'azote liquide non chauffé. (a) Electrodes utilisées. (b) Forme d'onde utilisée.	122
Figure 72 : Tension instantanée et lumière pré-claquage émise (signal du PM). Azote liquide à 77 K, 0.10 MPa, d = 10 mm, polarité de ruban négative, $V_a = 129$ kV sur le plan HT.....	123
Figure 73 : Tension instantanée et lumière émise (signal du PM). Azote liquide à 77 K, 0.10 MPa, d = 10 mm, polarité de ruban positive, $V_a = 152$ kV sur le plan HT.....	124
Figure 74 : Signaux lumineux caractéristiques d'un streamer ne menant pas au claquage en conditions de sous-refroidissement et en polarité de ruban négative. T = 65 K, P = 0.10 MPa, distance inter-électrode de 10 mm, $V_a = 121$ kV.	125
Figure 75 : Pics lumineux sporadiques en polarité de ruban négative. T = 77 K, P = 0.10 MPa, d = 10 mm, $V_a = 118$ kV.	126
Figure 76 : Relevé d'une séquence de tir avec le protocole de montée et descente à 50 % dans l'azote liquide, à T = 65 K et P = 0.10 MPa, en choc STI.	127
Figure 77 : Tensions de claquage V_{BD} minimales et maximales relevées pour chaque condition expérimentale dans l'azote liquide non chauffé en choc STI.....	127
Figure 78 : Retards au claquage t_c dans l'azote liquide en fonction de la tension de claquage, en onde STI, pour trois conditions expérimentales différentes. d = 5 mm.....	128
Figure 79 : Retards au claquage t_c dans l'azote liquide en fonction de la tension de claquage, en onde STI, pour trois conditions expérimentales différentes. d = 10 mm.....	128
Figure 80 : Vitesse de claquage (distance inter-électrode / retard au claquage) dans l'azote liquide non chauffé, en onde STI, pour six conditions expérimentales différentes.....	129
Figure 81 : Durée de propagation des streamers dans l'azote liquide en fonction de la tension de claquage, en onde STI, pour trois conditions expérimentales différentes, d = 5 mm.	130
Figure 82 : Durée de propagation des streamers dans l'azote liquide en fonction de la tension de claquage, en onde STI, pour trois conditions expérimentales différentes, d = 10 mm.	130
Figure 83 : Vitesse moyenne de propagation des streamers dans l'azote liquide non chauffé, en onde STI, pour douze conditions expérimentales différentes.	132
Figure 84 : Type d'essai réalisé en choc SI (250/2500 μ s) et LI (1.2/50 μ s) dans l'azote liquide non chauffé. (a) Electrodes utilisées. (b) Forme d'onde utilisée.....	133
Figure 85 : Tensions de claquage V_c à 10 % calculées via la norme CEI 60060, avec le protocole de montée et descente. Température de 77 K et 65 K, d = 5 et 10 mm, ondes SI et LI, polarité de ruban	

