Modélisation de la décharge négative dans les longs intervalles d'air - Application à la foudre

Jean Hubert Rakotonandrasana

▶ **To cite this version:**

Jean Hubert Rakotonandrasana. Modélisation de la décharge négative dans les longs intervalles d'air - Application à la foudre. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2008. Français. NNT : . tel-00372671v1

HAL Id: tel-00372671

https://theses.hal.science/tel-00372671v1

Submitted on 2 Apr 2009 (v1), last revised 11 Jun 2009 (v3)

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.

N° D'ORDRE : E.C.L. 2008-35 ANNEE 2008

THESE

présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le grade de

DOCTEUR
(Arrêté du 30/03/1992)

Spécialité: Génie Electrique

préparée au sein de

L'ECOLE DOCTORALE
ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE
DE LYON

par

Jean Hubert RAKOTONANDRASANA

MODELISATION DE LA DECHARGE NEGATIVE DANS LES GRANDS INTERVALLES D'AIR – APPLICATION A LA FOUDRE

Soutenue le 11 décembre 2008 devant la commission d'examen

JURY: MM.

G. ROJAT	Professeur, Université Claude Bernard – Lyon I	**Président**
S. AGNEL	Professeur, Université Montpellier II	**Examinateur**
A. BEROUAL	Professeur, Ecole Centrale de Lyon	**Examinateur**
M. FELIACHI	Professeur, Université de Nantes	**Rapporteur**
I. FOFANA	Professeur, Université du Québec à Chicoutimi	**Rapporteur**

SOMMAIRE

Introduction 1
Chapitre I 5
Phénoménologie de la décharge négative 5
1 Introduction 7
2 Description de la décharge négative dans de grandes distances 8
2.1 GENERALITES 8
2.2 DECHARGE A GRANDE DISTANCE DANS UN CHAMP DIVERGENT 8
2.3 MORPHOLOGIE DE LA DECHARGE NEGATIVE DANS LES GRANDS INTERVALLES 9
3 La première couronne 12
3.1 OBSERVATIONS EXPERIMENTALES 12
3.2 DESCRIPTION PHYSIQUE 13
3.3 DECLENCHEMENT DE LA PREMIERE COURONNE 14
3.3.1 En polarité positive 14
3.3.2 En polarité négative 15
3.4 ESTIMATION DU DECLENCHEMENT DE LA PREMIERE COURONNE 16
3.5 SEUIL D'APPARITION DE LA PREMIERE COURONNE 18
3.6 LA CHARGE DE LA COURONNE 18
3.7 LES COURONNES SECONDAIRES 20
4 Les streamers 21
4.1 OBSERVATIONS EXPERIMENTALES 21
4.2 STREAMERS POSITIFS 22
4.3 STREAMERS NEGATIFS 22
4.4 LA REGION PASSIVE 24
4.5 LA REGION ACTIVE 25
4.6 MODELE DE PROPAGATION 26
4.6.1 Modèle de Dawson et Winn 26
4.6.2 Modèle de Gallimberti 28
4.7 TRANSITION STREAMER-LEADER 29
5 Le leader négatif d'électrode 29
5.1 OBSERVATION 29
5.2 CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DU LEADER 30
5.3 MODELES DE REPRESENTATION DU LEADER 31
5.3.1 Modèle d'Aleksandrov 31
5.3.2 Modèle de Gallimberti 31
5.4 CHAMP MINIMUM DE DECLENCHEMENT DU LEADER 31
5.5 TENSION MAXIMALE DE DECLENCHEMENT 33
6 Le stem spatial 34
6.1 MODELE DE HUTZLER 34
6.2 MODELE DE GALLIMBERTI 36
7 Les leaders spatiaux 36
7.1 DEVELOPPEMENT DES LEADERS SPATIAUX 36
7.2 CONDITION DE FORMATION D'UN LEADER SPATIAL 36
8 La réillumination 37
9 Le saut final 38
9.1 MECANISME DU TYPE A 39
9.2 MECANISME DU TYPE B 39
9.3 MECANISME DU TYPE C 40
10 Arc en retour 41
11 Conclusion 41
Chapitre II 45
Modélisation de la décharge négative dans les grands intervalles d'air 45
1 Introduction 47

2 Les étapes de développement d'une décharge négative....48
3 Modélisation de la décharge négative....49
3.1 INITIATION DE LA PREMIERE COURONNE.... 49
3.2 MECANISME DE FORMATION DU PILOTE.... 51
3.3 CRITERE DE PROPAGATION DU LEADER NEGATIF D'ELECTRODE.... 52
3.4 ESTIMATION DU CHAMP EN TETE DES STREAMERS.... 53
3.5 ESTIMATION DU RAYON DU STREAMER.... 54
3.6 CONDITION D'ARRET.... 54
3.7 SAUT FINAL.... 54
3.8 MODELISATION DU LEADER SPATIAL ET DU LEADER D'ELECTRODE.... 55
3.9 DISTRIBUTION DU CHAMP ET DU POTENTIEL A LA TETE DU LEADER NEGATIF D'ELECTRODE.... 55
3.10 MODELISATION DE LA JONCTION DES LEADERS.... 58
3.11 TRAJECTOIRE ET DISPERSION DE LA DECHARGE.... 59
3.12 LE SAUT FINAL.... 60
3.13 MODELE DU CIRCUIT ELECTRIQUE EQUIVALENT DE LA DECHARGE.... 61
3.14 LES PARAMETRES DU CIRCUIT EQUIVALENT.... 65
3.14.1 RESISTANCE DE LA COURONNE DU LEADER NEGATIF D'ELECTRODE.... 65
3.14.2 RESISTANCES DU LEADER D'ELECTRODE ET DES LEADERS SPATIAUX.... 65
3.14.3 LES INDUCTANCES.... 68
3.14.3.2 L'INDUCTANCE LINEIQUE DES STREAMERS.... 69
3.14.4 LES CAPACITES.... 70
3.15 LES LIMITES DU MODELE.... 72
3.16 L'ONDE DE TENSION APPLIQUEE DANS L'INTERVALLE INTERELECTRODE.... 73
4 Description des étapes de calcul....75
5 Conclusion....78
Chapitre III....79
Applications aux longs intervalles d'air – Décharge de foudre et Rayonnement....79
1 Introduction....81
2 Applications aux grands intervalles d'air : caractérisation spatiale et temporelle de la longue décharge négative....81
2.1 INTRODUCTION.... 81
2.2 SIMULATION DES EXPERIENCES DE LABORATOIRE.... 82
2.3 OBSERVATIONS.... 93
2.4 CONCLUSION.... 95
3 Détermination de la tension de claquage U_{50}....97
3.1 DEFINITION.... 97
3.2 ESTIMATION DE LA TENSION U_{50}.... 97
3.3 INFLUENCE DES PARAMETRES EXTERNES SUR U_{50}.... 98
3.4 CALCUL DE LA TENSION U_{50} POUR DIFFERENTES CONFIGURATIONS.... 99
3.5 CONCLUSION.... 104
4 Application à la décharge de foudre négative....105
4.1 INTRODUCTION.... 105
4.2 LE CONDENSATEUR TERRESTRE.... 106
4.3 LES NUAGES ORAGEUX.... 107
4.4 LES DIFFERENTS TYPES DE DECHARGES.... 108
4.4.1 INTRODUCTION.... 108
4.4.2 DESCRIPTION D'UN COUP DE FOUDRE.... 109
4.4.3 COUPS DE FOUDRE ASCENDANT NEGATIF.... 110
4.4.4 COUPS DE FOUDRE DESCENDANTS.... 110
4.5 Paramètres électriques de la foudre....112
4.6 Les formes d'onde des courants de foudre....113
4.7 Analogie avec les grandes étincelles....114
4.8 Simulations....115
4.8.1 MODELISATION D'UNE DECHARGE DE FOUDRE NEGATIVE.... 115
4.8.2 RESULTATS DE SIMULATIONS.... 116

EXEMPLE 1 : DISTANCE NUAGE – SOL EGALE A 2000 M 117
EXEMPLE 2 : DISTANCE NUAGE – SOL EGALE A 5000 M 122
EXEMPLE 3 : DISTANCE NUAGE – SOL EGALE A 7500 M 127
4.9 Conclusion 133
5.1 Introduction 134
5.2 Champ électrique associé aux leaders 134
5.3 Champ magnétique associé aux leaders 137
5.4 Applications 139
5.5 Conclusion 142
Conclusion générale 143
Bibliographie 147

REMERCIEMENTS

Mes plus sincères remerciements vont à l'endroit du Professeur Abderrahmane BEROUAL, directeur scientifique de ce travail. Qu'il trouve ici mon respect et ma gratitude pour ses conseils, ses encouragements, sa disponibilité, ses qualités humaines et surtout la confiance qu'il m'a témoigné pour réaliser cette thèse.

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur Laurent Nicolas, Directeur du laboratoire Ampère (ex. CEGELY) qui a bien voulu me recevoir en son sein, ainsi que Monsieur le Professeurs Philippe AURIOL, ancien Directeur du département Electronique Electrotechnique et Automatique et Monsieur le Professeur Alain Nicolas Responsable de la formation doctorale.

Je remercie vivement Monsieur Issouf FOFANA, Professeur à l'Université de Québec à Chicoutimi, Canada et Monsieur Mouloud FELIACHI, Professeur à l'Université de Nantes, pour avoir accepté de rapporter sur cette thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur Gérard ROJAT, Professeur à l'Université Claude Bernard de Lyon et Monsieur Serge AGNEL, Professeur à l'Université de Montpellier pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'accepter de participer à ce jury.

Que mes anciens collègues Lazhar KEBBABI et Abderrahim BEDJA, mes collègues de bureau Siméon, Lamine, Chaiyan, Boubekeur, Thanh, Slama et ceux du laboratoire ainsi que l'ensemble du personnel notamment Josiane CHABERT, Philippe BILLOUX, Richard BARTHOLLET et Gilles GALBOUD trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je ne saurais terminer sans remercier toutes les personnes qui m'ont aidé et témoigné de leur soutien durant la réalisation de ce travail, ils se reconnaîtront.

Enfin tous mes remerciements et ma reconnaissance à toute ma famille, en particulier mes parents Petera Rakoto et Rabozivao, mes frères Mamy, Jean et Donné, mes sœurs Georgette, Lala, Noro, Esther, Marcelline et Jacqueline, mes neveux et nièces dont Hanitra ainsi que Roger et Christian pour leur soutien indéfectible.

Résumé

Ce travail porte sur la modélisation de la décharge négative dans les grands intervalles d'air soumis à des ondes de tension de type bi-exponentielles (foudre ou manœuvre) ou constantes. Ainsi, un modèle dynamique et autonome permettant de prédire l'ensemble des paramètres macroscopiques de la décharge négative et tenant compte des différentes phases de propagation (initiation de la première couronne, système pilote, formation des leaders d'électrode et spatiaux, jonctions et ré-illuminations, saut final) jusqu'à l'arc en retour, est présenté. Ce modèle est basé sur des schémas électriques équivalents dont les paramètres varient avec le temps en fonction des caractéristiques du canal et de la géométrie de la décharge, les lois de l'électromagnétisme et la théorie des gaz. Les propagations des leaders et des streamers sont basées sur des critères de champs électriques tenant compte de l'aspect aléatoire du trajet de la décharge.

Le modèle permet de déterminer les caractéristiques spatio-temporelles de la décharge telles que le courant du leader (canal principal), la charge correspondante, des trajectoires plausibles, sa vitesse instantanée, le gradient de potentiel et le rayon thermique du leader négatif d'électrode, la puissance et l'énergie injectées dans l'intervalle, l'instant et la tension d'amorçage ainsi que l'évolution de l'arc en retour. Il permet également, pour une configuration d'électrodes donnée, de déterminer la tension de claquage $U_{50,}$ constituant ainsi un outil appréciable pour le dimensionnement des structures isolantes. Les résultats issus de ce modèle sont en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement.

Un modèle de foudre négatif a été également établi en se basant sur la grande similarité observée entre les grandes étincelles de laboratoire et les décharges atmosphériques. Les caractéristiques obtenues à partir de ce modèle ont été trouvées conformes aux mesures effectuées lors des décharges naturelles. L'environnement électromagnétique associé au précurseur de foudre a été ensuite caractérisé et les champs électriques et magnétiques obtenues sont aussi en bon accord avec celles relevées expérimentalement.

Abstract

This work deals with the modelling of the negative discharge in long air gaps subjected to constant or bi-exponential (lightning or switching) voltages. A dynamic and autonomous model enabling to predict the whole macroscopic parameters of negative discharge taking into account the different phases of propagation (first corona inception, pilot system, electrode and spatial leaders, junction and re-illuminations, final jump) up the return stroke is presented. This model is based on equivalent electrical networks, the parameters of which vary with time according to the channel characteristics and the discharge geometry, gas physics and electromagnetic laws. The propagations of leaders and streamers are based on electrical field criteria by taking into account the dispersion of discharge trajectory.

The model allows us to compute the spatial and temporal characteristics of discharge such as the current and the corresponding charge, plausible trajectories, the instantaneous velocity, the potential gradient and the thermal radius of negative electrode leader, the power and energy injected into the gap, the breakdown voltage and time to breakdown as well as the evolution of return stroke. It also enables to compute the U_{50} breakdown voltage for a given electrodes system which constitutes a useful tool for dimensioning of air insulating structures. The results issued from this model are in a good accordance with the experimental ones.

A negative lightning model has been established basing on the great similarity observed between the long sparks in laboratory and atmospheric discharges. The simulated results are in conformity with those measured during natural lightning. The electromagnetic environnement associated to the leader has been characterised and the computed electric and magnetic fields are also found in a good agreement with the measured ones.

Introduction

La compréhension des phénomènes des décharges électriques dans les grands intervalles d'air présente un grand intérêt du point de vue industriel et de l'environnement. On peut citer parmi les principales raisons, les problématiques relatives à l'isolation et à la protection des réseaux de transport et de distribution de l'énergie électrique ainsi que les composants associés. L'étude des décharges électriques dans les très grands intervalles d'air, à pression atmosphérique, a été menée de façon intense au cours des années 1970-1980. Il s'agissait essentiellement de contribuer à la compréhension et à la protection des réseaux haute tension (HT) et très haute tension (THT). Par suite, les recherches ont tenté de faire le lien entre les grandes étincelles de laboratoire et les décharges de foudre afin de mieux en comprendre ses mécanismes et donc de mieux s'en protéger [1 - 8]. Ainsi, une grande similitude a été observée entre les phénomènes de décharge dans les grands intervalles d'air et la décharge de foudre. Cependant, l'essentiel des travaux dans ce domaine, ont été effectués en polarité positive [2-6, 9-22]. Les contraintes pour les matériels électriques sont beaucoup plus sévères en pour en polarité positive qu'en polarité négative.

Une décharge électrique telle qu'une étincelle de laboratoire se propage quasi-instantanément à nos yeux du fait de la rapidité des phénomènes. En effet, la vitesse de propagation peut aller de 3 cm/μs à 50 cm/μs respectivement pour une étincelle de laboratoire et pour une décharge de foudre négative [20, 23, 24]. La décharge est accompagnée d'un claquement sec et violent, comparable à un gigantesque coup de fouet. En réalité, les différents phénomènes correspondant au passage de l'état isolant à l'état conducteur de l'air, ne se produisent pas de façon instantanée [4, 9, 11, 12, 17, 25]. Ils s'opèrent avec un certain retard qui dépend essentiellement de la distribution et de l'évolution spatiale et temporelle du champ électrique et de son intensité.

Le phénomène de foudre a toujours été l'objet de tentatives d'explications [26]. Ces dernières ont évolué selon les époques et les lieux. Elles vont de la superstition à la science. En effet, les conséquences d'un tel phénomène peuvent être diverses tels les dégâts matériels voire la perte de vies humaines. La foudre est une menace pour l'environnement, pour un très grand nombre de systèmes et d'installations. Son point d'impact et son instant d'apparition sont imprévisibles [27]. Le rayonnement émis est destructeur pour certains composants et la montée de potentiel occasionne des dommages importants sur les équipements et les systèmes tels que les réseaux électriques, les télécommunications, les aéroports etc.

Compte tenu de la grande similitude existante entre les décharges dans les grands intervalles d'air et la décharge de foudre [7, 8], l'étude des décharges électriques dans l'air, à pression atmosphérique, a été effectuée essentiellement en polarité positive. En effet, les contraintes sont beaucoup plus sévères pour les matériels électriques en comparaison avec celles en polarité négative [9, 23].

Les problématiques de la protection des installations industrielles contre le phénomène de décharges atmosphériques ainsi que de leurs conséquences, restent parmi les sujets d'actualité dans le domaine de la haute tension [5, 28, 29]. D'une part, les essais grandeur nature sont certes réalisables, mais nécessitent une logistique très lourde [30-32]. Et d'autre part, la simulation en laboratoire présente l'inconvénient du facteur d'échelle [2-6, 23]. L'idéal réside en fait dans des modèles physiques découlant d'études fondamentales réalisées in situ et/ou en laboratoire, permettant d'optimiser et de quantifier les dispositifs de protection contre les effets de la foudre [7, 33, 34]. Dans cette optique, les recherches menées par le passé ont contribué à la compréhension de plus en plus précise et déterministe du phénomène foudre dans des axes complémentaires. Il s'agit de la physique de l'atmosphère, la protection des réseaux ou de l'électronique sensible (avionique, informatique, etc..), l'étude des champs rayonnés ou encore l'étude phénoménologique et physique de la foudre (éclairs déclenchés) ou de précurseurs simulés en laboratoire [7, 9, 35].

Dans les régions tempérées où 80 à 90% des décharges de foudre se manifestent entre la partie négative du nuage et le sol, l'étude de la longue décharge négative et plus particulièrement de la foudre négative, est d'un grand intérêt pour le dimensionnement des équipements et la protection des personnes et des biens. En effet, l'évolution technologique et l'usage grandissant des semi-conducteurs dans de nombreux secteurs ainsi que l'interconnexion grandissante des réseaux informatiques et de télécommunications ont réactivé, par la recherche sur le phénomène de la décharge de foudre, l'intérêt porté aux décharges électriques de polarité négative [36].

Actuellement, il existe peu d'études quantitatives et de données relatives à la décharge négative dans les grands intervalles d'air [25, 36-43]. Ceci est dû au fait que les mécanismes de développement de la décharge négative sont beaucoup plus complexes qu'en polarité positive d'une part et que les tensions d'amorçage en polarité positive sont beaucoup plus faibles qu'en polarité négative d'autre part. Les études menées sur la décharge négative ont montré que les mécanismes impliqués sont couplés à ceux de la décharge positive [12, 23, 41]. Les similarités physiques et macroscopiques permettent d'appliquer certaines formulations mathématiques et d'extrapoler certaines données, utilisées dans les cas des

décharges positives, moyennant quelques hypothèses [23, 25, 39]. Ce constat concerne aussi bien la modélisation que certains essais et résultats expérimentaux.

Ce travail porte sur la modélisation et la simulation des décharges négatives dans les grands intervalles d'air en tenant compte des différentes phases de propagation des décharges négatives dès l'initiation de la première couronne jusqu'au saut final et l'arc en retour. Les différents paramètres pouvant influencer le développement des décharges sont pris en considération. Il s'agit principalement de la distance interélectrode, de l'amplitude et de la forme de l'onde de tension appliquée ainsi que des conditions atmosphériques (pression atmosphérique et température ambiante). Le modèle ainsi établi sera ensuite étendu à la décharge de foudre négative (c'est-à-dire pour les très grands intervalles d'air) et appliqué à la caractérisation de l'environnement électromagnétique à travers des calculs de champs rayonnés par le leader négatif d'électrode. Une application industrielle de notre modèle sera également présentée. Elle porte sur la détermination de la tension de claquage U_{50} d'un intervalle d'air donné.

Ce manuscrit comporte trois grands chapitres. Le premier chapitre fait le point sur l'état des connaissances dans le domaine de la décharge négative dans les grands intervalles d'air. Les différents mécanismes impliqués dans la décharge négative ainsi que sa morphologie, les observations expérimentales et les modèles existants concernant les différents éléments d'une décharge négative tels que la première couronne, les streamers, le leader négatif d'électrode, le stem spatial et les leaders spatiaux y sont exposés. Le phénomène de réillumination et le saut final qui représentent des aspects spécifiques aux décharges négatives dans les grands intervalles d'air ainsi que le phénomène de l'arc en retour sont traités dans les différentes sections de ce chapitre.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation de notre modèle de décharge négative dans un grand intervalle d'air. Pour ce faire, nous rappelons brièvement les différentes étapes de développement d'une décharge négative dans un grand intervalle d'air et présentons les formulations des paramètres inhérents et associés aux éléments de celle-ci. Les critères relatifs à l'initiation de la première couronne, la formation du pilote et des différents leaders ainsi que la propagation du leader négatif d'électrode et des leaders spatiaux, sont traités afin de déterminer l'initiation puis l'avancement jusqu'au saut final ou l'arrêt de la décharge. Les calculs du champ en tête des streamers, du champ en tête du leader négatif d'électrode et de son rayon, du potentiel en tête de ce dernier ainsi que la trajectoire et la dispersion de la décharge sont également présentés. Par la suite, nous présentons notre modèle. Celui-ci utilise un circuit électrique équivalent et des lois physiques. Le calcul des

paramètres du circuit électrique équivalent (résistances, inductances et capacités) et de l'onde de tension appliquée ainsi que l'algorithme de calcul des différentes caractéristiques de la décharge sont présentés. Les limites du modèle sont également discutées.