positive et négative. Les flèches ascendantes signifient que les essais correspondants n'ont pas pu être complétés car les tensions à appliquer auraient dépassé la limite en tension du cryostat.....	133
Figure 86 : Retards au claquage dans l'azote liquide en fonction de la tension de claquage, pour différentes conditions expérimentales d et T, en polarité positive.	135
Figure 87 : Retards au claquage dans l'azote liquide en fonction de la tension instantanée de claquage V_c^i , en onde SI et LI, pour différentes conditions expérimentales d et T en polarité positive.	135
Figure 88 : Images de streamers négatifs ne menant pas au claquage. Azote liquide à 0.10 MPa, distance inter-électrode de 10 mm. (a) A 77 K, onde LI, 145 kV. (b) A 65 K, onde SI, 144 kV (c) A 65 K, onde LI, 185 kV.	136
Figure 89 : Retards au claquage dans l'azote liquide en fonction de la tension de claquage, en onde SI et LI, à 77 K et 0.10 MPa, pour deux distances inter-électrodes et en polarité négative.	137
Figure 90 : Retards au claquage dans l'azote liquide en fonction de la tension instantanée de claquage V_c^i , en onde SI et LI, à 77 K et 0.10 MPa, pour deux distances inter-électrodes et en polarité négative.	137
Figure 91 : Type d'essai réalisé en rampe de tension DC avec une pente de 1 kV/s, dans l'azote liquide non chauffé. (a) Electrodes utilisées. (b) Forme d'onde utilisée.....	138
Figure 92 : Probabilité empirique de claquage en rampe DC (1 kV/s), avec une distance inter-électrode de 5 mm. Meilleure estimation de la distribution de Weibull à 2 paramètres modélisant les données, ainsi que son intervalle de confiance à 95 %.....	138
Figure 93 : Probabilité empirique de claquage en rampe DC (1 kV/s), avec une distance inter-électrode de 10 mm. Meilleure estimation de la distribution de Weibull à 2 paramètres modélisant les données, ainsi que son intervalle de confiance à 95 %.....	139
Figure 94 : Comparaison des tensions de claquage à 10 % dans l'azote liquide non chauffé, 0.10 MPa, 77 K, 3 formes d'onde différentes et 2 distances inter-électrodes.....	140
Figure 95 : Superposition des résultats expérimentaux obtenus dans l'azote liquide non chauffé avec des résultats de la littérature. Les données en couleur sont des ajouts sur la courbe présentée dans [Sauers2009]. Voir en Figure 18 pour la courbe initiale.....	141
Figure 96 : Comparaison de la dynamique des bulles issues d'un claquage à 100 kV suivant la température de l'azote liquide. P = 0.10 MPa, d = 10 mm.	142
Figure 97 : Vitesse de propagation le long du parcours des streamers négatifs, modélisée pour deux distances inter-électrodes (d = 5 et 10 mm), V = 100 kV, rayon de courbure en tête du streamer $r_0 = 20 \mu\text{m}$	145
Figure 98 : Résultats expérimentaux et comparaison avec la meilleure approximation en onde STI, T = 77 K, P = 0.10 MPa, d = 5 et 10 mm, polarité de ruban négative.....	147
Figure 99 : Chronologie de l'ébullition générée par une électrode ruban chauffée transitoirement, sans haute tension appliquée. Bain d'azote liquide à T = 77 K et P = 0.10 MPa.....	153
Figure 100 : Caractéristiques visuelles de l'ébullition à la fin du chauffage transitoire (t = 40 ms) sans haute tension, pour différentes pressions hydrostatiques P et différentes températures T.	154
Figure 101 : Condensation des bulles d'azote dans un bain d'azote sous-refroidi, 100 ms après le début du chauffage transitoire. (a) Bain d'azote liquide à T = 65 K, P = 0.10 MPa. (b) Bain d'azote liquide à T = 77 K, P = 0.25 MPa.....	155
Figure 102 : Protocole d'essai réalisé en choc 0.4 / 1400 μs dans l'azote liquide chauffé transitoirement, et images typiques de l'ébullition juste avant le déclenchement de l'onde HT. (a) Avec un retard $\Delta t = 5 \text{ ms}$ (un fin film de bulles est présent autour du ruban). (b) Avec un retard $\Delta t = 15 \text{ ms}$. (c) Avec un retard $\Delta t = 40 \text{ ms}$	155
Figure 103 : Images de décharges filamenteuses dans la vapeur entourant l'électrode ruban chauffée. Azote liquide à T = 77 K, P = 0.10 MPa, d = 10 mm, délai $\Delta t = 40 \text{ ms}$ entre le début du chauffage et	

l'onde HT STI (0.4 / 1 400 μ s), obturateur ouvert entre 400 ns et 10 μ s après le début du choc HT. (a) Décharges négatives, $V_a = 93$ kV sur l'électrode plane. (b) Décharges positives, $V_a = -101$ kV.....	156
Figure 104 : Décharges non disruptives dans le film d'azote gazeux, et images de l'ébullition avec différents retards. (a) $\Delta t = 5$ ms. (a) $\Delta t = 15$ ms. (c) $\Delta t = 40$ ms.	156
Figure 105 : Déformation des bulles suite à l'application de l'onde HT (SI, $V_a = 91$ kV sur l'électrode ruban), ne menant pas au claquage. $T = 77$ K, $P = 0.10$ MPa, $d = 10$ mm, $\Delta t = 40$ ms. (a) Image avant l'application du choc HT. (b) Image suivante (250 μ s plus tard), choc HT en cours d'application.....	157
Figure 106 : Images intensifiées de streamers, dans l'azote liquide $T = 77$ K, $P = 0.10$ MPa, $d = 10$ mm.	158
Figure 107 : Streamers positifs de 1 ^{er} mode « en buisson » dans l'azote chauffé. $T = 77$ K, $P = 0.10$ MPa, $\Delta t = 5$ ms, $d = 10$ mm, polarité positive ($V_a = -71$ kV). (a, c) Images prises durant la propagation avec la caméra à intensificateur. (b, d) Oscillogrammes correspondants.	159
Figure 108 : Présentation des essais à $T = 77$ K, $P = 0.10$ MPa, $d = 10$ mm, $\Delta t = 40$ ms. (a) Illustration du protocole expérimental. (b) Visualisation des électrodes et de l'ébullition juste avant l'application de l'onde. (c) Streamer négatif se propageant vers le plan HT (126 kV appliqué sur le plan). (d) Nombre de claquage et probabilité de claquage. (e) Retards au claquage.	161
Figure 109 : Influence du retard Δt entre chauffage transitoire et onde STI, $T = 77$ K, $\Delta t = 5, 15$ ms et 40 ms, $P = 0.10$ MPa, $d = 10$ mm.	162
Figure 110 : Illustration du champ généré par les charges électriques en surface des bulles dans le liquide (a) Fort renforcement de champ dans le cas d'un film de gaz de faible épaisseur ($\Delta t = 5$ ms) (b) Renforcement de champ modéré dans le cas d'un film de gaz de forte épaisseur ($\Delta t = 40$ ms).....	163
Figure 111 : Modèles 2D utilisés pour la simulation de champ dans l'azote liquide au voisinage d'une bulle chargée. Vue générale (haut) et résultat de simulation (bas). (a) Modèle pour une épaisseur ≤ 100 μ m : film de gaz rectangulaire avec congés. (b) Modèle pour une épaisseur ≥ 100 μ m : film de gaz oblong.....	164
Figure 112 : Champ maximal E_m dans l'azote liquide au voisinage d'une bulle chargée, simulé avec deux modèles de film gazeux (voir Figure 111), pour une tension appliquée $V_a = 100$ kV.....	164
Figure 113 : Influence de la pression sur les tensions de claquage en onde STI, $T = 77$ K, $d = 10$ mm, $\Delta t = 15$ ms, P variant de 0.10 à 0.30 MPa.	166
Figure 114 : Influence de la pression sur les tensions de claquage en onde STI, $T = 77$ K, $d = 10$ mm, $\Delta t = 40$ ms, P variant de 0.10 à 0.40 MPa.	167
Figure 115 : Tracé en « boîte à moustache » des retards au claquage t_c mesurés pour des tensions appliquées V_a comprises entre 135 kV et 153 kV, à différentes pressions P variant de 0,10 MPa à 0,40 MPa.....	167
Figure 116 : Comparaison d'oscillogrammes présentant la tension instantanée, l'émission de lumière relevée au PM et le temps d'ouverture de la caméra à intensificateur, pour un délai $\Delta t = 40$ ms, à $T = 77$ K, polarité positive, $d = 10$ mm (a) Exemple à $P = 0.10$ MPa, $V_a = -118$ kV. (b) Exemple à $P = 0.40$ MPa, $V_a = -118$ kV.	168
Figure 117 : Champ maximal de claquage E_{max} en fonction : (a) de la pression P . (b) du rayon de courbure estimé du film de gaz. $T = 77$ K.....	168
Figure 118 : Influence de la pression et de la température sur les tensions de claquage, pour un retard $\Delta t = 40$ ms, en choc STI, polarité négative, $d = 10$ mm.	169
Figure 119 : Influence de la pression et de la température sur les tensions de claquage, pour un retard $\Delta t = 40$ ms, en choc STI (polarité positive), $d = 10$ mm.	169
Figure 120 : Comparaison des tensions de claquage à 10 % en choc SI et en choc STI, $\Delta t = 40$ ms, $T = 77$ et 65 K, $d = 10$ mm, en polarités de ruban positive et négative.	170
Figure 121 : Tensions de claquage $V_c^{10\%}$ à 10 % en choc SI, à $T = 77$ et 65 K, $d = 5$ et 10 mm, $P = 0.10$ MPa, polarité de ruban positif et négatif.	171