Dans le troisième chapitre nous présentons quatre types d'applications du modèle. Le premier porte sur la simulation des décharges négatives dans les grands intervalles d'air de 7 m et 16.7 m correspondant à des données expérimentales de laboratoire disponibles. La deuxième application porte sur la détermination de la tension de claquage dite U_{50} d'un intervalle d'air pour différentes distances interélectrode. La troisième application traite de l'extension du modèle élaboré à la décharge de foudre négative en se basant sur l'analogie existante entre les grandes étincelles et la décharge de foudre. Les résultats de simulations de deux cas de décharges de foudre pris dans la bibliographie sont présentés. Enfin, nous terminons ce chapitre par une application relative à la caractérisation de l'environnement électromagnétique avec des formulations et des estimations des champs électromagnétiques rayonnés par le leader négatif d'électrode durant la propagation avec deux exemples de simulations.

Chapitre I

Phénoménologie de la décharge négative

1 Introduction

La tenue diélectrique des grands intervalles d'air demeure un sujet ouvert [2, 5, 7]. Jusqu'à présent, l'air s'impose comme le meilleur compromis pour plusieurs applications. Ainsi, la connaissance des phénomènes physiques intervenant pendant la décharge dans les grands intervalles d'air et des paramètres caractérisant cette décharge sont nécessaires pour résoudre une variété de problèmes industriels.

La configuration pointe positive - plan constitue, du point de vue diélectrique, la contrainte la plus sévère pour un intervalle donné ; c'est pourquoi elle a été la plus étudiée [4, 9]. De ce fait, la polarité négative présente à priori moins d'intérêt compte tenu des tensions d'amorçage plus importantes. Cependant, l'étude de la longue décharge négative et par analogie la décharge de foudre négative, est nécessaire pour la compréhension des mécanismes de ces décharges dans l'optique de dimensionnement des systèmes de protection [8]. En effet, la décharge de foudre rayonne un champ électromagnétique qui perturbe, voire même détruit, certains composants électroniques sensibles [34, 35]. Elle peut engendrer également des montées des potentiels pouvant causer des dommages importants lorsque l'impact se produit, par exemple, sur les réseaux de transport d'énergie électrique ou de télécommunication, ou sur les aéroports… La réalisation de protections permettant d'atténuer ses effets passe obligatoirement par une connaissance approfondie du phénomène. Tout d'abord parce qu'il est peu fréquent mais aussi et surtout parce que l'instant et le point d'impact où la foudre se manifeste, sont totalement imprévisibles.

Les étincelles obtenues en laboratoire sur les longs intervalles d'air possèdent de grandes similitudes avec les décharges atmosphériques entre nuage et sol [8]. La reproduction de grandes étincelles en laboratoire permet par conséquent d'apporter une contribution à l'étude des décharges atmosphériques. Cependant, les mécanismes de développement d'une décharge dans l'air en polarité négative sont beaucoup plus complexes qu'en polarité positive et qu'il n'existe encore à ce jour que peu de données quantitatives sur ce sujet. Les résultats des travaux réalisés par le groupe des Renardières sur les longs intervalles et publiés dans les années 1980 [23], sont parmi les rares résultats disponibles actuellement. Ils constituent les données de base pour la compréhension du phénomène. Quelques études expérimentales ont été réalisées dans le domaine de la décharge de foudre [12].

2 Description de la décharge négative dans de grandes distances

2.1 Généralités

La terminologie de "décharges de grandes distances " a été définie par Hutzler [8] pour des étincelles de laboratoires dont la distance inter-électrodes est supérieure au mètre. Dans ce cas, il s'agit des études expérimentales de décharges négatives dans les grandes distances, effectuées par le groupe des Renardières [23] et par Ortega [12]. La configuration des intervalles d'air est du type pointe négative - plan dont la distance *D* se situe entre 1 à 7 m et 16,7 m [23]. Les résultats expérimentaux obtenus lors de ces travaux constituent les rares données de références dans le domaine des décharges négatives de grandes distances.

Il a été observé que pour les distances interélectrodes inférieures à 2m, la propagation de la décharge négative ressemble à celle des décharges positives [1]. En effet, les leaders spatiaux n'étaient pas observables [1] et la décharge est constituée d'un seul leader négatif et des streamers en tête et ce jusqu'au claquage. De ce fait, on considère dans cette étude des distances interélectrodes supérieures à 2 m où les différents aspects de la décharge négative de grandes distances sont présents [12, 23, 41].

Les électrodes des essais sont conçues pour permettre la mesure de la charge, du courant ou du champ. La géométrie de celles-ci a une influence directe sur la répartition du champ dans l'intervalle d'air. L'apparition du leader est fonction de la géométrie de l'électrode.

Le développement de la décharge peut être observé à l'aide de photomultiplicateurs, de cameras à balayage, de convertisseurs d'image et d'appareils photographiques statiques [12, 23, 41]. Le spectre de la lumière émise par les phénomènes de la décharge se résout par un ensemble de monochromateurs et de photomultiplicateurs. De plus, les techniques strioscopiques donnent des renseignements sur la variation de densité. Des sondes capacitives et des fluxmètres ont été utilisés pour mesurer le champ électrique au plan dont la polarité est positive [23].

2.2 Décharge à grande distance dans un champ divergent

Dans le cas d'une décharge positive, on constate que seuls les phénomènes dits "positifs" sont impliqués [9]. Le champ électrique géométrique est divergent, en direction de l'anode vers le plan (Figure 1.1.a). Ainsi l'ensemble de la décharge se propage dans le sens du champ

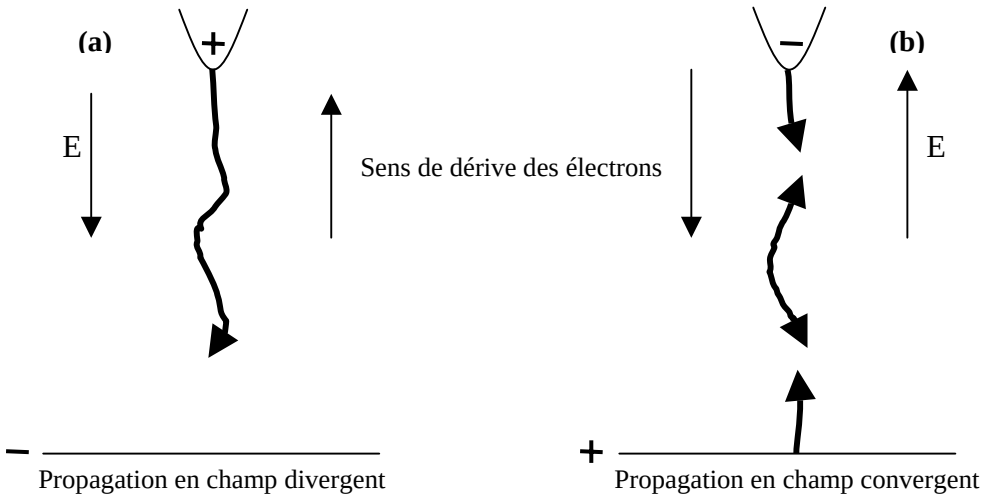


Figure 1.1: Sens de propagation de la décharge par rapport au sens du champ géométrique dans cas de la polarité positive (a) et négative (b)

En polarité négative (Figure 1.1.b), il est manifestement différent : le champ géométrique étant dirigé vers la cathode c'est à dire la pointe. Il est donc convergent et la décharge se compose à la fois de leader et streamer négatifs qui se propagent dans le sens opposé au champ et de leader et streamers positifs allant dans le sens du champ. Cette différence est fondamentale car, d'un point de vue microscopique, elle a pour effet de faire converger les électrons vers les champs forts en polarité positive alors qu'ils se propagent vers les champs faibles en polarité négative. D'un point de vue macroscopique et en termes de tenue diélectrique, elle est moins contraignante que la décharge positive.

2.3 Morphologie de la décharge négative dans les grands intervalles

Quelques investigations expérimentales ont été effectuées sur les décharges négatives de laboratoire [12, 23, 41]. L'utilisation des caméras rapides à balayage temporel et les mesures de courants à l'électrode haute tension (HT) ont mis en évidence le développement discontinu de cette décharge. Les cameragrammes permettent d'analyser l'ensemble des processus intervenants entre deux discontinuités de propagation et démontrent l'existence de processus spécifique à la polarité négative.

L'allure générale de la décharge négative sur des grandes distances est représentée par la figure 1.2.

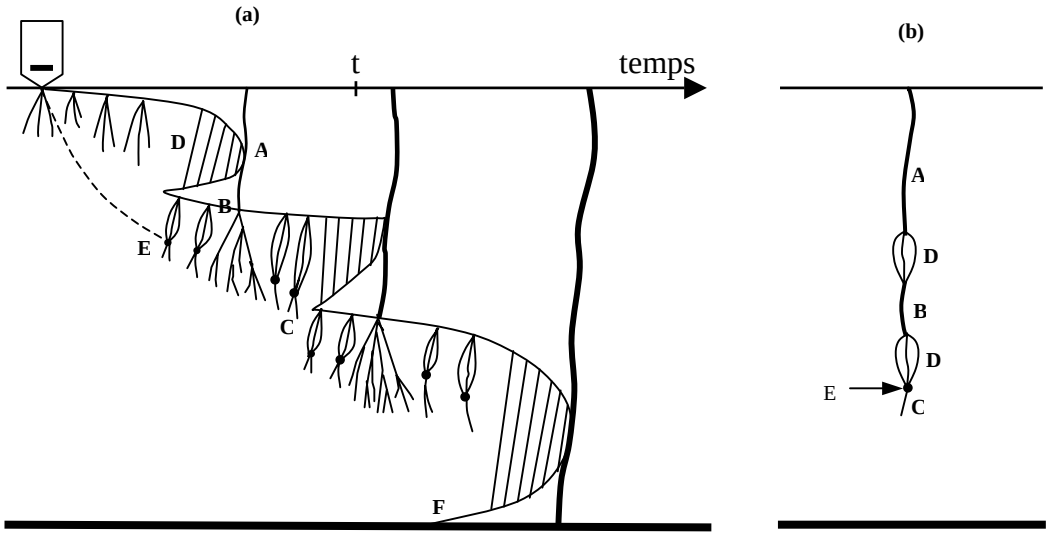


Figure 1.2 : Représentation schématique de l'évolution spatio-temporelle d'une décharge de polarité négative sur les grands intervalles d'air : a) Développement spatio-temporel ; b) Représentation spatiale à l'instant t. A : leader négatif, B : leader spatial, C : streamers négatifs, D : streamers positifs, E : stem spatial et F : leader positif

De façon générale, les phénomènes pré-disruptifs sont composés de phases froides (les streamers positifs (D) et négatifs (C)) et de phases chaudes (les leaders). Ces derniers peuvent se présenter sous différentes formes selon leur point d'origines :

- un leader négatif (A) qui se propage de la cathode vers l'anode.
- un leader spatial qui se forme entre l'intervalle inter-électrode et qui se propage à la fois vers la cathode (leader spatial positif) et vers l'anode (leader spatial négatif).
- un leader positif (F) qui part de l'anode en direction la cathode.

Les phases de transition entre les streamers et les leaders sont représentées par les stems (E). Ainsi, on peut décrire les principales étapes de la décharge négative comme suit [7] :

- Lorsque la tension appliquée dans l'intervalle pointe - plan atteint un certain seuil, une première couronne de streamers négatifs apparaît à la pointe. Elle est suivie ou non d'autres couronnes.
- Au point de convergence de ces streamers négatifs apparaît un système bipolaire constitué d'une couronne positive et d'une couronne négative appelé pilote ou « stem », dit de cathode. Il se répète plusieurs fois avec une période de 1 à 2µs où

chaque nouveau pilote est initié à partir du précédent. Le pilote de la cathode évolue en leader du fait de ses propriétés. Dans l'intervalle émerge à partir des couronnes, un noyau lumineux appelé pilote spatial. De ce dernier partent des streamers positifs dirigés vers la cathode et des streamers négatifs dirigés vers le plan,.

- Le stem spatial avance dans l'intervalle en se dirigeant vers l'anode. Son activité est plus ou moins périodique. Sous certaines conditions, des leaders spatiaux peuvent se développer à partir du stem spatial. Dans ce cas, l'un des leaders se dirige vers la cathode (la pointe), et l'autre vers l'anode (plan).
- Le leader spatial se dirigeant vers la cathode peut se connecter avec le leader négatif. Il s'ensuit une réillumination (violente) provoquée par le court-circuit dû au report du potentiel de la cathode à l'extrémité de l'ensemble leader négatif – leaders spatiaux. Ce phénomène provoque un allongement brutal de l'ensemble du canal de décharge. Il s'en suit une circulation d'une intense impulsion de courant. Ainsi, de nouveaux stems peuvent être émis à partir de la couronne associée à la réillumination et le phénomène se poursuit.
- Les streamers les plus avancés suite à une réillumination, peuvent atteindre le plan et déclencher la phase du saut final dont on distingue trois types de mécanisme. Contrairement au cas de la polarité positive, le mode de déclenchement suscité n'est pas indispensable. En effet, la charge d'espace déposée par une de ces réillluminations, si elle se situe suffisamment près du plan, peut induire, à partir de ce dernier, une décharge de couronne positive d'où émerge un leader positif qui vient se connecter au leader négatif mettant ainsi l'intervalle en court-circuit. Cette description globale peut évoluer en fonction des conditions expérimentales comme la forme de l'onde appliquée [23].

A chacune des étapes, une interaction complexe de phénomènes électromagnétiques, hydrodynamique et thermodynamique est impliquée. Les variations des conditions d'essai (géométrie de l'électrode, longueur de l'intervalle, forme et amplitude de la tension appliquée, conditions atmosphériques) ont pour effet de modifier chacune des phases [23].

3 La première couronne

3.1 Observations expérimentales

Dans une configuration pointe négative – plan, la première décharge observée à l'électrode pointe est la première couronne. Des études expérimentales ont été menées par le groupe des Renardières en utilisant différentes formes d'électrodes et de chocs de tensions [23]. Les essais ont montré des résultats reproductibles et fiables relatifs aux électrodes sphériques. Cet aspect est dû au fait que pour les électrodes coniques, la première couronne apparaît très tôt sur le front du choc et que l'intensité de la décharge est faible [23].

Au développement de la première couronne, il est possible d'associer un écoulement de charges qui cause une réduction du champ à la pointe hémisphérique, un accroissement du champ au plan et une émission de lumière détectée par un photomultiplicateur [23].

L'enregistrement au convertisseur d'images indique que ces couronnes apparaissent à différents endroits de la pointe hémisphérique. Le décalage temporel entre les couronnes successives et la variation du lieu d'apparition dépendent des effets opposés de réduction de champ causés par les charges d'espace précédentes et de l'augmentation de champ due à l'accroissement de la tension appliquée sur le front du choc.

Les données expérimentales obtenues, suite à l'étude de la première couronne, sont l'instant d'apparition T_i, la tension d'apparition U_i, le champ d'apparition E_i, le flux de charge ΔQ_i à l'hémisphère et la réduction du champ associée ΔE_i et dans quelques cas la longueur L_{Si} des streamers.

Par rapport à la polarité positive, la dispersion des caractéristiques d'apparition T_i et E_i est beaucoup plus faible (Tableau 1.1). Pour les électrodes de faible rayon de courbure, la dispersion est à peu près la même pour les deux polarités.

La longueur des streamers L_{Si} et en conséquence la charge $\Delta Q_{i,,}$ sont caractérisées par une dispersion plus forte. Ceci est dû au fait que l'extension de la couronne dépend fortement du champ E_i à l'instant de l'apparition de la couronne. Dans des conditions analogues, il a été observé que la longueur et la charge sont plus faibles en polarité négative qu'en polarité positive [1].

La variation de ΔE_i est beaucoup plus forte que celle de E_i. Ceci est essentiellement dû à la position variable de la première couronne à la surface de l'électrode sphérique.

Electrode [mm]	Intervalle [m]	T_1/T_2 [µs]	U_{cr} [kV]	N	U_i [kV]	T_i [µs]	E_i [kV/cm]
Φ600	7	60/3000	2785	14	1280±15	6.6±0.1	31,0±0,4
		60/3000	2860	7	1285±15	6.04±0.1	31,1±0,4

Tableau 1.1 : Paramètres de la première couronne en polarité négative [23]

T_1, T_2 et U_{cr} représentent respectivement le temps de crête, le temps à mi-amplitude et la valeur crête de l'onde tension appliquée.

U_i, T_i et E_i sont respectivement la tension, l'instant et le champ électrique dans l'intervalle au moment de l'apparition de la première couronne.

3.2 Description physique

La première couronne représente la première ionisation observable qui prend la forme de filaments (petits canaux très fins) ou « streamers ». L'impulsion de courant associé consiste en une montée rapide vers la valeur maximale suivie d'une descente en exponentielle.

A la racine de la couronne des streamers, un court canal brillant appelé « stem », est observé ; c'est là que prend racine le développement ultérieur de la décharge.

Le développement de la décharge dépend du degré de non uniformité du champ électrique dans l'intervalle d'air. Le recouvrement du champ est fonction du taux de montée de la tension appliquée et du taux de dissipation de la charge d'espace. Durant le recouvrement, aucun processus d'ionisation n'est détectable dans l'espace. Le temps correspondant au recouvrement t_d est appelé période sombre (*dark period*).

Si la configuration de l'intervalle pointe – plan engendre un champ beaucoup plus uniforme, la période sombre entre la fin de la couronne de streamers et l'initiation du leader à l'électrode, peut être absente [4]. En revanche, pour les configurations où le champ est très divergent, la charge d'espace injectée est suffisante pour réduire de façon significative le champ électrique. Dans tous les cas, le développement de ce leader est précédé par des décharges couronnes secondaires qui consistent généralement en un certain nombre de filaments comparables à ceux la première couronne.

Du point de vue des caractéristiques spatiales, le leader apparaît comme des cylindres de trajets irréguliers qui se propagent (souvent) dans une direction faisant un angle

considérable par rapport à la direction du champ appliqué [23]. Sa vitesse de propagation dépend de la géométrie des électrodes (forme et intervalle) et de la tension appliquée. La luminosité du leader est généralement faible excepté à ses appuis. L'élongation du leader est continue pour autant que le taux d'augmentation de la tension appliquée ne soit pas trop bas dans quel cas et sous certaines conditions, une élongation soudaine suivie d'une brillance du canal se produit : c'est le phénomène de réillumination (*restrike*) ; ce sont des accroissements discontinus à grande vitesse de la longueur du leader accompagnés par une large impulsion de couronne et une brève augmentation de la luminosité du leader et du courant dans la décharge.

3.3 Déclenchement de la première couronne

3.3.1 En polarité positive

Lorsqu'une onde de tension suffisante est appliquée, la première couronne commence avec un temps de retard (time-lag) qui varie d'une décharge à l'autre. En conséquence le temps de déclenchement de la couronne T_i et la tension d'initiation de celle-ci U_i sont statistiquement liés [4].

Si l'électrode HT est irradiée par des agents ionisants extérieurs tels qu'une source de lumière ultra-violette d'intensité suffisante pour produire une ionisation dans la région à champ élevé, les valeurs moyennes du temps de déclenchements T_i et de la tension U_i sont plus faibles [4] de sorte que la variation autour, devient négligeable [9]. Deux faits importants ont été constatés en polarité positive [4]:

- la distribution statistique du temps de déclenchement devrait être liée à la disponibilité des électrons initiateurs dans la région adéquate de l'intervalle d'air et les fluctuations statistiques devraient dépendre du taux variable de libération d'électrons.
- même si les électrons libres sont disponibles près de l'électrode haute tension, il y a une tension minimale ou champ minimal en dessous desquels les couronnes de streamers ne peuvent se former.

Pour comparer les champs de déclenchement de la première couronne pour différentes formes d'électrodes relatifs à un intervalle d'air donné, un facteur de divergence du champ d_f et un rayon de courbure équivalent peuvent être définis par la relation :

$$d_f = \left[\frac{dE_g}{dz} \frac{1}{E_g} \right]_{z=0} = \frac{1}{R_{eq}} \tag{1.1}$$

où E_g est le champ appliqué

et R_{eq} est égal au rayon d'une sphère isolée qui génère la même valeur du champ

Les valeurs moyennes de T_i décroissent avec l'augmentation de la vitesse de montée de la tension *dU/dt*, tandis que les valeurs moyennes de U_i et E_i augmentent. Ceci indique que la statistique du temps de retard dépend du volume dans lequel l'électron initiateur peut se développer en couronne de streamers et le champ électrique à l'intérieur de celui-ci.

3.3.2 En polarité négative

La première couronne se développe depuis l'électrode active en direction du plan. Le mécanisme de son apparition et son développement sont similaires à ceux observés dans le cas de la polarité positive. Le volume au voisinage de la pointe (électrode active) dans lequel l'électron germe est susceptible d'initier un streamer est appelé « volume critique » (Figure 1.3) ; il est délimité par deux surfaces (S_{int} et S_{ext}) qui sont définies comme suit :

- S_{int} est le lieu des points où l'électron germe doit se trouver dans un champ tel que l'ionisation est supérieure à l'attachement (α-η) d'après la théorie de Townsend [44], où α et η sont respectivement les coefficients d'ionisation et d'attachement.
- S_{ext} est la surface par laquelle l'électron germe créée doit se développer sur une distance suffisante pour dégénérer en streamer.

Ces deux critères peuvent être formulés par la relation :

$$e^{\int_{x_{ext}}^{x_{int}} (\alpha-\eta)\,dx} > 10^8 \qquad (1.2)$$

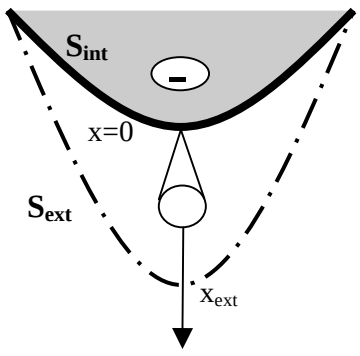


Figure 1.3 : Représentation du volume critique

Lorsque ces conditions sont remplies, une décharge lumineuse de type couronne peut se développer. Elle est constituée d'un certain nombre de filaments de streamers négatifs qui se propagent à partir de la cathode en donnant naissance au stem cathodique.