Figure 122 : Retards au claquage t_c à $V_c^{10\%}$ en choc SI. $T = 77$ et 65 K, $P = 0.10$ MPa, $d = 5$ et 10 mm, polarité de ruban positif et négatif.	172
Figure 123 : (a) Illustration du protocole expérimental. (b) Espace inter-électrode à la fin du chauffage transitoire (40 ms), sans haute tension appliquée.....	172
Figure 124 : Signal du PM en polarité négative ($V_a = +13$ kV) au cours du processus de chauffage. $T = 77$ K, $P = 0.10$ MPa, $d = 10$ mm.....	173
Figure 125 : Déformation progressive des bulles et claquage au cours du temps, en polarité positive et négative au voisinage de $V_c^{10\%}$, et hors tension. $T = 77$ K, $P = 0.10$ MPa, $d = 10$ mm. (a) Cas témoin sans HT appliquée. (b) Polarité de ruban négative ($V_a = +11$ kV). (c) Polarité de ruban positive ($V_a = -23$ kV).	174
Figure 126 : Bulles de vapeur photographiées après un retard fixe (25 ms après le début du chauffage transitoire) à différentes tensions V_a . $T = 77$ K, $P = 0.10$ MPa, $d = 10$ mm. Dans tous les essais présentés ici, des claquages se produisent ensuite avec des retards t_{DC} supérieurs à 25 ms.	175
Figure 127 : Images de claquages à différentes pressions et polarités, et comparaison avec des cas de référence sans tension aux mêmes instants. $d = 10$ mm. Pour chaque cas la tension appliquée est voisine de la tension de claquage $V_c^{10\%}$ (voir Figure 128).....	176
Figure 128 : Tensions de claquage $V_c^{10\%}$, en polarité positive et négative, $T = 77$ K, entre $P = 0.10$ et 0.25 MPa, ainsi que la référence sans chauffage à $P = 0.10$ MPa.	177
Figure 129 : Retards au claquage t_{DC} entre $P = 0.10$ et 0.25 MPa, polarités positive et négative, $T = 77$ K, $d = 10$ mm.....	179
Figure 130 : Type d'essai réalisé en rampe de tension DC avec une pente de 1 kV/s, dans l'azote gazeux à $T = 77$ K non chauffé. (a) Electrodes utilisées. (b) Forme d'onde utilisée.	180
Figure 131 : Probabilité empirique de claquage dans l'azote gazeux à 77 K en rampe DC (1 kV/s), avec $d = 5$ mm. Meilleure estimation de la distribution de Weibull à 2 paramètres modélisant les données, ainsi que son intervalle de confiance à 95%	180
Figure 132 : Images des phénomènes de claquage en polarité positive et négative, azote gazeux à $T = 77$ K non chauffé. (a-c) : polarité négative, $V_a = +20.4$ kV DC sur le plan HT. (d-e) : polarité positive, $V_a = -26.2$ kV DC sur le plan HT	181
Figure 133 : Type d'essai réalisé en rampe de tension DC avec une pente de 1 kV/s, dans l'azote gazeux à 77 K non chauffé. (a) Electrodes utilisées. (b) Forme d'onde utilisée.....	181
Figure 134 : Images des phénomènes de claquage en polarité positive et négative, $T = 77$ K + chauffage impulsionnel. (a) Polarité négative, $V_a = +5.8$ kV DC. (b) Polarité positive, $V_a = -10.5$ kV DC.	182
Figure 135 : Tensions de claquage à 10% dans 4 conditions expérimentales différentes : Azote liquide ou gazeux, avec ou sans chauffage transitoire du ruban.	182
Figure 136 : Délai t_{DC} entre le début du chauffage et le claquage, $d = 5$ mm. (a) Azote liquide chauffé. (b) Azote gazeux chauffé.....	183
Figure 137 : Type d'essai réalisé en rampe de tension DC avec une pente de 1 kV/s, dans l'azote gazeux à température ambiante non chauffé. (a) Electrodes utilisées. (b) Forme d'onde utilisée.....	183
Figure 138 : Probabilité empirique de claquage dans l'azote gazeux à $T = 293$ K en rampe DC (1 kV/s), avec $d = 5$ mm. Meilleure estimation de la distribution de Weibull à 2 paramètres modélisant les données, ainsi que son intervalle de confiance à 95%	184
Figure 139 : Images des phénomènes de claquage en polarité positive et négative, azote gazeux à $T = 293$ K non chauffé. (a) Polarité négative, $V_a = +12.6$ kV DC. (b) Polarité positive, $V_a = -13.6$ kV DC... ..	184
Figure 140 : Comparaison de la loi de Paschen pour l'azote gazeux, de résultats de la littérature en géométrie de champ uniforme et de nos résultats. Le produit $P*d$ a été normalisé par la température pour tenir compte de la variation de densité avec la température (voir l'équation 2). $T_0 = 293$ K. ...	185
Figure 141 : Description statistique (modèle) des résultats de paliers de tensions multiples via l'approche bayésienne	206

Figure 142 : Description statistique (modèle) des résultats du protocole de montée et descente via l'approche bayésienne	207
Figure 143 : Description statistique (modèle) des résultats d'une rampe de tension via l'approche bayésienne	208

Table des tableaux

Table 1 : Propriétés physiques, chimiques et électriques de l'azote liquide. [Jensen1980] [Jacobsen1986] [Suda1996] [Wang2008].	20
Table 2 : Caractéristiques et résultats principaux de la simulation réseau.....	74
Table 3 : Caractéristiques et résultats de simulation de champ électrique dans la géométrie d'électrode du dispositif expérimental.....	83
Table 4 : Valeurs de résistance existantes (onde 0.4/1400 μ s) et choisies (onde LI et SI). Les valeurs modifiées sont représentées en gras.	97
Table 5 : Comparaison entre les valeurs caractéristiques des ondes 0.4/1400 μ s, LI et SI telles que prescrites par la norme CEI60060 et les valeurs mesurées	97
Table 6 : Résumé des protocoles utilisés en fonction des conditions expérimentales.....	109
Table 7 : Liste des essais réalisés dans l'azote liquide non chauffé	121
Table 8 : Caractéristiques générales des streamers dans l'azote liquide en fonction de la polarité, pour des tensions appliquées supérieures à 50 kV	122
Table 9 : Valeurs de tension de claquage à 10 % en rampe DC dans l'azote liquide sous différentes conditions d'essais. Azote liquide à 77 K, 0.10 MPa.	140
Table 10 : Valeurs de champ de claquage sur le ruban en rampe DC dans l'azote liquide sous différentes conditions d'essais. Azote liquide à 77 K, 0.10 MPa.	140
Table 11 : Comparaison de quelques propriétés de l'azote liquide à 77,3 K et à 65 K [Jensen1980].	144
Table 12 : Liste des essais réalisés dans l'azote gazeux chauffé et non chauffé.....	151
Table 13 : Liste des conditions étudiées dans l'azote liquide chauffé.	152
Table 14 : Valeurs de tension de claquage à 10 % en onde SI et STI, et % de variation associé (calculé par $100 \times (V_{SI} - V_{STI}) / V_{STI}$). T = 77 K et 65 K, en polarité de ruban positive et négative, d = 10 mm. ...	170
Table 15 : Tensions de claquage $V_c^{10\%}$ et facteur de forme n_0 , en DC + chauffage transitoire, sous différentes conditions de pression. T = 77 K, d = 10 mm.	177
Table 16 : Valeurs de tension de claquage à 10 % en DC dans l'azote liquide sous différentes conditions d'essais. 77 K, 0.10 MPa, distance inter-électrode de 5 et 10 mm.	183
Table 17 : Valeurs de tension de claquage à 10 % et de facteur de forme en DC dans l'azote gazeux sous différentes conditions d'essais. P = 0.10 MPa, d = 5 mm.....	185