Une impulsion de courant est associée au développement d'une première couronne. La durée à mi-hauteur est d'environ 300 ns quelles que soient les conditions géométriques et la pente (le temps de montée) de l'onde de tension appliquée [23]. L'amplitude du courant est fortement corrélée à la pente de l'onde de tension. A cette impulsion de courant correspond une charge négative injectée dans l'intervalle qui a pour effet de diminuer le champ électrique total entre la cathode et l'extrémité de la couronne et de le renforcer entre cette extrémité et le plan. Cette diminution du champ résultant a tendance à stabiliser les phénomènes, pendant un certain temps.

En polarité positive, le temps d'apparition de la première couronne est une fonction statistique dépendant de l'apparition d'un électron libre dans le volume critique ; cet électron germe résulte des chocs ionisants avec les ions présents dans l'air. En revanche en polarité négative, la dispersion de ce temps est beaucoup plus faible, car les sources d'électrons germes ne sont pas les mêmes. Il semble que l'électron germe soit présent dans le volume critique pratiquement dès que celui-ci est établi [45].

3.4 Estimation du déclenchement de la première couronne

Afin de connaître la distribution statistique de la couronne en polarité positive, il est nécessaire de calculer le volume critique autour de la tête des streamers dans lequel la production d'électrons conduit à la couronne [46, 47]. Pour cela, la longueur de l'axe du système sur lequel l'électron libre donne la couronne doit être trouvée. La longueur critique est limitée car l'électron est trop proche de l'électrode et celui-ci la heurte avant que l'avalanche ait produit un nombre total d'ions plus important que la charge critique. S'il est trop loin, la valeur du champ tombe en dessous du champ seuil d'ionisation de l'air (soit environ 26 kV/cm) et l'avalanche ne peut commencer. A la tension minimale de déclenchement de la couronne, il existe un point unique sur l'axe de l'intervalle où la condition est satisfaite. Lorsque la tension appliquée à l'électrode augmente, la longueur de l'électrode équivalente et la longueur critique augmentent aussi. La limite externe suivant le contour à 26 kV/cm et la limite intérieure en suivant l'électrode évoluent dans le même sens.

Les techniques utilisées pour calculer la longueur critique sur l'axe peuvent être aussi utilisées en dehors de l'axe. Un volume critique V_c à partir duquel un électron peut initier la couronne est ensuite défini.

Le volume critique est calculé en fonction de la tension de l'électrode. De ce fait, il peut être transformé en une fonction du temps, connaissant la forme et l'amplitude de l'impulsion de tension appliquée.

La production d'électrons par rayonnement cosmique (de l'ordre de 8 électrons par cm^3) n'est pas suffisante pour la production directe du premier électron. Elle détermine l'état stationnaire de concentration d'ions négatifs (équilibre entre les taux de production et de recombinaison).

L'arrachement d'électrons des ions négatifs sous l'influence d'un champ électrique appliqué, est considéré comme le mécanisme dominant de production primaire d'électrons [46-51].

Dans les grands intervalles d'air et en polarité positive, la concentration d'ions négatifs reste uniforme dans le volume critique jusqu'à l'instant de déclenchement T_i [21, 46] sous l'effet de la dérive après l'application de la tension ; au contraire, la valeur moyenne de la durée de vie τ_d des ions négatifs dépend du champ électrique et varie avec le temps et l'espace.

La densité de probabilité de déclenchement $f_i(t)$, à l'instant t suit la distribution de Poisson :

$$f_i(t) = p_e(t).e^{\int_0^t p_e(t)dt} \tag{1.3}$$

dans laquelle $p_e(t)$ représente la fréquence totale de production d'électrons.

$$p_e(t) = \int_{V_c(t)} \frac{n_-}{\tau_d(P,t)} dP \tag{1.4}$$

où n_- représente la densité d'ions négatifs

et τ_d la valeur moyenne de sa durée de vie.

Par conséquent, la probabilité de déclenchement dépend de la géométrie de l'électrode et de la forme de l'onde de tension. Il se trouve qu'en polarité négative, les expériences ont montré que les déclenchements se font quasi-instantanément [4] contredisant ainsi cette théorie. Une explication possible reposerait sur le niveau de tension (valeur critique)

appliquée qui est très élevée, ce qui garantit le niveau minimum de champ pour déclencher la première couronne.

En revanche, l'équation montre que l'humidité a une grande action d'inhibition sur la libération des électrons dans le volume critique.

3.5 Seuil d'apparition de la première couronne

Pour un intervalle donné, il existe un champ électrique minimal d'apparition de la première couronne $E_{i.}$ Le calcul théorique, et donc la prédétermination du seuil d'apparition de la couronne pour une électrode ou un système d'électrodes quelconque, revêt une importance particulière dans le domaine de l'électrotechnique.

La loi de Peek [4] permet de déterminer la valeur du champ électrique d'apparition d'effet de couronne sur un conducteur cylindrique lisse :

$$E_i = E_0 m\delta(1+\frac{K}{\sqrt{\delta R}}) \qquad (1.5)$$

où E_i représente le seuil minimal du champ pour l'apparition de l'effet de couronne.

m est un coefficient empirique déterminant l'état de surface du conducteur (pour un conducteur cylindrique lisse m = 1.)

δ est la densité relative de l'air.

R est le rayon du conducteur.

K est une constante de valeur 0,308 si le rayon R est exprimé en cm et E_o = 31 kV/cm

Selon Meek [52], le critère de formation du streamer est rempli lorsque le champ en tête de l'avalanche est égal au champ géométrique appliqué au point considéré.

D'autre part, d'après le critère de Reather [5], le nombre d'électrons produits par l'avalanche primaire doit être au moins égal à 10^8 [53].

3.6 La charge de la couronne

Le modèle de Gazzani [9] est basé sur une description mathématique issue de la représentation schématique des streamers.

Lorsque le streamer se développe, il dépose le long de son trajet, une charge d'espace qui modifie le profil de potentiel initial $U_1(x)$ avant sa formation, pour parvenir au profil final $U_2(x)$. Cette nouvelle distribution est telle que le champ moyen dans la région de couronne est

constant et égal à la valeur E_s. La charge injectée Q_s est donc liée à la variation du potentiel ($U_1(x) - U_2(x)$) (Figure 1.4).

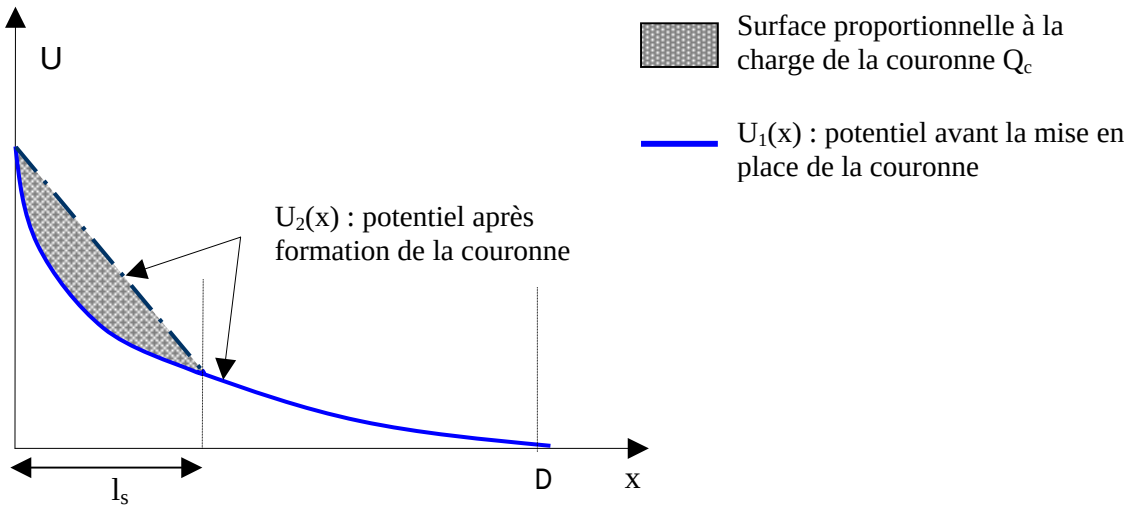


Figure 1.4: Modification du potentiel par la couronne appelée méthode géométrique

Le streamer est assimilé à un cylindre de plasma de rayons R_s et de longueur l_s sur lequel la charge est répartie suivant une certaine distribution linéique $q(y)$. La variation de potentiel $\Delta U(y)$ due au streamer sur son axe est donnée par [21]:

$$\Delta U(y) = U_2(y) - U_1(y) = \int_0^{l_s} \frac{q(x)}{4\pi\varepsilon_0 \sqrt{(x-y)^2 + R_s^{\,2}}} dx \qquad (1.6)$$

Après diverses manipulations mathématiques [21], la charge totale déposée le long d'un streamer s'écrit sous la forme :

$$Q_c = \int_0^{l_s} q(y)dy = \frac{4\pi\varepsilon_0 N_f \int_0^{l_s} \Delta U(y)dy}{\ln\left(\frac{l_s + \sqrt{l_s^{\,2} + R_s^{\,2}}}{R_s}\right)} \qquad (1.7)$$

Le couronne est alors représentée par N_f filaments de longueur l_s, de rayon R_s, et de même distribution linéique de charge $q(y)$. Ces N_f filaments sont parallèles et répartis sur des

cylindres concentriques de rayon R_i inférieurs à celui de la couronne R_c. L'application du raisonnement précédent permet d'écrire la charge nette de la couronne :

$$Q_s = \frac{4\pi\varepsilon_0 N_f \int_0^{l_s} \Delta U(y)dy}{\ln(\frac{l_s + \sqrt{l_s^2 + R_s^2}}{R_s}) + \sum_{i=1}^{N_f} \ln(\frac{l_s + \sqrt{l_s^2 + R_s^2}}{R_i})} \quad (1.8)$$

3.7 Les couronnes secondaires

Les observations expérimentales [23] ont montré que la charge déposée par la couronne a pour effet de renforcer le champ entre l'extrémité de la couronne et l'électrode plane ainsi qu'à le diminuer entre l'électrode haute tension (cathode) et l'extrémité de la couronne. Plus la charge déposée par cette couronne sera importante, plus la valeur de la réduction du champ ΔE_i sera grande.

Après un certain intervalle de temps, une nouvelle couronne se développe depuis la cathode. Cet intervalle de temps est directement lié à la réduction de ΔE_i du champ. Implicitement, la durée de cet intervalle est corrélée à la charge injectée par la couronne et à l'effet de stabilisation.

On constate que la valeur du champ d'apparition de cette seconde couronne dépend de ΔE_i mais de façon décroissante. La valeur de ce champ est toujours inférieure à celle du champ d'apparition de la première couronne. Ce résultat est expliqué par le fait que la seconde couronne se développe non pas en milieu vierge (neutre) mais en milieu pré-ionisé par la première couronne. Plus la valeur de la charge injectée est grande, plus le milieu est ionisé et plus ΔE_i est grand et par conséquent plus faible sera la valeur du champ interne.

Ce constat met en avant le problème des conditions d'initiation et de propagation des streamers en milieu pré-ionisé. Ainsi, la valeur du champ moyen de propagation des streamers devient un paramètre à évaluer lorsqu'il y a un grand nombre de porteurs près de la cathode.

Le phénomène de couronnes secondaires se produit jusqu'à ce que la propagation du leader démarre.

4 Les streamers

4.1 Observations expérimentales

La première couronne consiste en de nombreux filaments (canaux) branchés (streamers), qui se développent à partir d'une racine commune sur la surface de l'électrode (corona-stem). Elle est associée à l'impulsion de courant avec un temps de montée court (10 – 50 ns), un plateau relativement long (200 – 500 ns) et une descente aiguë du champ électrique sur la pointe de l'électrode due à la formation des charges d'espace. Chaque branche est caractérisée par un point lumineux qui se propage dans l'intervalle d'air avec une vitesse de l'ordre de $10^8 – 10^9$cm/s [23]. La taille de la couronne (extension, courant, charge et émission de lumière) dépend essentiellement de la distribution du champ dans la région où le développement a lieu. Les examens détaillés des résultats expérimentaux, en particulier les courants de déplacement et de conduction [38], ont montré que le streamer est formé de deux régions (Figure 1.5) : la tête du streamer ou région active où des émissions lumineuses et des processus d'ionisation prennent place et le canal ou région passive où les électrons générés par la tête circulent vers la pointe de l'électrode, et restent attachés aux molécules électronégatives.

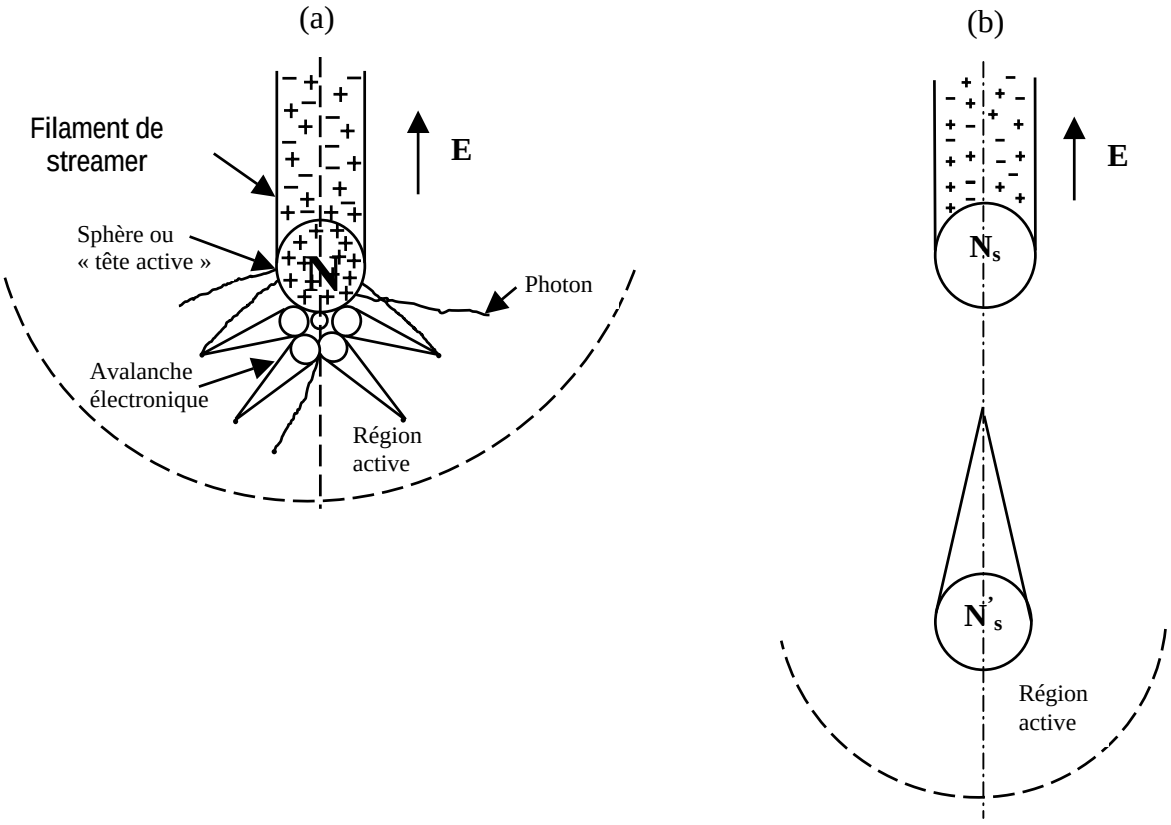


Figure 1.5 : Mécanisme de formation du streamer en polarité positive (a) et en polarité négative(b) [6]

4.2 Streamers positifs

La théorie du streamer a été initialement formulée séparément par Reather et par Meek & Loeb dès 1953. Elle permet d'expliquer le fait que le temps d'instauration de l'arc soit inférieur au temps de transit des électrons de la cathode vers l'anode. Ce temps est bien inférieur au temps nécessaire au claquage selon le modèle de Townsend (imposé dans ce cas par le transit des ions positifs vers la cathode sous l'action du champ électrique). De plus, dans un intervalle pointe-plan, le champ appliqué est intense seulement au voisinage de l'anode, ainsi une ionisation loin de la pointe n'est explicable que par une distorsion du champ par des charges d'espace.

Une avalanche primaire amène la présence d'une charge d'espace positive (en raison de l'immobilité des cations par rapport aux électrons) près de l'anode et une injection d'électrons par l'électrode positive lorsque la tête de l'avalanche atteint celle-ci.

Cette charge d'espace entraîne une distorsion du champ électrique qui se traduit par une augmentation du champ entre elle et la cathode et un abaissement de celui-ci entre elle et l'anode. Des électrons secondaires, positionnés dans ce renforcement du champ, vont pouvoir à leur tour créer des avalanches dites avalanches secondaires.

Les électrons de ces avalanches vont neutraliser, en totalité ou en partie, la charge d'espace positive initiale et abandonner plus en avant une nouvelle charge d'espace positive [19]. Tant que les avalanches successives créent une charge d'espace amenant devant elle un champ suffisant, le processus précédent se répète. Tout se passe comme si une charge positive se déplaçait vers la cathode avec une vitesse appelée vitesse de streamer supérieure d'un ordre de grandeur à la vitesse de dérive des électrons vers l'anode [45].

4.3 Streamers négatifs

Les streamers positifs et négatifs se développent tour à tour à partir d'un stem spatial. Les streamers négatifs apparaissent sous forme de filaments singuliers et leur vitesse de propagation est du même ordre que celle des streamers positifs.

Reather [5] d'une part, puis Loeb et Meek [52] d'autre part ont développé des théories permettant de décrire les streamers négatifs, en admettant que le niveau de tension appliquée permet le développement d'une avalanche électronique dans une région de l'intervalle. Celle-ci est dirigée vers l'anode et sa tête constituée par une charge d'espace électronique. Cette charge d'espace peut être suffisamment importante pour que le champ électrique qu'elle crée ne soit plus négligeable devant le champ géométrique. L'augmentation locale du champ

électrique local peut conduire à la formation d'avalanches secondaires en aval des têtes d'avalanches primaires si toutefois il existe un électron germe dans cette région. Il est suggéré que des mécanismes de photo-ionisation associés aux avalanches contribuent à la création de nouvelles charges d'espace qui permettront au processus de se répéter localement. L'avalanche électronique est alors transformée en streamers.

Pour expliquer la formation d'un canal de streamers négatifs, Loeb admet l'existence de streamers "rétrogrades" dirigés des avalanches secondaires vers les avalanches primaires dans la région occupée par les ions positifs créés par l'avalanche secondaire.

Suite à cette théorie et à diverses études expérimentales, Suzuki [55] propose de différencier deux types de streamers. Si l'on considère que v_i est la vitesse de développement d'une avalanche et v_{i+1} la vitesse de développement de l'avalanche suivante, deux cas peuvent apparaître :

- v_{i+1} est plus grande que v_i : le streamer négatif n'est qu'une succession d'avalanches ne permettant pas la formation d'un canal ionisé ou filament de streamer. Il a été montré que, sur un intervalle de taille réduite, si ce streamer négatif atteint le plan, il n'apparaît aucun phénomène anodique pouvant produire l'amorçage de l'intervalle. Ce type de streamer est appelé "fast streamer".
- v_{i+1} est suffisamment faible pour que les électrons de l'avalanche précédente notée *i* puissent se développer dans la région de l'avalanche *i+1* : un canal ionisé peut alors se former. Dans ce cas le potentiel de pointe engendrée par ce canal peut se reporter à l'extrémité du streamer et participer à la propagation de la décharge. Il s'agit alors de " low streamer".

Il a été constaté par la plupart des auteurs ayant travaillé sur les décharges négatives que, d'une façon générale, les mécanismes de propagation de la décharge négative conduisent à une "descente" de charges négatives dans l'intervalle. Lors d'une étude sur les impulsions de couronne en polarité négative, Klewe *et al* [3] ont montré expérimentalement qu'une grande partie de la charge créée par la couronne est localisée vers des régions où le champ électrique décroît ; le champ électrique nécessaire à la propagation des streamers provient essentiellement de la charge électronique créée par les têtes d'avalanche.

Les premiers phénomènes de la décharge négative correspondent à l'apparition des streamers négatifs. Ensuite, une deuxième "vague" de streamers négatifs caractérisée par des paramètres (dimension, vitesse de propagation, amplitude des impulsions de courant) d'un ordre de grandeur nettement plus important, survient quelle que soit la rapidité de l'onde.

Cette dernière correspond à des phénomènes observés qui ne peuvent pas être expliqués par les théories classiques du développement du streamer négatif. En effet, les observations sur les clichés de convertisseur d'images [23] ont montré que la courbe formée par la trace de streamers, lors de la deuxième vague, présente un point d'inflexion montrant ainsi une accélération au cours de leur propagation. Il a été constaté l'existence de décharges dirigées vers la cathode laissant supposer la création d'une charge d'espace localisée dans l'intervalle. La structure de la décharge consécutive à la deuxième vague, est décrite comme un canal cylindrique épais et lumineux dont l'extrémité présente des filaments fins et longs. Enfin, les clichés de la strioscopie montrent qu'à la suite de la deuxième vague, il apparaît à la cathode, des éléments de décharge "chaude" ainsi qu'une ou plusieurs zones "chaudes" plus en aval dans l'intervalle.

En dépit des différences entre les streamers de première et de deuxième couronnes, un comportement typique relatif à la phase de début de la décharge négative, a été observé. Lorsque la tension atteint puis dépasse le niveau de tension de seuil très tôt, une première vague de streamers négatifs est émise. Si ces streamers sont assimilés aux "fast streamers" définis par Suzuki, il n'apparaît pas de filaments de streamers permettant le report du potentiel de cathode plus en aval dans l'intervalle et la portée de cette première vague est limitée à une faible distance. La charge d'espace, résultant de la formation des avalanches successives, entraîne une diminution locale du champ électrique dans un proche voisinage de la pointe empêchant tout phénomène nouveau de se produire. Si la différence de potentiel appliquée dans l'intervalle continue à croître, le champ électrique au voisinage de la pointe redevient suffisant et une deuxième vague de streamers négatifs peut se développer depuis la cathode. Ces derniers sont des "slow streamers" du type filamentaire tels que Suzuki les spécifiait, permettant ainsi le report du potentiel de l'électrode sur ses extrémités. Les streamers négatifs se développent donc en aval, pour autant que les conditions de propagation soient remplies.

4.4 La région passive

Le courant circulant dans la région passive est essentiellement un courant de conduction électronique. Après la phase de compensation [55] qui dure environ 10ns, les charges sont réarrangées le long du canal de sorte qu'un équilibre stable soit atteint entre la distribution statistique de potentiel et le champ. Le même courant de conduction circule dans un régime résistif à travers tout le canal du streamer. Ce courant a pour expression :

$$I = \pi a^2 \sigma E \tag{1.9}$$

où *a* représente le rayon du filament, σ est la conductivité du filament et *E* est le champ local.

La répartition du champ suit les variations de la conductivité. Le réseau de charges positives le long du canal permet d'établir la distribution capacitive du potentiel électrostatique. Celui-ci peut être estimé selon les mesures de Suzuki [55]. Il correspond à un excès de charges de $6\ 10^8$ à $3\ 10^9$ ions positifs par cm^3. La charge par unité de longueur est plus de trois fois plus grande ($7\ 10^{11}$ à $6\ 10^{12}$ cm^{-3}). Le canal peut être considéré comme un plasma quasi-neutre en équilibre électrostatique. Selon Galimberti *et al* [56], l'excès de charge positive est localisée dans la limite externe du canal de plasma et se répand lentement à cause de la diffusion ambipolaire (dans les deux directions simultanément).

Le rayon d'un streamer a été estimé entre 10 et 30 μm [9]. Les électrons correspondants ont une densité variant de $5\ 10^{23}$ à 10^{25} cm^{-3}. Cependant dans l'intervalle d'air, la densité peut être plus faible à cause du processus d'attachement qui réduit le nombre d'électrons libres en circulation vers l'anode ; cela correspond à l'augmentation de la densité des ions négatifs. Les tiers éléments et les attachements dissociatifs constituent alors les processus dominants de collision d'électrons dans la région passive [8]:

- dans un court intervalle d'air, la taille du courant résistif d'une impulsion de couronne varie avec la pression partielle des molécules électronégatives d'oxygène O_2 selon le changement de la valeur moyenne de la durée de vie de l'attachement [56].
- Dans un grand intervalle d'air, le changement de l'humidité absolue affecte de façon quasi-exponentielle la décroissance du courant de la première couronne.

4.5 La région active

Lorsque la tête du streamer atteint le plan, une impulsion aiguë de courant de conduction indique la neutralisation du réseau de charges positives. La valeur moyenne de l'énergie des électrons dans la région est de 10 à 15 eV, ce qui correspond à un champ de l'ordre de 100 à 150 kV/cm [57]. Cependant les couronnes sous-jacentes se développent à partir de la tête du leader présentant des énergies plus grandes et des champs plus forts. Comme la tête du streamer se propage dans le champ externe aussi bas qu'une fraction de kV/cm, le champ dans la région active est dû essentiellement aux charges d'espace en tête.

La température due essentiellement à l'énergie cinétique de rotation entre les atomes des molécules, qui peut être considérée comme une bonne estimation de la température du gaz, aussi sous les conditions répétitives [57], ne doit pas excéder 300 K.

4.6 Modèle de propagation

4.6.1 Modèle de Dawson et Winn

La propagation du streamer positif est expliquée en considérant uniquement l'activité de sa tête [4, 22, 57-59]. Les électrons sont supposés neutralisés derrière celle-ci et le filament reliant l'anode à la tête du streamer n'est plus pris en compte.

Le modèle part de l'hypothèse qu'une charge d'espace de N^+ ions est contenue en tête du streamer dans une sphère de rayon r_s (Figure 1.6).

Un électron germe situé à la distance r_1 de la sphère contenant les N^+ ions positifs, crée une avalanche qui se développe sous l'effet du champ électrique dû à ces ions jusqu'à la distance r_2. Le champ appliqué est supposé nul.

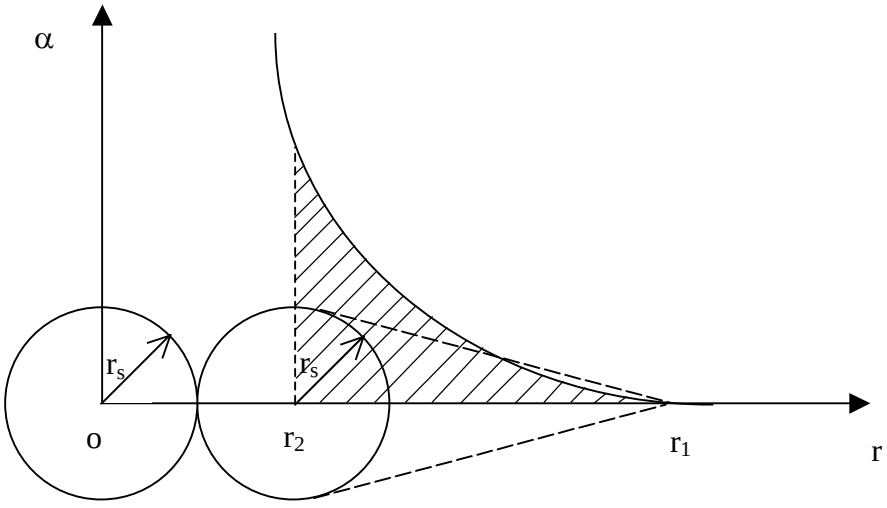


Figure 1.6 : Développement d'une avalanche en tête d'un streamer positif selon le modèle Dawson et Winn [57]

Pour qu'il y ait propagation, il faut que l'avalanche produise à nouveau N^+ ions positifs contenus dans une sphère de rayon r_s avant d'atteindre la tête du streamer, d'où la condition $r_2 > 2r_s$.

Le nombre d'ions positifs N^+ créés par l'avalanche est donné par:

$$N^+ = e^{\int_{r_2}^{r_1} \alpha(r)dr} \tag{1.10}$$

Le rayon r_0 de la tête du streamer est le rayon de diffusion de l'avalanche ; il est tel que :

$$r_s^{\,2} = 6\int_{r_2}^{r_1} \frac{D_e}{u_e} dr \tag{1.11}$$

D_e étant le coefficient de diffusion et μ_e la vitesse de dérive des électrons.
D'autre part, le point de départ de l'avalanche r_1 est défini par :

$$E(r_1) = E(\alpha = \eta) = \frac{N^+}{4\pi\varepsilon_0 r_1^{\,2}} = 22.8 kV/cm \tag{1.12}$$

où η est le coefficient d'attachement et $E(r_1)$ désigne le champ pour lequel l'ionisation est compensée par l'attachement.

A partir de ce système d'équations, Dawson & Winn [57] ont montre que la propagation est assurée pour r_s=2.7 10^{-3} cm et N^+=10^8 ions. Cette dernière valeur représente le nombre minimum en tête du streamer qui permet l'auto-propagation dans un champ extérieur nul.

Dans le cas d'une propagation en champ divergent, l'élongation maximale du streamer est calculée, en considérant que la perte d'énergie due aux processus d'ionisation et d'excitation est compensée, pendant la dérive de la charge d'espace positive, par l'apport d'énergie potentielle dû au champ appliqué.

Les valeurs calculées diffèrent des résultats expérimentaux. Cet écart semble être dû à une mauvaise évaluation des pertes d'énergie se produisant pendant le développement d'une avalanche. Une évaluation plus stricte a été faite dans un modèle de propagation de streamer développé par Gallimberti [4].

4.6.2 Modèle de Gallimberti

On considère une tête de streamer sphérique de rayon r_s contenant N^+ charges positives [6]. En avant de la tête de streamer existe une région, qualifiée d'active (par opposition au canal du streamer supposé faiblement ionisé et électriquement neutre : "région froide").

Gallimberti assimile les avalanches générées à une avalanche unique équivalente issue du point P_0 (Figure 1.5). La position P_0 est liée au principe de conservation d'énergie et aux équations macroscopiques de continuité pour les densités électroniques n_e et les densités ioniques N^+ et N^-.

Le bilan énergétique s'écrit sous la forme :

$$W_l = W_g + W_{pot} \tag{1.13}$$

où W_g représente l'énergie fournie par le champ E_g :

$$W_g = \int_{Z_n}^{Z_{n+1}} (eN_e E_g) dz \tag{1.14}$$

N_e étant la densité linéique suivant l'axe des *z*.

W_l représente les pertes totales où figurent respectivement les pertes dues à l'ionisation, l'attachement, l'excitation des molécules neutres aux différents niveaux d'excitation, les collisions élastiques et la variation de l'énergie cinétique des électrons le long du parcours de l'avalanche.

L'énergie potentielle W_{pot} de la sphère de la charge d'espace, en tenant compte de son énergie propre et de l'énergie de cette charge dans le champ E_g, est égale à :

$$W_{pot} = \frac{0.43\left(N^+ e\right)^2}{4\pi\varepsilon_0 R_s} + eN^+ \int_0^{Z_n} E_g dz \tag{1.15}$$

L'auteur montre que :

$$W_l = \beta_l N_s^{'} E_g \tag{1.16}$$

avec β_l=0.39 10^{-24} cm, $N_s^{'}$ étant la charge produite dans l'avalanche et que $W_l = \gamma_l N_s^{'}$ avec γ_l = 49eV.

En combinant l'équation (1.11) avec l'équation de conservation de l'énergie, on obtient :

$$\frac{N_s^{'} - N_s}{N_s} = \frac{\beta_l E_g - \gamma_l + \frac{0.4 N_s e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{(R_s^{'} - R_s)}{R_s^{\,2}} + E_g e(R_s^{'} + R_s)}{\frac{0.4e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2N_s}{R_s} + eU + \gamma_l - \beta_l E_g} \tag{1.17}$$

L'équation (1.11) permet d'estimer la variation de charge dans la tête du streamer durant le saut. Si les conditions initiales N_s, R_s, E_g sont connues ainsi que le potentiel local appliqué U, le nouveau rayon $R_s^{'}$ est calculé en fonction de N_s et E_g.

Il s'avère que la forme calculée du courant s'accorde avec les mesures effectuées. En revanche, les valeurs de crête sont inférieures aux valeurs expérimentales. Cette différence est due probablement au grand nombre de streamers et leurs ramifications, phénomène qui n'est pas pris en compte dans le modèle d'avalanche unique.

4.7 Transition streamer-leader

Lors du développement de la couronne, un courant est injecté à la racine des streamers. L'énergie électrique correspondante est alors transférée majoritairement sous forme vibrationnelle aux molécules lourdes, par collisions électron - gaz neutre. En se désexcitant, ces molécules restituent petit à petit au milieu cette énergie sous forme de chaleur. Le temps de relaxation des niveaux d'énergie vibrationnelle détermine donc l'évolution temporelle de la température. Au-delà de 1500 K, les ions négatifs perdent leurs électrons excédentaires. On assiste alors à une forte augmentation de la conductivité à la racine des streamers, également appelée "stem". Ce stem, assimilable à une protubérance conductrice à la surface de l'électrode, permet d'atteindre les conditions électriques nécessaires à la formation de la seconde couronne.

5 Le leader négatif d'électrode

5.1 Observation

Comme nous l'avons mentionné auparavant, en polarité négative, la structure de la décharge est beaucoup plus complexe qu'en polarité positive.

Au cours de la phase du saut final qui mène à l'arc, le canal de leader se présente sous trois formes (Figure 1.2.a) selon les observations de Gorin et Shkilev [38]:

- un canal, appelé « leader négatif » qui se développe à partir de la cathode.
- un canal appelé « leader spatial », qui se développe à partir d'un point de l'intervalle en direction des deux électrodes, et qui peut entraîner l'allongement du leader négatif avec une réillumination.
- un canal appelé « leader positif » qui se développe lors du saut final, à partir d'un point du plan vers la cathode.

La phase qui intègre le leader négatif et un ou plusieurs leaders spatiaux, est appelée "phase leader" par analogie avec la polarité positive.

5.2 Caractéristiques physiques du leader

Les observations expérimentales ont montré qu'un leader a l'aspect d'un filament de trajet irrégulier (soit tortueux) ; il se propage souvent dans une direction faisant un certain angle par rapport à la direction du champ appliqué [23]. Sa vitesse de propagation dépend de la géométrie de l'espace et de la tension appliquée. La luminosité du leader reste observable tant que le taux d'augmentation de la tension appliquée n'est pas trop faible. Sous certaines conditions telles que la réillumination provoquant une élongation soudaine du canal de décharge, la brillance de celui-ci est aussi visible. De tels phénomènes sont connus comme des réilluminations (*restrike*). Ce sont des accroissements discontinus à grande vitesse de la longueur du leader accompagnés par une large impulsion de couronnes et une brève augmentation de la luminosité du leader et du courant de décharge.

A la tête du canal de leader, une couronne de streamers se présente comme une décharge volumineuse de structure filamentaire qui ionise l'air au front du canal. C'est le mécanisme selon lequel le courant circulant dans la décharge qui se développe, entretient ou modifie la distribution du champ électrique dans l'espace [4].

Les filaments de couronnes ont une origine commune au niveau de l'électrode à partir de laquelle sont émis tous les streamers. Ce point de rencontre des streamers est appelé « stem cathodique ». Son évolution en leader négatif s'explique de la même manière que pour le leader positif dans le cas d'une pointe de polarité négative.

Les enregistrements strioscopiques [60] n'ont pas mis en évidence des différences fondamentales entre ces deux types de leader. Du point de vue des caractéristiques macroscopiques, on peut admettre certaines hypothèses. En effet, le calcul du champ en tête

du leader négatif peut s'effectuer par extension de la formule de Peek [4]. Et les modèles de leaders établis dans les cas des intervalles du type pointe positive - plan peuvent être appliqués en polarité négative dans les phases où la décharge est composée uniquement d'un leader négatif précédé par une couronne de streamers.

5.3 Modèles de représentation du leader

Les principaux modèles de leaders, établis en polarité positive et transposables sous certaines conditions en polarité négative sont présentés ci-dessous.

5.3.1 Modèle d'Aleksandrov

A la base de la couronne, les électrons ne fournissent que de l'énergie cinétique aux molécules de gaz. Il a été montré que dans ce cas, l'élévation de la température du gaz peut être supérieure à 5000 K [61]. L'augmentation de la conductivité du gaz s'explique alors par la création de charges par ionisation thermique.

5.3.2 Modèle de Gallimberti

Même si dans la couronne la densité d'électrons est faible devant celle des ions, en raison de la très grande mobilité des électrons, la seule action sur le nombre d'électrons n_e suffit à expliquer l'accroissement de la conductivité du canal du leader. Ainsi, le seul processus de détachement des ions négatifs suffit à expliquer l'accroissement de la conductivité. Ce mécanisme a l'avantage de se produire à partir d'une température de 1500 K à 2500 K [4] compatible avec les observations spectroscopiques [61].

5.4 Champ minimum de déclenchement du leader

Le critère de Gallimberti [4] permet d'estimer le champ minimum de déclenchement du leader. La première étape pour calculer la tension minimum de déclenchement est la détermination des conditions en dessous desquelles un streamer peut se propager pour une valeur spécifiée du champ appliqué.

La pointe du streamer est représentée par une sphère de rayon R_s contenant N_s ions positifs (Figure 1.7). Dans l'air, la propagation est assurée par une série de nouvelles avalanches se développant dans la région active, où le champ total (le champ de la charge

d'espace E_c et le champ appliquée E_g) est supérieur à 26 kV/cm en polarité positive [4] et 30kV/m en polarité négative. Cette série d'avalanches est représentée dans un modèle par une seule avalanche équivalente qui satisfait l'équation d'équilibre énergétique relative à la formation d'avalanches comme condition équivalente. Le front de l'avalanche équivalente de rayon $R_s^{'}$ et contenant $N_s^{'}$ ions positifs reproduit la pointe du streamer à une position plus avancée dans l'intervalle d'air.

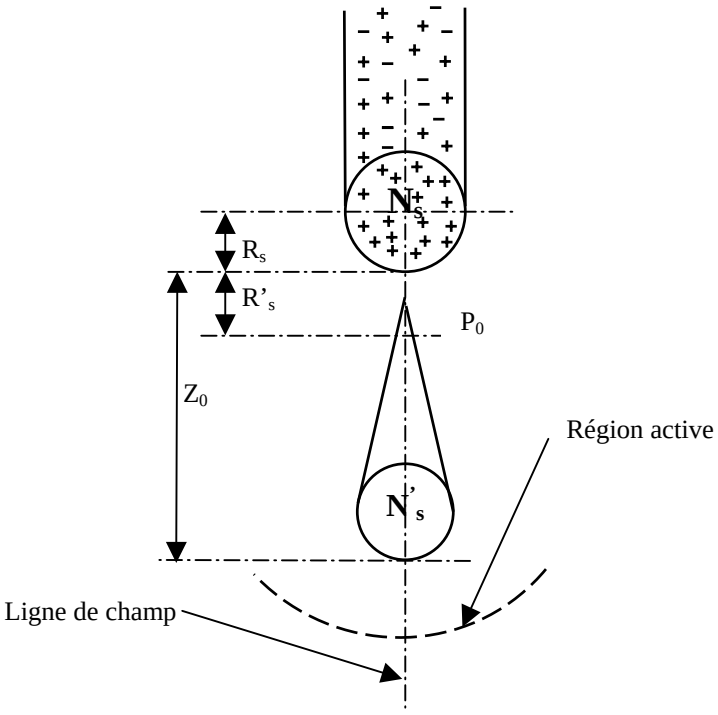


Figure 1.7 : Mécanisme de propagation et avalanche équivalente en polarité négative [6]

Le critère de propagation impose que la charge dans la pointe du streamer ($N_s e^-$) doit être supérieure à une valeur minimale ($N_{stab} e^-$) appelée charge de stabilité. Cette dernière est définie comme la charge minimale qui produit un champ de charge d'espace E_c suffisamment grand pour créer la plus grande avalanche qui peut être développée dans la région active, capable de reproduire la pointe du streamer. La charge de stabilité dépend du champ appliqué E_g [4].

$$\begin{cases} N_{stab} = 0.558\ 10^8 - 0.231\ 10^3 E_g \ \text{ pour } E_g \le 2\ 10^5 \text{V/cm} \\ N_{stab} = 3.34\ 10^8 E_g \ \text{ pour } E_g > 2\ 10^5 \text{V/cm} \end{cases} \qquad (1.18)$$

La charge de stabilité pour un champ nul est de $0.55\ 10^{8} e^{-}$ (valeur inférieure à celle de Dawson et Winn). La disparité est due aux hypothèses simplificatrices et aux méthodes de calculs utilisées.

5.5 Tension maximale de déclenchement

Il s'agit d'une transposition de la théorie appliquée pour les décharges dans les grands intervalles d'air en polarité positive [4] à celles de la polarité négative.

En considérant un intervalle interélectrode avec une distribution du champ géométrique E_g en un point P, à une valeur donnée de la tension U_c, il est possible de définir la limite de la région active (surface dans laquelle le champ appliqué est égal à 31kV/cm). L'avalanche la plus favorable pour que le déclenchement de la couronne se développe le long de la ligne où le maximum de contrainte commence à partir de la limite de la région active [4]. La charge $N_s^{'}$ produit par cette avalanche peut être calculée par simple intégration de l'équation du taux d'ionisation par collision jusqu'à la surface de l'électrode :

$$N_s^{'} = e^{\int_{z_a}^{z_0^{'}} (\alpha - \eta) dx} \tag{1.19}$$

où α et η sont respectivement les coefficients d'ionisation et d'attachement, obtenus par des simulations qui tiennent compte aussi de la diffusion et de la distribution de la charge d'espace [42, 61].

Si la charge résultante est supérieure à la charge de stabilité correspondant à la valeur du champ appliqué sur la surface de l'électrode, la tension U_c résultante est plus grande que la valeur minimale de la tension de déclenchement ; cette dernière peut être calculée de manière itérative.

Les résultats expérimentaux sont quelques fois inférieurs aux valeurs calculées en particulier lorsque l'espace est irradiée [4]. En effet, le nombre d'électrons libres disponibles pour initier des avalanches de couronnes peut être plus grand en théorie que la valeur expérimentale.

Si $0{,}05 < d_f < 5\text{cm}^{-1}$, le champ minimal de déclenchement augmente de façon quasi-logarithmique avec le facteur de divergence du champ.

$$E_i = 6.77 \ln(1.75\ 10^3 d_f) \quad (1.20)$$

où E_i est exprimé en kV/cm et d_f le facteur de divergence en cm^{-1}

Cet accroissement de E_i avec d_f est dû au fait que la région active et par suite le chemin de l'avalanche est plus petit avec une grande divergence. Un champ plus grand est nécessaire pour générer des charges au dessus de la valeur de stabilité.