Annexes

I Traitements statistiques des trois protocoles

I-1 Traitement statistique du protocole « Essais à Paliers multiples »

Pour ce protocole expérimental, les données prennent la forme d'un ensemble de couple de valeurs contenant la tension crête appliquée et le résultat de l'essai ('Tenue' ou 'claquage'). Les données expérimentales sont regroupées par niveau de tension appliqué. Pour chaque niveau de tension crête V , on dénombre le nombre de claquage K constatés (sur un total de $n = 20$ tirs). Le nombre de claquage K est supposé suivre une loi binomiale⁶ (Equation 38):

$$K \sim \beta(n, p) \mid \mathbb{P}(K = k) = \binom{n}{k} p^k * (1 - p)^{n-k} \quad (38)$$

La probabilité de claquage est supposée suivre une fonction de répartition de Weibull avec la tension crête appliquée (Equation 39):

$$p(v) = 1 - e^{-\left(\frac{v}{v_0}\right)^{n_0}} \quad (39)$$

Le code permettant de décrire ce modèle et de le résoudre est présenté en Figure 141.

```
# -----  
# Traitement des données du protocole de classe 1 (Essais à paliers multiples)  
# -----  
  
data_Exp = data.frame(V_Crete, N_Occurrence) # Resultats expérimentaux sous forme de vecteur sous la forme suivante :  
# [paliers de tension, nombre de claquage (sur 20) à ce palier]  
  
model_decl = alist(  
  N_Occurrence ~ dbinom(20, p), # Déclaration du modèle :  
  p <- 1 - exp(-(V_Crete_kv/v0)^n0), # Le nombre de claquage suit une loi binomiale avec n = 20 essais...  
  v0 ~ dunif(30, 300), # ... dont la probabilité p de succès (= claquage) suit une cdf de weibull avec la tension ...  
  n0 ~ dunif(5, 100) # ... dont la tension de claquage à 63.2 % est recherchée entre 30 et 300 ...  
  ) # ... et le facteur de forme est recherchée entre 5 et 100.  
  
model_resolu = map(  
  model_decl # Calcul du modèle :  
  data = data_Exp, # Le modèle utilisé est celui déclaré précédemment  
  start = list(v0 = 90, n0 = 20) ) # Les données pour calculer ce modèle sont celles déclarées en 1ère ligne  
# On propose un point de départ pour aider la convergence de l'algorithme  
  
precis(model_resolu, prob = 0.95, corr = TRUE) # Affichage des valeur de v0 et n0, et leurs intervalles de confiance à 95 %
```

Figure 141 : Description statistique (modèle) des résultats de paliers de tensions multiples via l'approche bayésienne

La représentation graphique associée à ce type d'essais consistera à représenter en abscisse les niveaux de tension, et en ordonnée les fréquences de claquage associées (Nombre de claquage divisé par le nombre d'essai) [Lalot1983].

I-2 Traitement statistique du protocole de montée et descente

Pour ce protocole expérimental, les données prennent la forme d'un ensemble de couple de valeurs contenant la tension crête appliquée et le résultat de l'essai ('Tenue' ou 'claquage'). Dans le cadre du protocole de montée et descente, les données expérimentales sont générées de manière complexe, avec un nombre variable de groupe, et un nombre variable de tirs par groupe. Afin de ne pas complexifier à l'excès le code, il a été choisi de ne pas regrouper les données, et de les laisser sous la forme d'un vecteur contenant à chaque ligne la tension crête V appliquée, ainsi que le résultat K de