6 Le stem spatial

Après le développement d'une ou de plusieurs couronnes, il a été constaté la présence dans l'intervalle d'un ou de plusieurs noyaux lumineux appelé "stem spatial " dont l'activité est plus ou moins périodique. Ce dernier se présente comme le point d'initiation d'un système constitué de streamers négatifs et de streamers positifs se propageant dans des directions opposées. L'ensemble constitué par le stem spatial et ses streamers forme le « pilote » [38].

Le pilote créé se propage dans l'intervalle en direction de l'anode telle une couronne bidirectionnelle sur une électrode fictive. Il émet d'une part, des streamers négatifs qui se propagent en milieu vierge et d'autre part, des streamers positifs se dirigeant vers la pointe. Deux modèles ont été proposés pour expliquer la formation de ce pilote.

6.1 Modèle de Hutzler

Un mécanisme qui pourrait expliquer la propagation et l'émission de streamers positifs et négatifs à partir d'un stem spatial, a été proposé par Hutzler et Kleimaier [53] en admettant qu'il existe deux sortes de streamers négatifs. Les premiers sont alimentés en électrons par la cathode, ce qui permettrait de neutraliser entièrement la charge d'espace positive déposée par des avalanches successives, les seconds sont isolés de la cathode de telle sorte que cette dernière ne pourrait leur fournir des électrons susceptibles de neutraliser la charge d'espace positive déposée. Le stem spatial est un plasma résultant d'un streamer négatif du deuxième type, c'est à dire d'un streamer dont la charge d'espace positive ne peut pas être complètement neutralisée par les électrons disponibles. Il en résulte que le stem spatial est un dipôle avec un excès de charges négatives. La séparation de ces charges est assurée par le champ E_o dans lequel le dipôle est confiné.

Le stem spatial est remplacé par deux sphères de rayons r_p et r_n contenant des charges Q_p et Q_n uniformément réparties (Figure 1.8).

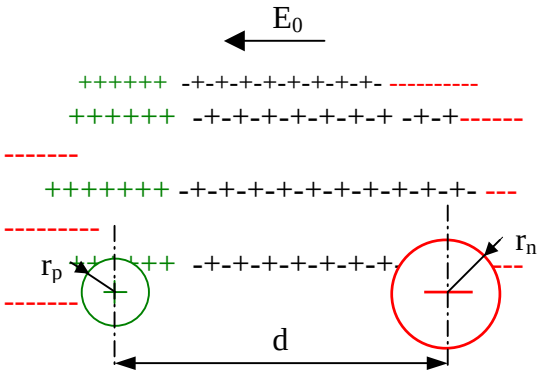


Figure 1.10: Représentation schématique du stem spatial (mécanisme de séparation des charges) [53]

Après avoir calculé les champs électriques E_A et E_B aux extrémités positives et négatives du dipôle, et en considérant pour simplifier les calculs, les rayons des sphères contenant Q_p et Q_n comme identiques ($r_p = r_n = r$), on aboutit aux expressions suivantes :

$$4\pi\varepsilon_0 E_0 r d = Q_p + Q_n \tag{1.21}$$

$$E_A = E_0 + \frac{Q_n}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \tag{1.22}$$

$$E_B = E_0 + \frac{Q_p}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \tag{1.23}$$

Si les charges Q_p et Q_n sont telles que le champ E_A dépasse le champ critique E_c, les conditions de déclenchement d'un streamer négatif sont satisfaites. Comme le stem spatial est capable de fournir les électrons nécessaires pour neutraliser la charge d'espace positive déposée par le streamer négatif, ce streamer est de premier type. Il y a transfert d'une charge négative $-q_n$, du stem vers une position plus avancée dans l'intervalle. Si la charge négative totale Q_n diminue dans le stem, cela se traduit par une augmentation de champ E_B. Par conséquent, ce champ peut dépasser à son tour la valeur du champ critique E_c. Et un streamer positif peut alors être déclenché.

Le streamer créé est l'équivalent d'une part d'une injection de charges négatives $-q_p$ dans le stem et d'autre part à la dérive apparente d'une charge positive q_p vers l'anode. Un équilibre s'établit à nouveau de telle sorte que l'augmentation de Q_n puisse donner une nouvelle séquence d'émission. Sur les enregistrements de convertisseur d'image, il a été observé [23] qu'un streamer négatif est suivi d'environ trois streamers positifs. Hutzler admet

que la charge q_n associée au streamer négatif est environ trois fois la charge q_p associée à un streamer positif. En conséquence, le modèle de Hutzler pose deux problèmes principaux :

- l'accroissement du champ E_A est insuffisant pour atteindre la valeur critique E_c
- la diminution du champ E_B est insuffisante pour empêcher la formation de nouveau streamers positifs.

6.2 Modèle de Gallimberti

Comme dans le modèle de Hutzler, le but est de trouver des mécanismes pouvant conduire à l'établissement d'une structure dipolaire [62].

Lors du développement de la première couronne, un front de charge nette se forme devant la tête du filament de streamer. L'augmentation de la charge nette au bout de la couronne, due à la dérive des ions vers la cathode, a pour effet de réduire la valeur du champ derrière le front de la décharge et de l'augmenter entre le front et l'anode. Quand le champ électrique a augmenté suffisamment, cette zone peut permettre l'émission d'une nouvelle couronne négative. Le courant injecté par cette nouvelle couronne abaisse très rapidement le potentiel au bout du streamer. Ainsi, la nouvelle distribution du potentiel donne naissance à un champ positif suffisant pour permettre le développement d'une couronne positive ; cette dernière se propage vers la cathode [62]. Le système bipolaire est ainsi créé.

7 Les leaders spatiaux

7.1 Développement des leaders spatiaux

Le leader spatial se développe en général à partir d'un stem spatial, même si dans certains cas aucune origine ne peut être discernée sur les clichées [1]. Il se développe en direction des deux électrodes. Une partie de ce leader, dite « leader spatial positif » se propage vers la cathode, et l'autre partie dite « leader spatial négatif » se développe vers l'anode.

Le leader spatial s'allonge pendant la phase stable de son développement avec une vitesse vers la cathode (~3cm/μs) supérieure à la vitesse vers l'anode (~1cm/μs) [23].

7.2 Condition de formation d'un leader spatial

Selon Pigini [63], le processus de formation du leader spatial à partir du stem spatial est identique à celui permettant la transition stem cathodique – leader négatif développé par Gallimberti [4]. En effet, le stem peut se développer en leader quand la température des

particules neutres dépasse la température de détachement des ions négatifs. Pigini [63] considère que le leader spatial se forme à partir du stem spatial pour une valeur du potentiel du stem voisine de la tension d'apparition du leader à l'électrode haute tension.

8 La réillumination

La réillumination du canal de décharge résultant de la jonction du leader négatif d'électrode et du leader spatial positif est un processus spécifique aux décharges négatives dans les grands intervalles d'air. Il s'en suit que tous les leaders ne constituent qu'un seul canal de leader négatif d'électrode (Figure 1.9.d). Une élongation significative du canal de leader et l'apparition d'une grande impulsion de courant ainsi qu'une grande luminosité caractérisent ce phénomène.

Les expériences menées par le groupe des Renardières [23] ont montré qu'en dessous de 2m de distance interélectrode, cette forme de réillumination n'est pas observable. En effet le claquage de l'intervalle se fait par une seul leader négatif d'électrode et avec les streamers en tête mais sans l'apparition d'un seul leader spatial.

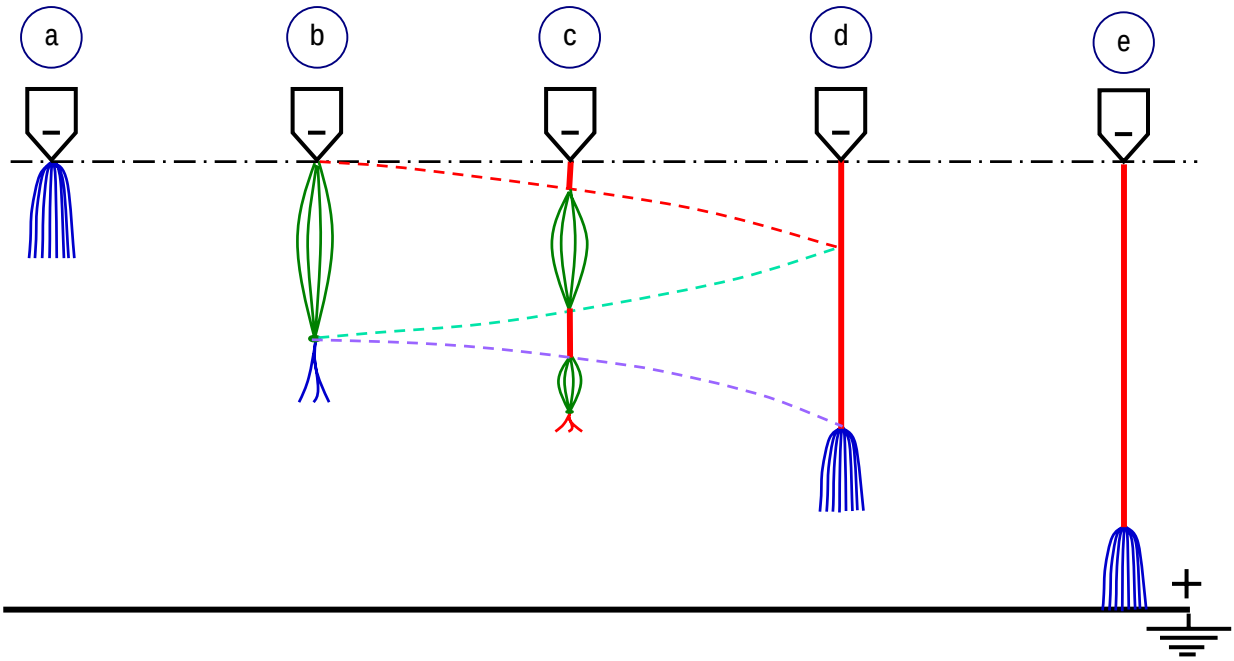


Figure 1.9 : Schéma simplifié de la propagation de la décharge négative. (a) : Initiation de la première, (b) : apparition du système pilote, (c) : apparition des leaders spatiaux et du leader négatif à l'électrode, (d) : réillumination et (e) : saut final.

Les processus observés entre deux réillluminations peuvent être subdivisés en plusieurs phases telles que le montre la figure 1.9 [38]. Le développement de la décharge continue (§2.3) jusqu'au tenue ou au claquage de l'intervalle interélectrode.

La réillumination du canal de décharge est associée à la jonction du leader négatif avec le leader spatial positif. Il s'ensuit la formation d'un leader unique connectant la cathode à l'extrémité la plus basse du leader spatial négatif. Ceci a pour effet d'allonger instantanément le leader négatif et d'entraîner l'apparition d'intenses quantités de streamers se propageant à la tête de la décharge et atteignant au moins la position du stem spatial la plus avancé ou même au delà. Par la suite, de nouveaux stems spatiaux sont créés. Les leaders spatiaux qui prennent naissance au niveau de ces stems ou stems déjà existants permettent le renouvellement du processus.

9 Le saut final

Le saut final est la dernière phase de la décharge avant l'établissement de l'arc. La formation du leader elle-même n'est pas un critère suffisant pour l'établissement de l'arc. Son développement peut, au delà d'une certaine plage de tension, se terminer spontanément.

Le processus commence quand les streamers négatifs atteignent le plan. Cette arrivée peut survenir soit soudainement à la suite d'un allongement du canal de leader (réillumination), soit lors de la propagation continue du leader et du stem spatial associé. Il apparaît alors nécessaire de distinguer les différents mécanismes appelés A, B et C conduisant au saut final [12, 23].

La hauteur du saut final est déterminée par la distance entre l'extrémité du leader négatif et le plan, à l'instant où les streamers négatifs arrivent au plan. Ce paramètre se mesure avec un convertisseur d'image. La complexité des différents mécanismes de la décharge peut expliquer la dispersion de la hauteur [23].

Dans tous les cas, un leader positif se développe à partir du plan. La longueur du leader peut être évaluée à partir des clichés de convertisseur d'images en balayage rapide ou à partir des photographies statiques en prenant en compte la hauteur des ramifications au dessus du plan [23]. La longueur du leader positif est de l'ordre de 10% à 45% de l'intervalle. Dans la plupart des cas, l'extension du leader positif est au plus égale à la moitié de la hauteur du saut final. La durée du saut final est de l'ordre de quelques microsecondes ; elle dépend de la distance interélectrode *D*. Ce temps est beaucoup plus court qu'en polarité positive.

Le développement du saut final est directement lié au mode de propagation du leader. En conséquence, ses caractéristiques spatio-temporelles dépendent de la distance, de la forme de la tension et du niveau de surtension.

9.1 Mécanisme du type A

Pour les intervalles plus faibles, le saut final présente un aspect correspondant généralement au type A. Ceci résulte des conditions de propagation du leader négatif : la propagation comporte moins de réilluminations et la zone de streamers dont l'extension est plus importante devient prédominante. Ainsi, la hauteur du saut final devient plus grande, allant de 70% à 90% pour le cas des surtensions. Les valeurs les moins élevées correspondent à des chocs qui comportent une réillumination du leader négatif avant ou au début du saut final [23].

Les streamers négatifs atteignent le plan pendant la propagation continue du stem spatial. Le canal principal ne comporte pas le leader spatial juste avant ou pendant le saut final. A l'arrivée des streamers au plan, la lumière émise par le canal tout entier augmente et le stem spatial accélère vers le plan. Quand le stem spatial touche le plan, des streamers positifs ascendants se développent, accompagnés d'un leader positif. On peut alors distinguer, de l'anode vers la cathode, un leader ascendant, une zone lumineuse de streamers positifs et un leader négatif (Figure 1.10).

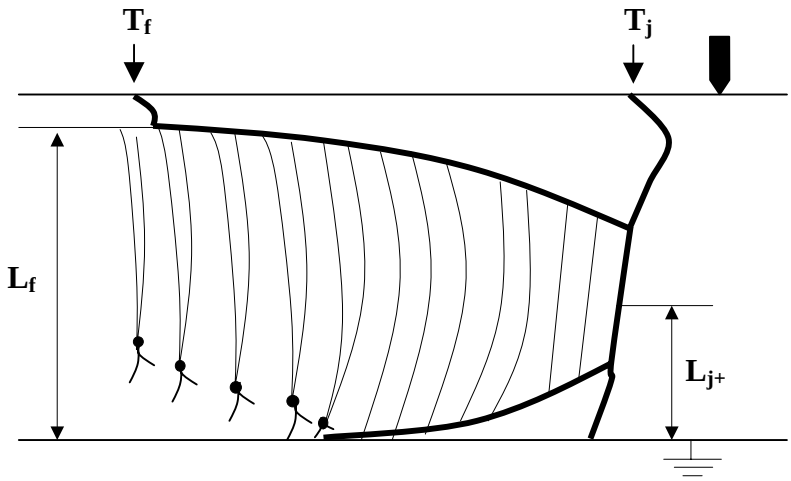


Figure 1.10: Saut final du type A [23]

9.2 Mécanisme du type B

Dans ce cas, il y a intervention d'un leader spatial pendant le saut final. Comme dans le cas du mécanisme de type A, le saut final débute à l'arrivée des streamers au plan. Selon la position du leader spatial, soit à l'extrémité du plan soit près de l'extrémité du leader négatif, la jonction se produit d'abord avec le leader positif dans le premier cas ou avec le leader négatif dans le second cas (Figure 1.11).

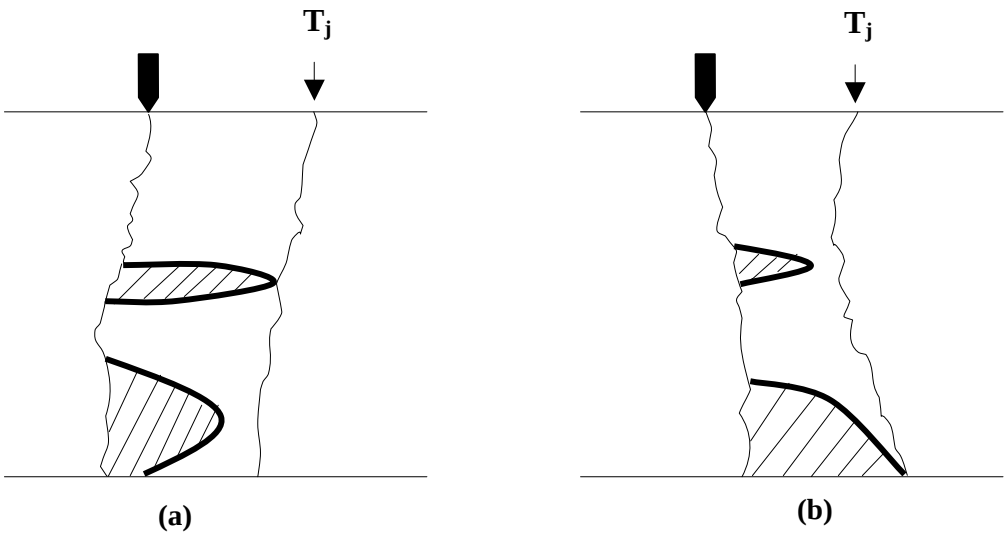


Figure 1.11 : Saut final du type B - le leader spatial se joignant d'abord au leader positif (a) ou d'abord au leader négatif (b) [23]

9.3 Mécanisme du type C

Les streamers négatifs peuvent atteindre le plan à la suite d'un brusque rallongement du canal de décharge lors de la jonction d'un leader négatif et d'un leader spatial. Ce phénomène est accompagné par une élongation soudaine des streamers à la tête du leader et de l'émission de lumière. Quand les streamers descendants atteignent le plan, des streamers ascendants se développent à partir de la zone d'impact au plan. Aucun stem spatial n'est visible pendant cette phase. Un leader positif se forme alors, comme dans le cas du mécanisme de type A (Figure 1.12).

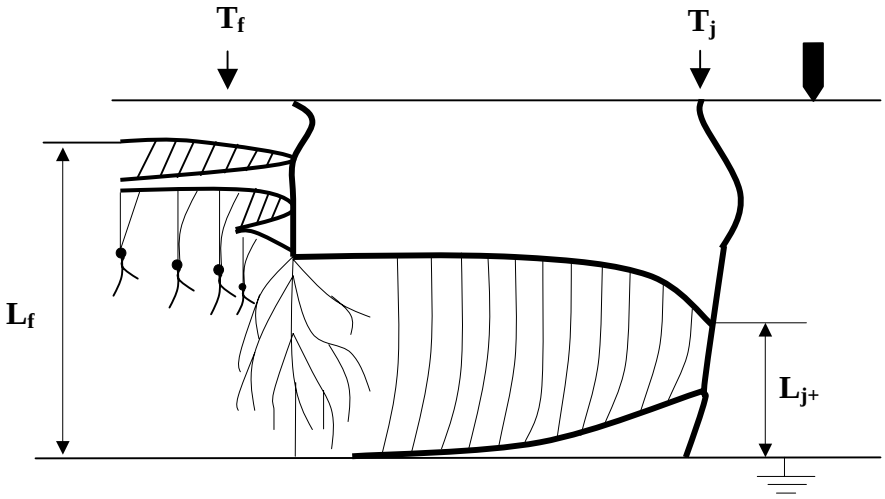


Figure 1.12 : Saut final du type C [23]

10 Arc en retour

Lorsque le leader négatif d'électrode partant de la pointe s'approche de l'électrode opposée, d'autres charges de surface déposées sur l'anode sont arrachées puis drainées vers la base du leader sous forme d'une nouvelle décharge ascendante appelé arc en retour.

L'arc en retour représente la dernière phase du processus de décharge. Il est caractérisé par le fait que les électrodes (pointe et plan) sont court-circuitées par un seul canal de leader. Pendant les phases du saut final et de l'arc en retour, la thermalisation du canal de décharge est totale. Par conséquent, le leader change des caractéristiques non - ETL (Equilibre Thermodynamique Local) aux caractéristiques ETL [42]. Cette transition a lieu sur une échelle de temps beaucoup plus courte que les autres phases de la décharge. Durant cette phase, la résistance R_j du canal de leader peut être exprimée comme suit [42] :

$$R_j = 10^{\sqrt{p^2 - \frac{t}{\Delta t}}} \tag{1.24}$$

où Δt est la durée de la phase de saut final et $p = log_{10} R_{fj}$, R_{fj} étant la valeur de la résistance R_j du leader juste avant le début du saut final. Cette expression est déduite de l'extrapolation des données expérimentales [42].

Cette phase représente le claquage de l'intervalle lorsque les contraintes sont les plus élevées. En effet, le courant peut atteindre une centaine de kA lors de la décharge de type foudre. La vitesse estimée est de l'ordre de 120 cm/μs [2, 38, 64].

11 Conclusion

La décharge négative dans les grands intervalles d'air est caractérisée par la propagation du leader négatif principal à la cathode (généralement une électrode acérée, le plus souvent une pointe), à contre sens du champ électrique. Cet aspect conditionne la morphologie et le comportement global de la décharge négative. La structure de la décharge négative est beaucoup plus complexe que celle observée en polarité positive. Lors de sa propagation, la décharge négative, à un instant donné, est structurellement composée d'un leader négatif d'électrode avec une couronne de streamers négatifs à sa tête et de leaders spatiaux négatif et positif partant d'un pilote (stem) spatial. Et le saut final est totalement

différent de celui observé en polarité positive car le processus dépend de la structure de la décharge au moment où la hauteur du sauf final est atteinte.