⁶ On utilisera ici la notation $\mathbb{P}(A)$ pour définir la probabilité d'un évènement A , afin de ne pas le confondre avec 'p', probabilité de claquage

l'essai ($K = 0$ pour une tenue, $K = 1$ pour un claquage). Le résultat K de l'essai est supposé suivre une loi de Bernoulli (Equation 40) :

$$K \sim \beta(1, p) \mid \mathbb{P}(K = k) = p^k * (1 - p)^{1-k} \quad (40)$$

Comme pour le protocole à paliers multiples, la probabilité de claquage est supposée suivre une fonction de répartition de Weibull avec la tension crête appliquée (Equation 41) :

$$p(v) = 1 - e^{-\left(\frac{v}{V_0}\right)^{n_0}} \quad (41)$$

Le code permettant de décrire ce modèle et de le résoudre est présenté en Figure 142.

```
# -----
# Traitement des données du protocole de classe 2 (Essais de montée et descente)
# -----

data_Exp = data.frame(V_Crete, BD_Boolean) # Résultats expérimentaux sous forme de vecteur sous la forme suivante :
# [palier de tension, Indicateur du claquage (0 = Tenue, 1 = Claquage)]

model_decl = alist(
  BD_Boolean ~ dbinom(1, p), # Déclaration du modèle :
  p <- 1 - exp(-(V_Crete_kv/V0)^n0), # Le nombre de claquage suit une loi binomiale avec n = 1 essai...
  V0 ~ dunif(30, 300), # ... dont la probabilité p de succès (= claquage) suit une cdf de weibull avec la tension ...
  n0 ~ dunif(5, 100) # ... dont la tension de claquage à 63.2 % est recherchée entre 30 et 300 ...
  # ... et le facteur de forme est recherchée entre 5 et 100.
)

model_resolu = map(
  model_decl
  data = data_Exp,
  start = list(V0 = 90, n0 = 20) ) # Calcul du modèle :
# Le modèle utilisé est celui déclaré précédemment
# Les données pour calculer ce modèle sont celles déclarées en 1ère ligne
# On propose un point de départ pour aider la convergence de l'algorithme

precis(model_resolu, prob = 0.95, corr = TRUE) # Affichage des valeur de V0 et n0, et leurs intervalles de confiance à 95 %
```

Figure 142 : Description statistique (modèle) des résultats du protocole de montée et descente via l'approche bayésienne

Aucun moyen simple et synthétique de représentation n'étant disponible de ce type d'essai (hormis celui déjà présenté en Figure 66 [Carrara1972] [Lalot1983]), on se contentera de reporter le résultat de calcul de la tension de claquage à une probabilité donnée (généralement la tension de claquage à 10 %, sauf mention contraire), comme en Figure 85, en Figure 120 ou en Figure 121

I-3 Traitement statistique d'une rampe

Pour ce protocole expérimental, les données prennent la forme d'un ensemble de tension de claquage. Le traitement des données de ce protocole diffère donc des deux précédents. Dans les protocoles précédents, la tension appliquée était une donnée connue, et la variable aléatoire était l'occurrence (ou la non occurrence) d'un claquage. Dans le cas d'une rampe, le claquage est une certitude, et la variable aléatoire est la tension de claquage mesurée. La tension de claquage V est supposée suivre la densité de probabilité de la loi de Weibull avec la tension (Equation 42):

$$V \sim W(V_0, n_0) = \frac{n_0}{V_0} * \left(\frac{v}{V_0}\right)^{n_0-1} * e^{-\left(\frac{v}{V_0}\right)^{n_0}} \quad (42)$$