L'initiation de la couronne de streamers négatifs se fait quasiment sans retard, à l'instant où l'onde de tension appliquée à l'intervalle atteint la valeur critique correspondant au champ d'initiation. Ce aspect est expliqué par les faits que d'une part, des électrons germes sont déjà présents autour de l'électrode pointe permettant d'initier l'avalanche électronique et que d'autre part, le niveau de tension appliquée est beaucoup plus élevé de telle sorte que le phénomène de recombinaison est moins important que le phénomène d'avalanche. Cependant, l'analyse des résultats expérimentaux n'a pas permis d'affirmer les différences appréciables concernant l'instant et la tension d'initiation de la première couronne pour les différentes formes d'électrodes.

Après l'apparition de la première couronne de streamers négatifs, une couronne secondaire apparaît comme en décharge positive. Lorsque les critères de formation sont réunies, un leader négatif se forme à l'électrode à partir d'un système bipolaire appelé aussi pilote cathodique. La propagation de l'ensemble du canal de décharge se poursuit grâce à l'énergie fournie par l'onde de tension appliquée. Si le champ en tête de la décharge est suffisant, un ou plusieurs pilotes spatiaux peuvent prendre naissance en plus du pilote associé au leader négatif à l'électrode. Des leaders spatiaux négatifs et positifs apparaissent donc sur le canal de décharge. Ils se situent entre le leader négatif d'électrode et l'électrode plane, précédés respectivement par des streamers négatifs et positifs.

L'apparition des leaders spatiaux (négatif et positif) à partir d'un pilote spatial est un élément caractéristique de la décharge négative dans les grands intervalles d'air. Ces leaders spatiaux se développent de façon bidirectionnelle. Lorsque la zone de streamers entre le leader négatif d'électrode descendant et le leader spatial positif ascendant est court-circuitée, une grande réillumination du canal de décharge se produit. Il en résulte alors un allongement brutal de l'ensemble du canal de décharge. Ce court-circuit entraîne une grande impulsion de courant à l'électrode pointe. Et les différents leaders ne forment plus qu'un seul leader négatif d'électrode. Ce processus est répétitif jusqu'à la tenue ou au claquage de l'intervalle d'air.

En polarité négative et contrairement à ce qui se passe en polarité positive, il existe trois types de saut final. Les streamers négatifs en tête de la décharge, les leaders spatiaux et le leader positif partant de l'électrode plane ainsi que la distance interélectrode sont des paramètres déterminants pour le type saut final.

Plusieurs phénomènes observés dans les décharges négatives sont absents dans les décharges positives dans les grands intervalles d'air. Cependant, il existe certaines similarités

quant à l'initiation de la première couronne et au développement du leader négatif d'électrode. Aussi, une variante du saut final observé en polarité négative est similaire du point de vue macroscopique à celle observée en polarité positive. Ainsi, moyennant certaines hypothèses, on peut considérer, du moins pour les cas susmentionnés, que les mécanismes impliqués dans les grands intervalles d'air en polarité positive et par conséquent les formulations correspondantes peuvent être appliquées aux mêmes phénomènes dans les cas des décharges négatives.

Partant de la structure et des caractéristiques de l'ensemble de la décharge négative dans un grand intervalle d'air ainsi que de ses différentes spécificités indiquées ci-dessus, et connaissant la complexité des phénomènes impliqués, nous allons procéder dans ce qui va suivre à l'élaboration d'un modèle dynamique prédictif de cette dernière.

Chapitre II

Modélisation de la décharge négative dans les grands intervalles d’air

1 Introduction

Plusieurs études ont été menées sur les décharges dans les grands intervalles d'air. Les principaux objectifs consistaient d'une part, à contribuer à l'acquisition et à l'amélioration des connaissances de base dans le domaine afin de mieux comprendre les mécanismes impliqués et d'autre part, à estimer les paramètres caractérisant les différents phénomènes de décharges nécessaires pour résoudre une multitude de problèmes d'ingénierie tels que la protection et le dimensionnement des structures. L'air constitue un des paramètres importants pour la conception et le dimensionnement des systèmes diélectriques. Il représente le meilleur compromis pour plusieurs applications telles que le transport d'énergie et leurs composants (condensateurs et transformateurs de puissance, câbles, convertisseurs, dispositifs de protection …). Cependant, ces systèmes d'ingénierie sont souvent exposés aux décharges atmosphériques ou aux surtensions de manœuvre [23]. Il peut en résulter la destruction des équipements suite aux claquages des intervalles d'isolement entre phases ou entre une phase et la terre. Ainsi, le comportement diélectrique des intervalles d'air soumis à des distributions homogènes et non homogènes de champ en polarités négative et positive, est d'un grand intérêt du point de vue de l'ingénierie.

Si la décharge positive dans des longs intervalles d'air a fait l'objet de nombreuses études expérimentales [9, 12, 15, 21] et théoriques [4, 15, 18, 27, 55, 65], il existe très peu de résultats quantitatifs concernant la décharge négative ; les travaux relatifs à la décharge négative sont encore bien limités [12, 36, 38, 39, 40] en comparaison à ceux portant sur la décharge positive. De plus, si plusieurs modèles théoriques permettant de décrire la décharge positive sont disponibles, les modèles proposés pour décrire la décharge négative sont pratiquement inexistants à cause de la complexité des mécanismes impliqués. Excepté les travaux réalisés par A. Beroual et son groupe [36, 37], aucun modèle global permettant de simuler l'ensemble des phénomènes de la décharge négative, tel qu'il existe pour la décharge positive n'est actuellement disponible. Le modèle basé sur les circuits électriques équivalents dont le développement a été effectué avec succès dans le cadre de la décharge positive dans les grandes distances par I. Fofana et A. Beroual [17, 18], offre des perspectives intéressantes si les paramètres sont bien estimés. Il nécessite une bonne compréhension des phénomènes durant chacune des phases de développement de la décharge. Ces travaux nous ont servi de base pour l'élaboration de notre modèle.

Dans ce chapitre, nous présentons un modèle auto-cohérent permettant de décrire l'ensemble de la décharge négative, initiée dans un intervalle d'air soumis à des impulsions de tension. Le modèle permet de simuler les différentes phases de la décharge négative telles que le déclenchement de la première couronne, le système pilote, le leader négatif d'électrode et d'espace ainsi que la jonction des leaders, en se basant sur les critères de propagation et d'arrêt. Il utilise des circuits électriques équivalents dont les paramètres varient en fonction du temps, selon les caractéristiques instantanées et la géométrie de la décharge.

2 Les étapes de développement d'une décharge négative

Selon l'instant considéré après l'initiation du leader négatif d'électrode et avant le saut final, les éléments constituant le canal de décharge peuvent apparaître sous trois aspects différents selon la figure 2.1. Dans ces trois configurations (a), (b) et (c), on suppose que l'on a seul pilote spatial donc un seul leader spatial positif et un seul leader spatial négatif, qui apparaissent le long du canal de décharge. En effet, les observations expérimentales [23] n'ont pas permis de mettre en évidence de façon convaincante le nombre de pilotes spatiaux le long du canal de décharge.

La disposition pointe- plan constitue l'une des configurations de base dans la recherche sur les champs électriques non-uniformes et les propriétés diélectriques en haute tension. Cette configuration est particulièrement intéressante car elle contient une seule région active permettant d'enregistrer et de suivre l'initiation et la propagation de la décharge.

Les enregistrements effectués en laboratoire avec des cameras rapides en mode « balayage » ou « image par image », couplés avec les mesures de courants, ont montré que la décharge négative se propageait par bonds [41]. En général, on admet que dans un intervalle pointe – plan soumis à une impulsion de tension négative, la décharge est un phénomène discontinu progressant par bonds réguliers et discrets séparés par des intervalles de temps d'environ 10 à 20 ms. Dans ce qui va suivre, nous allons traiter chaque étape de la décharge négative ainsi que les formulations et/ou modélisations associées.

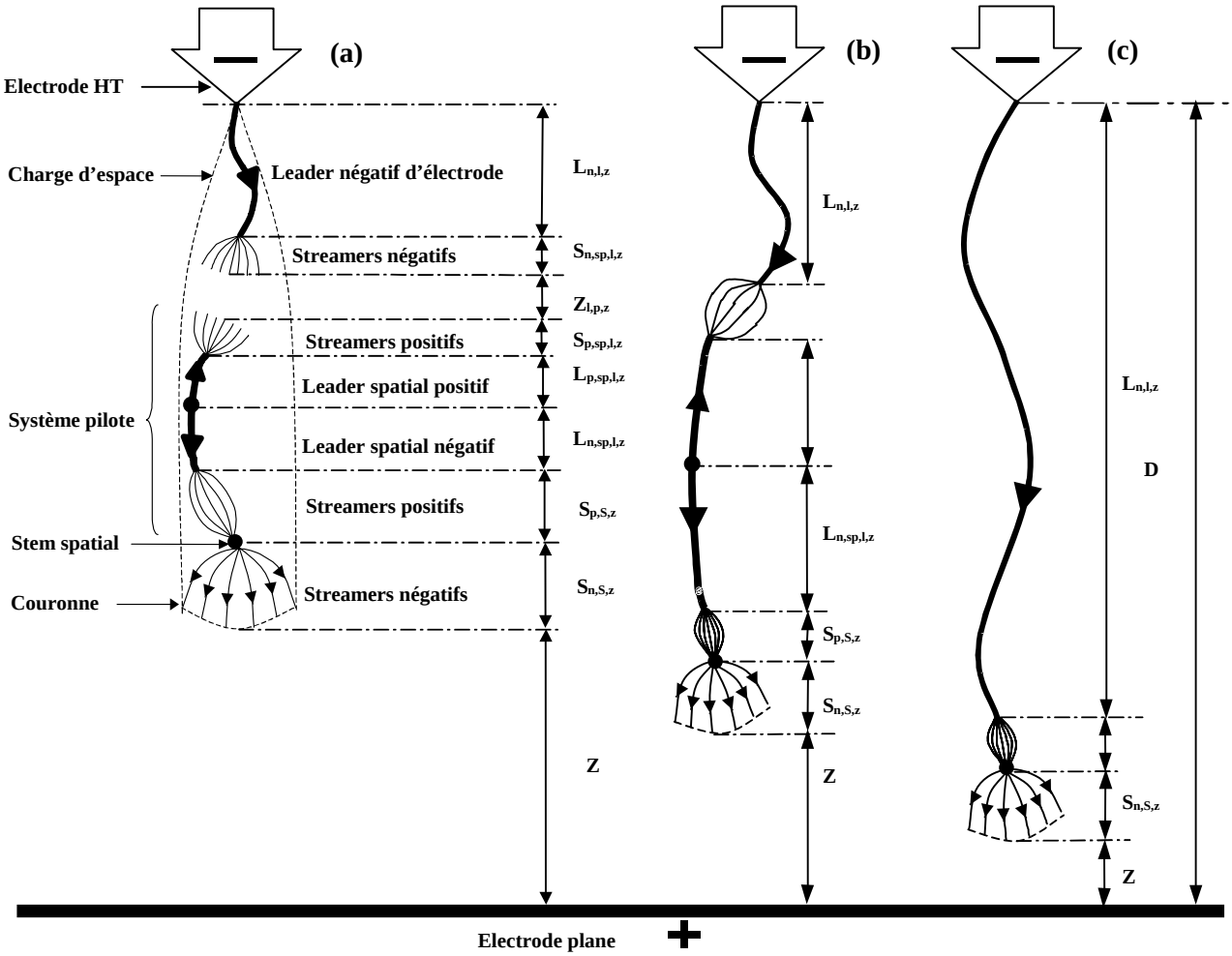


Figure 2.1 : Représentation schématique de la propagation de la décharge négative où Ln,l,z : longueur axiale du leader négatif d'électrode, Sn,sp,l,z : streamers négatifs d'espace, Sp,sp,l,z : streamers positifs d'espace, Lp,sp,l,z : leader spatial positif, Ln,sp,l,z : leader spatial négatif, Sp,S,z : streamers positifs, Zn-p : zone de streamers, Sn,S,z : streamers négatifs, Z : distance non franchie, D: intervalle interélectrode : Canal de décharge avant (a), pendant (b) et après la jonction entre le leader spatial et le leader négatif d'électrode: réillumination [52].

3 Modélisation de la décharge négative

3.1 Initiation de la première couronne

Les mécanismes de déclenchement et de développement de la première couronne sous tension négative sont semblables à ceux de la polarité positive [15]. Le champ électrique requis à l'apparition de l'initiation de la couronne dans le cas d'une décharge négative, peut être calculé en utilisant la formule de Peek :

$$E_c = E_0\left(1+\frac{0.308}{(r_p\delta)^{1/2}}\right) \qquad (2.1)$$

où E_0 est la rigidité diélectrique de l'intervalle d'air sous un champ uniforme estimée à 31 kV/cm, r_p est le rayon de courbure de l'électrode pointe en cm, et δ est la densité relative de l'air [42]

$$\delta = \frac{0.392b}{\alpha} = \frac{2.92c}{\alpha} \tag{2.2}$$

où b est la pression barométrique en mmHg, c est la pression barométrique en kPa et α est la température absolue (en Kelvins).

La longueur l_s de la couronne négative est calculée en utilisant la construction graphique dite méthode géométrique et en considérant le champ électrique dans la région de couronne constant [54]. Ainsi, l_s est déterminée par l'intersection de la tension de la distribution géométrique et de celle après le développement de couronne (Figure 2.2).

En polarité positive, l'instant d'apparition de la première couronne est aléatoire. Il dépend du retard aléatoire relatif à l'instant où la tension seuil est atteinte [20]. En revanche, en polarité négative, dès que la tension d'apparition des streamers est atteinte, l'électron germe est instantanément présent dans un volume où il peut initier une avalanche.

$$E_i^c \cong E_c \tag{2.3}$$

Le champ critique E_c est donné par [4] :

$$E_c = 31(1 + \frac{0.308}{\sqrt{R_p}}) \tag{2.4}$$

où E_c en kV/cm et R_p en cm.

R_p est le rayon de l'électrode haute tension

En assimilant l'électrode pointe à un hyperboloïde de révolution, le champ E_p à la tête de la pointe aura pour expression [53]:

$$E_p = \frac{2U}{R_p \ln(\frac{4D}{R_p})} \tag{2.5}$$

R_p est le rayon de courbure la pointe ; D est la distance entre la pointe et le plan ; U est la tension appliquée.

Dès que la couronne apparaît, sa longueur l_s peut être déterminée par la méthode de construction géométrique [5] illustrée par la figure 2.2. La pente E_s de la courbe (a) représente

le champ de stabilité de la première couronne. Les estimations théoriques [23] ont montré que le champ moyen dans le streamer négatif est de l'ordre de 15 kV/cm. Ainsi, la longueur de la couronne l_s est déterminée par l'intersection de la tension géométrique $U(x)$ et la droite de pente E_s.

Ainsi, si la valeur du champ E_p en tête l'électrode HT dépasse le niveau du champ critique E_c, il y a l'apparition de la première couronne de streamers.

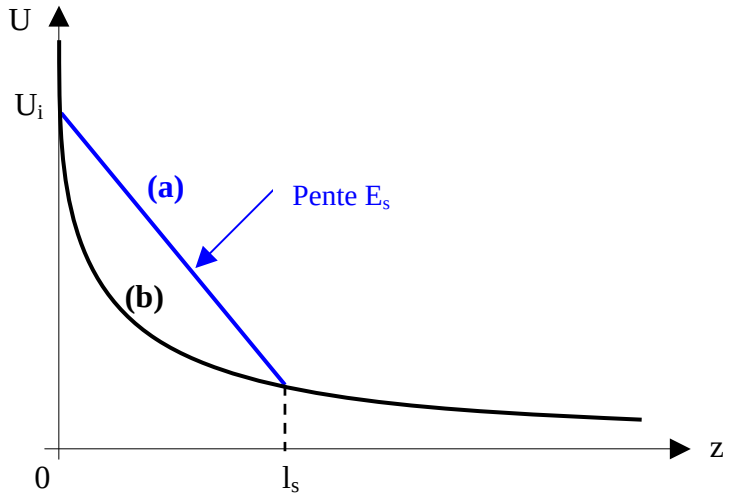


Figure 2.2 : Distribution du potentiel avant (a) et après (b) le développement de la première couronne de streamers négatifs

3.2 Mécanisme de formation du pilote

Le modèle de Hutzler cité précédemment est basé sur le mécanisme de séparation des charges qui ferait ainsi apparaître un champ suffisant pour générer un système bipolaire constitué de deux couronnes. Mais le calcul détaillé du champ associé à un tel dipôle conduirait à des valeurs ne permettant pas la reprise de l'ionisation. On s'oriente vers le mécanisme proposé par Gallimberti, qui est basé sur la relaxation de la décharge après l'arrêt de sa propagation [4].

Les couronnes positives et négatives sont initiées une fois que le critère relatif au champ électrique à la tête des streamers est satisfait. Le champ électrique à la tête des streamers est calculé de la même manière que celui du déclenchement de la première couronne :

$$E_{s,t} = \frac{2U_{s,j}}{r_s \ln\left(\frac{4Z}{r_s}\right)} \tag{2.6}$$

Z est la distance non franchie par la décharge ; $U_{s,j}$, est la tension à la tête des streamers ; r_s est le rayon des streamers négatifs estimé analytiquement à partir de la relation donnant le champ électrique de stabilité [38]. Après l'extinction de ces nouvelles couronnes, un autre processus de relaxation prend place le long du système pilote et ainsi de suite.

3.3 Critère de propagation du leader négatif d'électrode

L'accroissement du leader négatif d'électrode est principalement régi par le champ $E_{l,p}$, à sa tête. Ce champ peut être calculé en assimilant la tête du leader à une électrode équivalente [4]. Selon la valeur du $E_{l,p}$ à la surface de l'électrode, le canal de leader se propagera ou non. Si le champ $E_{l,p}$ est plus élevé que le de champ critique E_c pour maintenir l'effet couronne existant, le canal de leader se propagera dans l'espace non franchie. Autrement, le canal de leader se refroidit progressivement et disparaît finalement, à moins que les caractéristiques de la tension appliquée puissent le réactiver. $E_{l,p}$ peut être estimé en utilisant une approximation hyperboloïde [4]

$$E_{l,p} = \frac{2U_j}{r_e \ln 4\left(\frac{D - L_{n,l,z}}{r_e}\right)} \tag{2.7}$$

U_j étant la tension à la tête de l'électrode. r_e représente le rayon de l'électrode hyperboloïdale équivalente que l'on calcule à l'aide une relation empirique proposée dans la littérature [4]

$$r_e = \frac{U_j}{U_{j0}} \frac{0.25}{1 + \frac{3.5}{L_{n,l}}} + r_{l0} \exp\left(\frac{L_{n,l,z}}{-13.6 r_{l0}}\right) \tag{2.8}$$

où r_{l0}, $L_{n,l}$ et $L_{n.l,z}$ sont respectivement le rayon équivalent initial de l'électrode après le développement de la première couronne, la longueur effective et la longueur axiale du leader négatif d'électrode ; U_{j0} est la valeur de la tension U_j qu'on devrait appliquer à l'intervalle non franchi pour que le champ à la surface de l'électrode équivalente soit égal au champ critique E_c [4]. Ainsi, on aura :

$$U_{j0} = \frac{E_c r_e}{2} \ln 4\left(\frac{D - L_{n,l,z}}{r_e}\right) \tag{2.9}$$

et

$$r_e = \frac{0.25}{1 + \frac{3.5}{L_{n,l}}} + r_{l0} \exp\left(\frac{L_{n,l,z}}{-13.6 r_{l0}}\right) \tag{2.10}$$

Notons que le champ électrique peut être calculé par une méthode numérique faisant appel aux éléments finis par exemple. Pour raison d'économie de temps dans les simulations, nous utilisons dans ce qui va suivre les expressions analytiques ci-dessus. L'appréciation est bien significative dans les cas de simulations de foudre dont les distances dépassent les milliers de mètre.

3.4 Estimation du champ en tête des streamers

En transposant la distribution du potentiel (Figure 2.3) à celle du champ alors le champ à la tête de la décharge augmente lors du processus de relaxation (distribution du potentiel (c)) jusqu'à atteindre le seuil de formation de nouvelles couronnes négatives (distribution de potentiel (d)). La nouvelle distribution de potentiel est calculée en utilisant des valeurs constantes du champ dans les régions de couronnes. Un nouveau calcul de relaxation est alors effectué jusqu'à atteindre les conditions d'amorçage du pilote suivant.

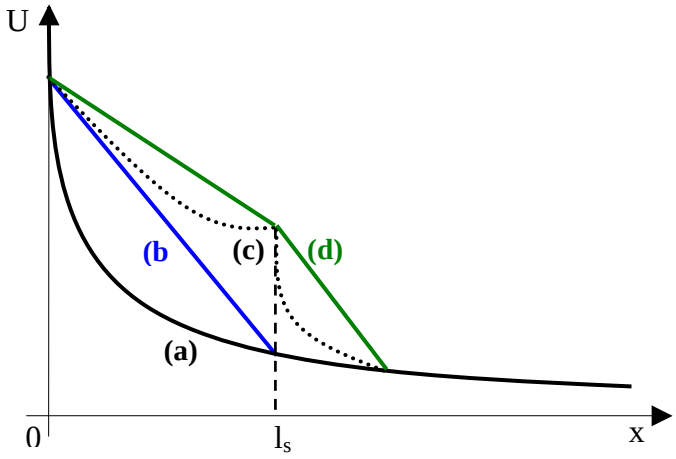


Figure 2.3 : Distribution du potentiel avant (a) et après (b) le développement de la première couronne négative, (c) pendant le processus de relaxation, (d) après la formation du pilote

Le champ électrique en tête des streamers se calcule de la même manière que celui de l'apparition de la première couronne en utilisant l'approximation hyperboloïdale mais en considérant le rayon de la tête des streamers :

$$E_\delta = \frac{2U_j}{R_s \ln(\frac{4\delta}{R_s})} \qquad (2.11)$$

où δ représente l'intervalle non franchi ;

R_s étant le rayon des streamers négatifs ;

U_j est la tension à la tête des streamers.