Il est possible de décrire le modèle de manière équivalente en passant par la fonction de répartition vue précédemment (dont elle est la dérivée) (Equation 43) :

$$\mathbb{P}(V < v) = 1 - e^{-\left(\frac{v}{V_0}\right)^{n_0}} \quad (43)$$

Le code permettant de décrire ce modèle et de le résoudre est présenté en Figure 143.

```

data_Exp = data.frame(v_BD) # Résultats expérimentaux sous forme de vecteur contenant les tensions de claquage

model_decl = alist(
  v_BD ~ dweibull(n0, v0), # Déclaration du modèle :
  v0 ~ dunif(30, 300), # Le nombre de claquage suit une pdf (dérivée de la cdf) de weibull avec la tension
  n0 ~ dunif(5, 100) # ... dont la tension de claquage à 63.2 % est recherchée entre 30 et 300 ...
  # ... et le facteur de forme est recherchée entre 5 et 100.
)

model_resolu = map( # Calcul du modèle :
  model_decl # Le modèle utilisé est celui déclaré précédemment
  data = data_Exp # Les données pour calculer ce modèle sont celles déclarées en 1ère ligne
  start = list(v0 = 90, n0 = 20) # On propose un point de départ pour aider la convergence de l'algorithme
)

precis(model_resolu, prob = 0.95, corr = TRUE) # Affichage des valeur de v0 et n0, et leurs intervalles de confiance à 95 %

```

Figure 143 : Description statistique (modèle) des résultats d'une rampe de tension via l'approche bayésienne

Pour le tracé des fréquences empiriques de claquage avec ce protocole expérimental, la formule proposée par Hazen [Hazen1914] reportée dans l'équation 44 est choisie, car elle constitue un bon compromis entre simplicité et précision pour représenter des distributions de valeurs extrêmes dont fait partie la loi de Weibull [Cunnane1978] [Kim2012].

$$F_i = \frac{i - 1/2}{N} \quad (44)$$

i étant l'indice du i -ème claquage classé par ordre croissant, N le nombre de claquage, et F_i la fréquence empirique. Des graphiques utilisant cette formule sont présentés dans la suite de ce rapport (notamment en Figure 92, Figure 93, Figure 131 et Figure 138)

I-4 Changement de variable

Le facteur d'échelle de la distribution de Weibull, notée ici V_0 , correspond à la tension de claquage avec une probabilité de 63,2 % ($1 - e^{-1} \approx 63,2\%$). Or des nombreuses normes et de nombreuses publications présentent des tensions de claquage avec des probabilités plus communes : Tension de claquage à 50 % ou à 10 % par exemple. Un simple changement de variable présenté dans l'équation 45 est appliqué à la distribution de Weibull pour obtenir la tension de claquage à 10 % (V_{10}).

$$\begin{aligned}
V &= V_{10} \Rightarrow 1 - e^{-\left(\frac{V_{10}}{V_0}\right)^{n_0}} = 0,1 \\
\Rightarrow e^{-\left(\frac{V_{10}}{V_0}\right)^{n_0}} &= 1 - 0,1 \\
\Rightarrow \left(\frac{V_{10}}{V_0}\right)^{n_0} &= \ln\left(\frac{1}{1 - 0,1}\right) \\
\Rightarrow V_0 &= V_{10} * \left(\ln\left(\frac{1}{1 - 0,1}\right)\right)^{-\frac{1}{n_0}} \\
\Rightarrow p(v) &= 1 - e^{-\left(\frac{v}{V_0}\right)^{n_0}} = 1 - e^{-\left(\frac{v}{V_{10} * \left(\ln\left(\frac{1}{1 - 0,1}\right)\right)^{-\frac{1}{n_0}}}\right)^{n_0}} \\
\Rightarrow p(v) &= 1 - e^{-\ln\left(\frac{1}{1 - 0,1}\right) * \left(\frac{v}{V_{10}}\right)^{n_0}}
\end{aligned} \quad (45)$$

De manière générale, la tension de claquage correspondant à n'importe quel niveau de probabilité (hormis 0 et 100 %, qui ne sont en théorie jamais atteignables) peut être calculée de la même façon :

$$V_b = V_a * \left(\frac{\ln(1 - b)}{\ln(1 - a)}\right)^{1/n_0} \quad (46)$$

Avec a et b les probabilités de claquage aux tensions de claquage V_a et V_b respectivement. Par exemple $a = 0.5$ pour une tension de claquage à 50 % et $b = 0.001$ pour une probabilité de claquage à 0.1 %