3.5 Estimation du rayon du streamer

Le rayon R_s des streamers peut être calculé analytiquement à partir de l'expression qui détermine le champ de stabilité E_{stab} [35] :

$$E_{stab} = \frac{\gamma}{2eR_s + \mu} \tag{2.12}$$

Où γ et μ représentent respectivement la perte et le gain d'énergie des électrons à la tête des streamers pour un pas élémentaire.

Dans les conditions atmosphériques standard [21], on a :

$$\gamma = 7{,}85\ 10^{-18}\ \text{J et } \mu = 0{,}34\ 10^{-24}\ \text{C.m}$$

3.6 Condition d'arrêt

Lorsque les tensions sont insuffisantes, le processus de relaxation ne permet pas de retrouver les conditions de formation d'un nouveau pilote en tête de la décharge d'où l'arrêt de la propagation. Du point de vue de l'implémentation algorithmique, l'arrêt de la décharge correspond à une vitesse négative ou nulle des streamers négatifs en tête de la décharge. Si une telle situation se prolonge au-delà d'un certain temps T_m, on a la tenue de l'intervalle car les conditions de claquage ne sont pas réunies. Celui-ci est choisi en fonction des caractéristiques l'onde de tension appliquée en particulier le temps de crête.

3.7 Saut final

C'est la dernière étape de la décharge avant l'établissement de l'arc en retour. Au début du saut final, la partie la plus avancée de la décharge atteint le plan [12]. Cette partie de la décharge est constituée de streamers négatifs émis à partir de pilotes ou de couronnes de leaders négatifs dans le cas d'une réillumination.

3.8 Modélisation du leader spatial et du leader d'électrode

Comme en polarité positive, la formation du leader résulte du chauffage local d'un stem à une température dépassant la température de détachement des ions négatifs [35]. Le test de la formation du leader à l'électrode ou du leader spatial s'effectue à l'aide du courant injecté. Les courants utilisés pour faire le test sont ceux de la couronne négative, ou celui associé au pilote selon que l'on teste la condition de formation du leader à l'électrode ou celle du leader spatial.

- Si le courant injecté est supérieur à une certaine valeur limite [19], il y a création d'un nouveau segment de leader et la formation d'une nouvelle tête à ($t + \Delta t$).
- Si cette injection se révèle insuffisante pour maintenir la conductivité du leader, son élongation n'a pas lieu. Cette valeur limite est comprise entre 0,25A et 0,30 A [66].

Les vitesses de propagation correspondantes sont calculées en utilisant la relation établie par A. Beroual [22, 67] ; celle-ci a été appliquée avec succès à la longue décharge positive [19] ; on admet qu'elle est valable pour les leaders spatiaux et le leader négatif d'électrode :

$$v_j(t) = \left(\frac{2\beta P_j(t)}{\rho \pi r^2} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{2.13}$$

$P_j(t)$ étant la puissance instantanée injectée dans le leader ;

β étant la fraction de l'énergie totale injectée, dédiée au déplacement des leaders ($0<\beta \leq 1$) ;

ρ est la masse volumique du gaz ;

r est le rayon du leader.

Cette loi de vitesse permet de calculer à tout instant les positions des différents leaders. En effet, les vitesses du leader négatif d'électrode, du leader spatial négatif et du leader spatial positif peuvent être estimées en ayant les facteurs de transfert respectifs $\beta_{n,l}$, $\beta_{n,sp,l}$, et $\beta_{n,s,p.}$ La propagation de la couronne des streamers négatifs, en tête de la décharge peut être estimée connaissant les chutes de potentiel le long de la décharge d'une part et le champ de stabilité (2.13) d'autre part.

3.9 Distribution du champ et du potentiel à la tête du leader négatif d'électrode

Pour calculer la distribution du champ électrique et du potentiel à la tête du leader négatif d'électrode, il faut nécessairement tenir compte de la chute de potentiel à la tête de

celui-ci. Gallimberti a proposé un modèle pour calculer les chutes de tension ΔU_L, en supposant que le système est en état hors équilibre thermodynamique [47]. Le leader est décomposé en segments élémentaires de longueur dl_i assimilables à des tubes dans lesquels la température T, la pression P et la chute de tension ΔU_{Li} sont telles que:

$$\Delta U_{Li} = E_{Li} dl_i \tag{2.14}$$

où dl_i représente la longueur du segment i

E_{Li} étant le champ interne le long du segment i.

En réalité, la chute de tension totale le long des leaders prend en compte les leaders spatiaux ainsi que les gradients qui lui sont associés.

Gallimberti a montré dans son modèle que le champ réduit E_L/N (N étant le nombre d'électrons dans le leader) reste quasiment constant pour les courants de quelques ampères. De plus, il suppose que tout le courant injecté I_L sert à dilater le leader et que son expansion se fait à masse constante.

De ces hypothèses, on déduit l'expression discrétisée de la section du canal à l'instant ($t + \Delta t$) en fonction de la section à l'instant t [47]:

$$\pi a^2(t+dt) = \pi a^2(t) + \frac{\gamma - 1}{\gamma P_0} E_L I_L dt \tag{2.15}$$

$\gamma = 1.4$ (en supposant que l'air est un gaz parfait) ; c'est le rapport entre les chaleurs spécifiques à pression et à volume constants.

P_0 est la pression atmosphérique ;

$E_L I_L$ est la puissance injectée dans le canal pendant un temps dt.

En prenant l'hypothèse que le rapport E_L/N est constant, on en déduit la valeur du champ interne E_L à l'instant ($t + dt$):

$$E_L(t+dt) = \frac{N(t+dt)}{N(t)} E_L(t) \tag{2.16}$$

Ainsi, il est possible de calculer l'évolution au cours du temps du champ interne de chaque segment élémentaire de leader et en déduire la chute de potentiel total le long du leader à partir de l'expression suivante :

$$\Delta U_L = \sum_{i=1}^{k} E_{L_i} dl_i \tag{2.17}$$

où est *k* le nombre total de segments.

Avant la jonction (cf. Figure 2.1.a), la tension aux électrodes est :

$$U_c(t) = (E_{n,l}L_{n,l} + E_{n,S}S_{n,S}) + (E_{p,sp,l}L_{p,sp,l} + E_{p,sp,S}S_{p,sp,l}) + (E_{n,sp,l}L_{n,sp,l} + E_{n,sp,S}S_{n,sp,l}) + (E_{Z,l-p}Z_{l-p}) + (E_Z Z) \quad (2.18)$$

où $E_{n,l}$, $E_{p,sp,l}$, et $E_{n,sp,l}$ sont respectivement les champs moyens dans le leader négatif d'électrode, le leader spatial positif et le leader spatial négatif ;

$E_{n,S}$, $E_{p,sp,S}$, et $E_{n,sp,S}$ sont respectivement les champs moyens dans la zone streamers du leader négatif d'électrode, la zone streamers du leader spatial positif et la zone streamers du leader spatial négatif ;

$L_{n,l}$, $L_{p,sp,l}$, et $L_{n,sp,l}$ sont respectivement les longueurs du leader négatif d'électrode, du leader spatial positif et du leader spatial négatif ;

$S_{n,S}$, $S_{p,sp,l}$, et $S_{n,sp,l}$ sont respectivement les longueurs de la zone streamers du leader négatif d'électrode, la zone streamers des leaders spatiaux positif et négatif ;

$E_{Z,l-p}$ et E_Z sont respectivement les champs moyens dans l'espace entre les zones streamers du leader négatif d'électrode et du leader spatial positif, et la distance non franchie (c'est à dire, entre la tête de la totalité du canal de décharge et l'électrode opposée) ;

Z_{l-p} et Z sont respectivement les longueurs axiales entre les zones de streamers et le leader négatif d'électrode et le leader spatial négatif, et la distance non franchie (cf. Figure 2.1.a). $E_{n,l}$ peut être calculé en utilisant les considérations de non-ETL [47].

Il ressort des observations expérimentales [48], que les streamers à la tête du leader négatif d'électrode et des leaders spatiaux positifs ne sont pas visibles à cause de leur résistivité élevée (zones moins ionisées). Dans ce modèle, certaines hypothèses relatives à ces zones de streamers et de l'intervalle d'air entre elles avant la jonction sont nécessaires. Celles-ci consistent à considérer ces zones de streamers comme une partie plus résistive des leaders associés et à remplacer leurs longueurs par des longueurs équivalentes représentant quelques pour cents des canaux de leaders considérés. Après la jonction (cf. Figure 2.1.c), le champ électrique E_z dans l'intervalle non franchi est égal à :

$$E_Z = \frac{U_c(t) - U_i}{Z} \quad (2.19)$$

U_i est la tension d'initiation à la tête de la décharge négative (c'est à dire, à la tête de l'ensemble du canal de la décharge négative). La longueur de la couronne de streamers de leader peut être déduite des équations (2.18) et (2.19). La tension U_i est calculée à partir de la formule (2.5) en prenant le champ d'initiation E_0 et le rayon équivalente R_p de l'électrode pointe.

3.10 Modélisation de la jonction des leaders

L'aspect aléatoire de la propagation des leaders entraîne la dispersion des tensions et des instants de réilluminations. La propagation de la tête du leader spatial positif vers la cathode mène à la jonction avec le leader négatif d'électrode se propageant dans la direction opposée. La nouvelle distribution des potentiels à la fin de la réillumination est calculée en utilisant la méthode géométrique [33] et en considérant d'une part, que le champ électrique dans le canal du nouveau leader est nul et d'autre part, que le courant injecté est suffisant pour permettre la thermalisation du canal menant à une baisse significative du champ interne [4]. Par conséquent, la résistance par unité de longueur de l'ensemble du canal de décharge à cet instant diminue de façon significative. La pointe de courant ainsi générée lors de ce phénomène est limitée par la résistance des streamers négatifs en tête de la décharge. A l'extrémité du nouveau leader, une couronne négative sera initiée. Et la longueur de cette nouvelle couronne est également déterminée par la méthode géométrique (cf. Figure 2.5).

La propagation de la tête positive du leader spatial vers la cathode conduit finalement à sa jonction avec le leader négatif d'électrode progressant dans la direction opposée. La distribution de potentiel à la fin de la réillumination est calculée par la méthode graphique à partir des hypothèses simplificatrices suivantes :

- Le champ dans le nouveau leader est supposé nul car le courant injecté lors de la jonction est suffisant pour déterminer un processus de thermalisation conduisant à une chute importante du champ interne [4]. La pointe de courant ainsi généré est limité par la résistance des streamers en tête de la décharge.
- A l'extrémité du nouveau leader se développe une couronne négative dont la longueur est déterminée par la méthode graphique (cf. Figure 1.5).

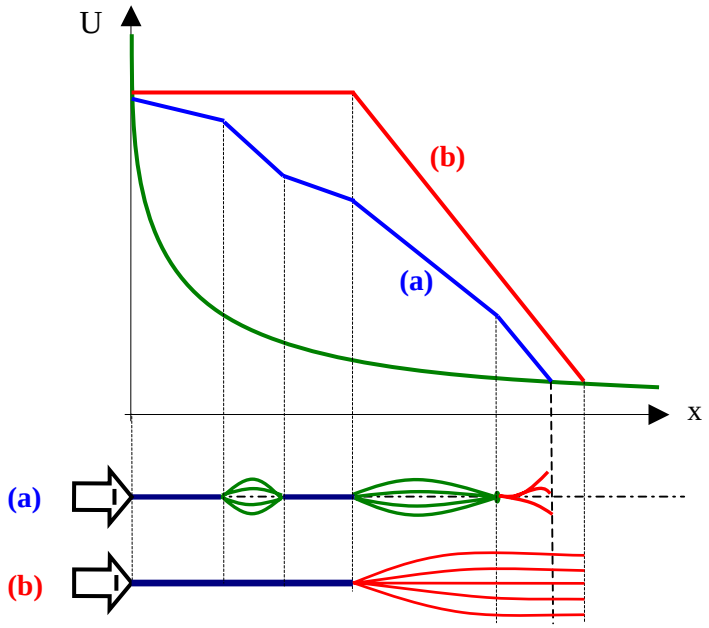


Figure 2.4: Distribution des potentiels avant (a) et après (b) la jonction entre le leader spatial et le leader négatif issu de l'électrode

La figure 2.4.a montre l'évolution spatio-temporelle de la tension en tête de la décharge provoquée par la propagation du leader négatif d'électrode, des leaders spatiaux ainsi que les streamers. Les pentes des segments représentant les chutes de tension de la figure 2.4.a relatives aux différentes phases de la décharge dépendent des caractéristiques des leaders et des streamers telles que les résistivités et du courant de la décharge. A la suite le la jonction entre le leader négatif d'électrode et les leaders spatiaux provoquant une réillumination du canal de décharge illustrée par la figure 2.4.b, la résistivité de l'ensemble diminue de façon significative. En première approximation, la tension à la tête de l'électrode pointe est quasiment reportée à la tête du leader nouvellement formé. Les streamers négatifs crées après la réillumination engendrent une nouvelle chute de tension durant sa propagation (Figure 2.4.b). Ainsi, le processus continue selon l'étape de la figure 2.4.a suivie de celle de la figure 2.4.b jusqu'au saut final ou à la tenue de l'intervalle.

3.11 Trajectoire et dispersion de la décharge

Pour tenir compte de la propagation aléatoire de la décharge, on utilise la même loi probabiliste établie pour la longue décharge positive par B. Hutzler et D. Hutzler [14]. Le calcul complet mène à la détermination de l'angle φ (φ étant un angle aléatoire entre le

segment de la trajectoire de décharge et l'axe d'électrode). Cet aspect est pris en considération avec une loi de probabilité caractérisée par un paramètre de dispersion "*a*" tel que

$$P(\varphi) = \frac{\sin\varphi}{a}\exp\left(-\frac{1-\cos\varphi}{a}\right) \tag{2.20}$$

avec

$$a = 0.6\left(1+10r_l\right)^{-1}\left(0.8+10^{-10}\frac{dU_c(t)}{dt}\right)^{-1} \quad \text{(m,V,s)} \tag{2.21}$$

où r_l est le rayon de courbure de la surface équipotentielle au point considéré et $dU_c(t)/dt$ (en V/s) est la variation de la tension appliquée en fonction du temps à l'instant considéré. Cette formule empirique exprime le fait que l'aspect aléatoire du leader devient plus marqué lorsque le champ est moins uniforme et que la variation de la tension moins est rapide. Comme on travaille en 3D, on prendra $\varphi = 2\pi\xi$; où ξ génère un nombre aléatoire entre 0 et 1 [4]. La probabilité que $\varphi > \pi/2$ n'est pas nulle, ce qui donne la possibilité au leader de se déplacer vers l'électrode HT. Cependant, cette expression nous mène à une probabilité qui n'a aucun sens physique. Pour cette raison, on prendra φ dans l'intervalle $-\pi < \varphi < \pi$. Ainsi, l'équation (2.21) devient :

$$P(\varphi) = \frac{\left|\sin\varphi\right|}{2a\left(1-\exp\left(\frac{-2}{a}\right)\right)}\exp\left(\frac{\cos\varphi-1}{a}\right) \tag{2.22}$$

3.12 Le saut final

Sachant qu'il y a trois types de « saut final » possibles, nous n'avons considéré dans ce travail que le cas où les streamers négatifs atteignent l'électrode plane (mécanisme du type A) [25]. Ce choix est justifié par le fait pour les ondes de tensions choisies, les observations expérimentales ont montré l'apparition du mécanisme du type A [23]. Cette arrivée peut se produire soudainement après une élongation du canal ou pendant la propagation du leader et du stem spatial. Ainsi, le saut final semble être fortement lié par ses conditions initiales au mode de propagation de la décharge et par conséquent aux conditions expérimentales. La hauteur du saut final est déterminée par la distance entre la tête du leader négatif et le sol au moment où les streamers négatifs arrivent au sol. Dans presque chaque cas, un leader positif se développera de l'électrode plane (sol). Dans la plupart des cas, la prolongation du leader positif est inférieure ou égale à la moitié de la hauteur du saut final. En conclusion, le développement du saut final est directement lié au mode de propagation du leader. Ainsi, ses

caractéristiques spatiales et temporelles dépendent de la distance inter-électrode, de la forme de l'onde de tension et de son amplitude.

La transition de la phase libre de développement à la phase finale de saut est déclenchée lorsque la longueur axiale totale de la décharge négative $L_{t,z}$ (après la phase de jonction) excède la hauteur du saut final L_{fj} qui dépend uniquement de la tension à la tête du leader négatif quand les premières couronnes de streamers atteignent le sol [12]. Pour calculer L_{fj}, on utilise une relation empirique entre la tension de claquage et la hauteur du saut final [12] :

$$L_{fj} = D - \frac{U_c(t) - 0.75}{0.44} \tag{2.23}$$

avec D en mètres et $U_c(t)$ en Megavolts.

Le déclenchement de cette phase mène inévitablement au claquage de l'intervalle à moins que la tension appliquée chute de façon substantielle. Pour compléter le modèle, un cas de tenue de l'intervalle [4] dans lequel les conditions requises pour aboutir au claquage ne sont pas satisfaites, est pris en considération. Si le champ moyen des streamers

$$E_{ms} = \frac{U_c(t) - 0.75}{D - L_{t,z}} \tag{2.24}$$

(où D et $L_{t,z}$ en mètres et $U_c(t)$ en MV) est suffisant, c'est à dire plus grand que E_S, le canal de leader peut se propager à une vitesse beaucoup plus élevée v de l'ordre de quelques $m.\mu s^{-1}$ [41].

3.13 Modèle du circuit électrique équivalent de la décharge

Le modèle consiste à représenter le canal de décharge par un réseau électrique équivalent *RLC* à constantes réparties (Figure 2.5).

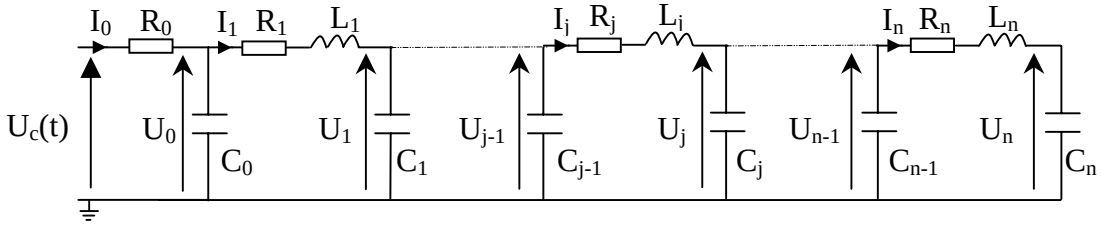


Figure 2.5 : Schéma électrique équivalent à la propagation de la décharge

R_0 représente la résistance de l'électrode plane ; n est le nombre des bonds du leader négatif d'électrode et C_0 est la capacité entre l'électrode pointe et l'électrode plane. Les éléments R_j, L_j, C_j sont respectivement la résistance, l'inductance et la capacité d'une cellule *j* correspondant au bond d'ordre j de la décharge. I_j et U_j sont respectivement le courant et la tension associés à la cellule *j*. A chaque bond de la décharge, une nouvelle cellule *RLC* associée au nouveau pilote, est créée. Le développent de la décharge est illustré par les figures données dans le tableau 2.1.

Une telle représentation est très utile afin de comprendre la physique de décharges [5, 15, 45]. Dans ce travail, on prendra 100 Ω comme valeur de R_0 [25]. Pour calculer la capacité C_0, on utilise une approximation sphérique où l'on admet que les deux électrodes sont équivalentes à deux sphères concentriques dont les rayons sont respectivement r_p et r_p+D et que C_0 est égale à la moitié de la capacité sphérique [20] :

$$C_0 = 2\pi \frac{(D + r_p) r_p}{D} \tag{2.25}$$

où D représente la distance interélectrode et r_p le rayon de courbure de l'électrode pointe.

A tout instant, on peut écrire les équations électriques régissant la propagation du leader selon le circuit électrique équivalent :

$$L_j \frac{dI_j}{dt} = U_{j-1}(t) - U_j(t) - R_j I_j(t) \tag{2.26}$$

$$C_j(z) \frac{dU_j(t)}{dt} = I_j(t) \tag{2.27}$$

et

$$I_{j-1}(t) - I_j(t) = C_{j-1} \frac{dU_{j-1}(t)}{dt} \tag{2.28}$$

En substituant les équations (2.25) et (2.26) dans (2.28), on obtient les tensions et les courants. Ainsi le courant du leader sera :

$$I_0(t) = \frac{U_c(t) - U_0(t)}{R_0} \tag{2.29}$$

où $U_0(t)$ et $U_c(t)$ sont respectivement la tension de la capacité C_0 et la tension appliquée à l'intervalle interélectrode.

Ainsi, l'évolution temporelle de la décharge peut être décrite par le système d'équations d'état suivant :

$$\frac{dX}{dt} = AX(t) + BU(t) \tag{2.30}$$

$$Y(t) = CX(t) + DU(t) \tag{2.31}$$

où A, B, C et D sont les matrices d'état correspondant respectivement à la dynamique du système, au contrôle, à l'observation et à la transmission directe. $U(t)$ et $Y(t)$ sont respectivement les matrices d'entrée et de sortie.

Une fois que le vecteur d'état X déterminé, les matrices d'état sont calculées connaissant la topologie et les valeurs des paramètres du circuit équivalent. Les courants circulant dans les inductances et les tensions aux bornes des condensateurs constituent les variables d'états du système. La résolution de ce système d'équations est effectuée à chaque pas de calcul.

On peut également calculer la charge injectée dans l'intervalle interélectrode ; elle est égale à la somme des charges élémentaires :

$$Q(t) = \sum_{1}^{n} q_j = \sum_{0}^{n} \sum_{0}^{t} C_j U_j(t) \tag{2.32}$$

$U_j(t)$ étant la tension aux bornes de la capacité C_j et n, le nombre de bonds du leader négatif.

Il ressort de ce qui précède que le calcul de l'évolution spatio-temporelle des paramètres de la décharge (courant, charge...) exige la connaissance des éléments R_j, L_j et C_j (Figure 2.5).

En discrétisant les tensions instantanées U_j et les courants I_j, on peut calculer la puissance P_j et l'énergie correspondante W_j injectée dans l'intervalle interélectrode :

$$P_j = U_j I_j \tag{2.33}$$

$$W_j = \sum_0^t U_j I_j dt \tag{2.34}$$

Connaissant la valeur de la puissance (ou de l'énergie) injectée dans l'intervalle interélectrode, on peut calculer la vitesse instantanée en utilisant l'équation (2.13).

La représentation d'état qui consiste à écrire les équations du circuit sous forme d'un système d'équations différentielles du premier ordre, est utilisée pour ce modèle.

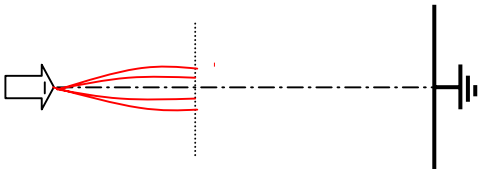
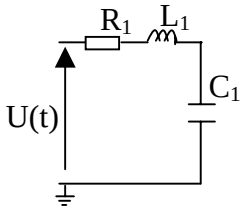
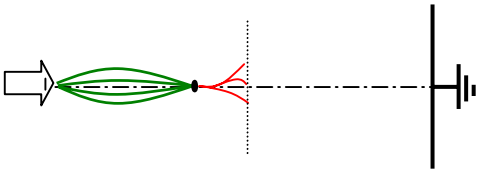
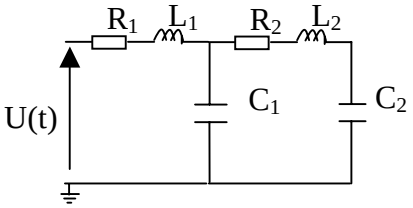
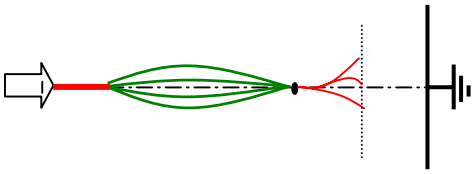
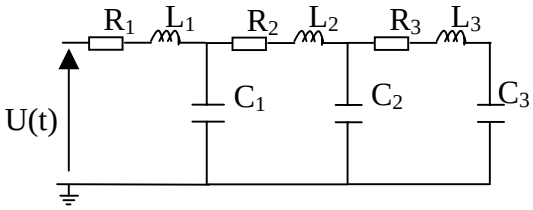
Décharge réelle	Circuit électrique équivalent
 Couronne de streamers négatifs	
 Pilote : constitué d'une couronne de streamers positifs et une couronne de streamers négatifs	
 Apparition du leader négatif à l'électrode de pointe	

Tableau 2.1 : Simulation de quelques étapes de la décharge du type couronne

La répétition de pilotes en des points de plus en plus avancés dans l'intervalle est simulée de façon similaire.

Pendant la relaxation de la décharge, les capacités du circuit équivalent se chargent ; ce qui permet de comprendre de façon explicite la remontée du potentiel, et par conséquent celui du champ à la tête de la couronne négative. Lorsque ce champ atteint la valeur critique E_c, les capacités du circuit équivalent se déchargent dans la couronne nouvellement créée.

3.14 Les paramètres du circuit équivalent

Les éléments du circuit électrique équivalent sont calculés de la même manière que dans le cas de la décharge positive dans les grands intervalles d'air [17, 18]. Et des résultats d'essais obtenus en polarité négative [12] sont utilisés afin de compléter de façon cohérente les caractéristiques et les données manquantes.

3.14.1 Résistance de la couronne du leader négatif d'électrode

On peut estimer la résistance linéique λ_s de la zone des streamers négatifs à partir du champ électrique qui y règne E_s et du courant qui la parcourt I_s . La résistance de la couronne du leader est calculée en utilisant la simplification selon laquelle la couronne du leader se comporte comme une partie du leader. Ainsi la résistance par unité de longueur sera :

$$\lambda_s = \frac{E_s}{I_s} \tag{2.35}$$

E_s est le champ électrique dans la zone de streamers pris égal à 15 kV/cm [4]. I_s est le courant total traversant tous les canaux des streamers.

Selon les données expérimentales, le courant I_s est de l'ordre de 5A [23], d'où la valeur de la résistance linéique λ_s:

$$\lambda_s = 1.4\ 10^5\ \Omega/\text{m} \tag{2.36}$$

3.14.2 Résistances du leader d'électrode et des leaders spatiaux

Comme les hypothèses ETL (équilibre thermodynamique local) ne s'appliquent pas pendant la propagation des leaders, le canal du leader négatif se comporte comme une électrode résistive dont les propriétés sont modifiées par l'expansion dynamique et l'échauffement ohmique du gaz [3, 4]. Par la suite, la même relation concernant la résistance par unité de longueur sera employée pour le leader négatif d'électrode et les leaders spatiaux. En considérant que le canal de leader est un cylindre, la résistance par unité de longueur peut être calculée par :

$$\lambda_l = \frac{\alpha}{\sigma\, \pi\, r_l^{\,2}\,(t - t_0)} \tag{2.37}$$

où la conductivité σ du leader dépend du courant I [5, 18]. D'après le groupe des Renardières [23], a est égal à 1 pour le leader positif et estimé à 3 pour les leaders négatifs. La figure 2.7 donne la caractéristique de la conductivité en fonction du courant $\sigma = f(I)$, pour $\alpha = 1$. Comme la valeur réelle de r_l dépend de l'intervalle d'air, on peut tronquer l'expression de la

conductivité. Pour un intervalle d'air et un rayon initial du canal de leader rl0 donnés, la conductivité effective s est prise égale à

$$\sigma_r = \left(\frac{r_{l0}}{r_l}\right)\sigma \tag{2.38}$$

La section du canal à l'instant t et la position z sont liées directement à l'écoulement de charge (avec les hypothèses non-ETL [7]) par :

$$\left(\pi r_l^{\,2}\right)_{z,t} = \left(\left(\pi r_{l0}^{\,2}\right)^2 + 2\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)\frac{E_{n,l}}{N}\frac{\pi r_0^2}{k\tau_0}Q(z,t)\right) \tag{2.39}$$

r_{l0} a été tracé en fonction de la distance interélectrode à partir des données expérimentales [3, 14, 17], comme le montre la figure 2.6.

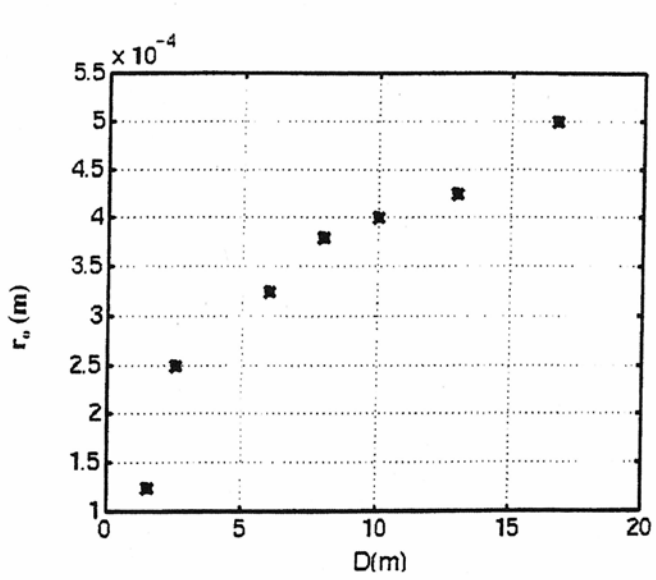


Figure 2.6 : La variation du rayon initial du leader positif en fonction de la distance interélectrode extrapolée obtenus à partir des valeurs expérimentales [9, 10].

En effet, pour une section du canal de leader de longueur unitaire, la puissance fournie peut être exprimée sous la forme :

$$E_{n,l}I = \frac{E_{n,l}}{N}IN_0\frac{\pi r_{l0}^2}{\pi r_l^2} \tag{2.40}$$

Comme $E_{n,l}/N$ est quasiment constant, le gradient du potentiel $E_{n,l}$ le long du leader peut être exprimé par :

$$E_{n,l} = \frac{E_{n,l}}{N}\frac{N_0}{\left(1+2\dfrac{\gamma-1}{\gamma}\dfrac{E_{n,l}}{N}\dfrac{Q(t)}{k\tau_0\pi r_{l0}}\right)^{1/2}} \tag{2.41}$$

où N ($N = \sigma/(\mu_e \xi_e e)$) est la densité du gaz dans le noyau du canal de rayon r. Les quantités τ_0, N_0 et r_{l0} sont respectivement la température de gaz, la densité du gaz et le rayon de la tête du leader lorsque à l'instant t_0 auquel la section du leader est formée ; k est la constante de Boltzmann (k = 1,38x10^{-23} J K^{-1}), μ_e la mobilité des électrons (μ_e = 0,18 m^{2}V^{-1}s^{-1}) et e la charge élémentaire d'un électron (e = 1,6 10^{-19} C). Le facteur γ est le rapport entre la chaleur spécifique à volume constant et la chaleur spécifique à pression constante. Dans ce qui suit, γ est pris égal à 1,4 [18]. Le champ réduit $E_{n,l}/N$, le degré d'ionisation ξ et la conductivité σ du canal sont liés au courant I dans le canal de leader. Leurs caractéristiques ont été établies par le groupe des Renardières [9] (Figure 2.7). La quantité $Q(t)$ est définie comme suit :

$$Q(t) = \int_{t_0}^{t} I dt \tag{2.42}$$

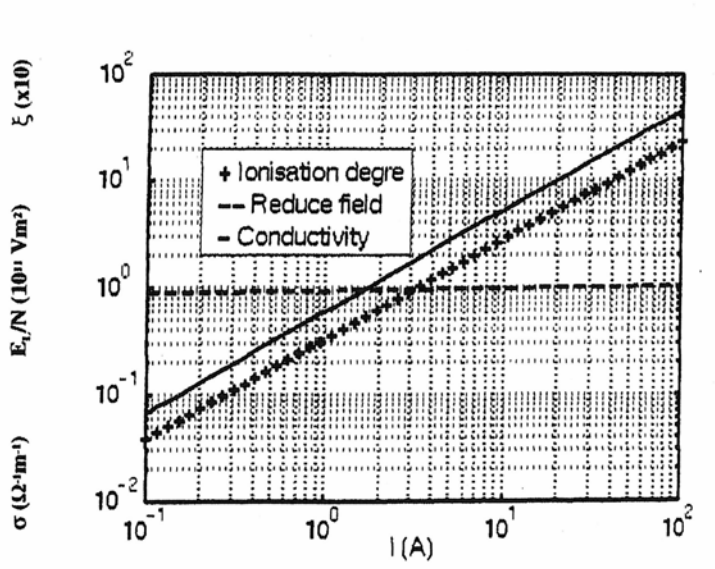


Figure 2.7 : Caractéristiques du canal de leader positif en fonction du courant pour r_0 = 1 mm et T_0=100K; degré d'ionisation (+) ; champ réduit (- -) ; conductivité (-) [9]

Le saut final représente une transition pendant laquelle les conditions du leader changent des caractéristiques de non-ETL en des caractéristiques ETL pour le canal de décharge, une transition qui a lieu sur une échelle de temps beaucoup plus courte que les autres phases de la décharge. La résistance par unité de longueur du leader diminue brusquement. A partir des données expérimentales [4], on obtient par extrapolation, l'expression de la résistance R_j selon l'expression (1.24) pendant cette phase.

Pendant la phase de l'arc en retour, on sait [4] que le plasma peut être considéré à l'état ETL dans l'étincelle : les molécules de gaz sont entièrement dissociées et la température est uniforme dans tout le canal. Cette phase correspond à la neutralisation des charges

injectées dans l'intervalle interélectrode pendant la propagation du leader. Le rayon du canal est considéré comme constant à cause de la compensation entre la force magnétique et la force cinétique. La conductivité d'un gaz hautement ionisé est donnée par $\sigma = 1{,}5 \times 10^{-5} \tau^{3/2}$ ($\Omega^{-1}cm^{-1}$). Selon Gallimberti [4], la température t dans le canal pendant l'arc en retour peut atteindre environ 20'000 K. Le canal devient une ligne à faible impédance jusqu'à l'électrode plane (sol).

Pour un courant voisin de 5 A, le canal de leader négatif admet un champ électrique local faible estimé à 0,2 kV/cm [25]. Ces valeurs expérimentales permettent de calculer la résistance linéique du leader négatif.

$$\lambda_{L+} = 4\ 10^{3} \Omega/m \tag{2.43}$$

On admettra que le leader spatial négatif a des caractéristiques similaires à celles du leader négatif d'électrode [23]. Dans ce qui suit, on admettra que la conduction dans le leader spatial négatif est du type ionique ; la mobilité ionique est trois fois plus faible que la mobilité électronique [4]. Il en est de même de la résistivité linéique $\lambda_{L-} = \lambda_{L+}/3$. Ces valeurs varient dans le temps en fonction de l'état du leader pendant les différentes phases de la décharge.

3.14.3 Les inductances

3.14.3.1 L'inductance linéique du canal de leader

Pour déterminer l'inductance du canal de leader, on utilise la simplification proposée par Fofana et Beroual [18], qui consiste à ignorer les effets de bord. La méthode utilisée pour établir l'expression des inductances est illustrée par le schéma de la figure 2.8. Ainsi, l'inductance L_{lu} par unité de longueur du canal est la somme de deux inductances [18] :

- l'inductance (en Hm^{-1}) due à l'énergie électromagnétique stockée dans le canal

$$L_{l1} = \frac{1}{4}\frac{\mu_0}{2\pi} \tag{2.44}$$

- l'inductance due au champ électromagnétique rayonné par le courant traversant le canal

$$L_{l2} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left[\frac{D_f}{r_l}\right] \tag{2.45}$$

Soit

$$L_{lu} = \frac{\mu_0}{2\pi}\left[0.25 + \ln\left(\frac{D_f}{r_l}\right)\right] \tag{2.46}$$

On note que Df devrait être grand pour les champs transitoires et que l'erreur partielle soit de l'ordre 1/ln(D_f/r) (équation 2.46). Cette erreur est négligeable pour autant que $D_f >> r_l$. Nous prendrons dans ce qui suit D_f = 100 m pour le calcul, ce qui est une valeur plausible [18, 25].

L'équation (2.46) est également utilisée pour calculer les inductances par unité de longueur du leader spatial ainsi que celles des zones de streamers.

L'inductance linéique par unité de longueur du leader est déterminée par [18, 25]:

$$L_L = \frac{\mu_0}{2\pi}\left(0.25 + \ln\left(\frac{D_f}{r_L}\right)\right) \tag{2.47}$$

r_L est le rayon du leader

D_f représente la distance de l'axe du canal où le champ électrique est considéré nul.

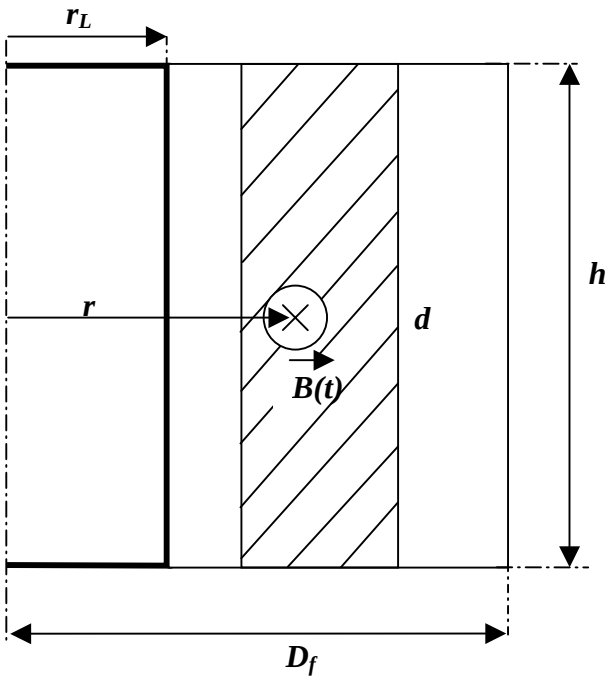


Figure 2.8 : Schéma de l'hypothèse simplificatrice utilisée pour le calcul de L_L (a<r<<Df) [18, 25]

3.14.3.2 L'inductance linéique des streamers

La même formule est appliquée pour déterminer l'inductance linéique des streamers:

$$L_S = \frac{\mu_0}{2\pi}\left(0.25 + \ln\left(\frac{D_f}{r_S}\right)\right) \tag{2.48}$$

r_s représente le rayon du streamer.

3.14.4 Les capacités

3.14.4 .1 Capacité de la couronne du leader d'électrode

La capacité $C_{s,j}$ entre la tête du canal de décharge et la tête des streamers est calculée en utilisant une approximation sphérique (Figure 2.9) [18]. En tenant compte du fait que l'angle solide $\Gamma_{s,j}$ ($\Gamma_{s,j} = 2\pi(1-\cos\theta_{s,j})$ est plus petit que 4π et sachant que S >> r_0, on a :

$$C_{s,j} = \Gamma_{s,j}\varepsilon_0\left(\frac{(S+r_l)r_l}{S}\right) \approx \Gamma_{s,j}\varepsilon_0 r_l \tag{2.49}$$

3.14.4.2 Capacité de la distance non franchie

La capacité C_j entre la tête du leader négatif d'électrode et l'électrode plane, est également déterminée en utilisant l'approximation sphérique et en assimilant le leader à un canal de plasma entouré par une enveloppe de charges induites par les streamers antérieurs [14, 16]. En tenant compte du fait que l'angle solide Γ ($\Gamma = 2\pi(1-\cos\theta)$) est plus petit que 4π, la capacité sera donnée par l'expression suivante :

$$C_j = \Gamma_j\varepsilon_0\left(\frac{D(L_{t,z}+S)}{Z}\right) \tag{2.50}$$

En déterminant l'évolution de Γ_j pendant chaque bond du leader, la charge élémentaire injectée peut être exprimée par :

$$q_{j,l} = C_j U_j = \Gamma_j\varepsilon_0\left(\frac{D(L_{t,z}+S)}{Z}\right)U_j \tag{2.51}$$

Le courant correspondant dans le canal est calculé : $I = dq_j/dt$. Ainsi, son expression est :

$$I = \frac{d}{dt}\left(\Gamma_j\varepsilon_0\left(\frac{D(L_{t,z}+S)}{Z}\right)U_j\right) \tag{2.52}$$

Ce qui donne [20]:

$$I = \frac{d\Gamma_j}{dt}\varepsilon_0\frac{D(L_{t,z}+S)}{Z}U_j + \frac{dU_j}{dt}\varepsilon_0\frac{D(L_{t,z}+S)}{Z}\Gamma_j + \Gamma_j\varepsilon_0 U_j\frac{d}{dt}\left(\frac{D(L_{t,z}+S)}{Z}\right) \tag{2.53}$$

Sachant que $d\Gamma_j = \Gamma - \Gamma_{j-1}$, $dS/dt = v_s$ et $dL_{t,z}\cos\varphi/dt = v\cos\varphi$, il vient finalement :

$$\Gamma_j = \frac{\frac{I}{\varepsilon_0} + \left(\frac{D(L_{t,z}+S)}{Zdt}\right)U_j\Gamma_{j-1}}{\left(\frac{D(L_{t,z}+S)}{Zdt}\right)U_j + \frac{dU_j}{dt}\left(\frac{D(L_{t,z}+S)}{Z}\right) + U_j\left(\frac{(M-N)}{Z^2}\right)} \tag{2.54}$$

où les termes *M* et *N* sont respectivement

$$M = (D^2 - D(L_{t,z}+S))(v\cos\varphi + v_s)$$

et $$N = -(v_S + v_{n,l}\cos\varphi)D(L_{t,z}+S)\,.$$

Le calcul montre que les termes $R_{s,j}C_{s,j}$ sont très faibles par rapport à R_jC_j et par conséquent $C_{s,j}$ peut être négligée. L'équation (2.54) permet de calculer Γ_j, qui dépend de Γ_{j-1}. Au début de la simulation, un angle solide de la première couronne faisant $\theta_0 = \pi/6$ [18] par rapport à l'axe de la décharge, est pris comme valeur initiale. En effet, grâce aux convertisseurs d'image en mode « image par image », on observe la couronne de leader comme une région lumineuse d'angle conique d'environ 70° [23] dont le sommet est près de la tête du leader.

3.14.4.3 Capacité linéique de la décharge

La capacité C_{sj} entre la tête du leader et celle des streamers est négligeable devant la capacité entre la tête du leader et le plan.

La capacité linéique de la décharge est calculée, en assimilant le système constitué de la tête de la décharge et l'électrode plane à deux sphères concentriques [20] :

$$C_j = \Gamma_j \varepsilon_0 \frac{D}{A} \tag{2.55}$$

A représente la distance non franchie par la décharge (D-L_z) ;

D étant la distance inter-électrode ;

Γ_j c'est l'angle solide de la décharge (<4π) tel que :

$$\Gamma_j = \frac{4\pi}{\alpha} \tag{2.56}$$

où α est un paramètre d'entrée qu'il faut valider à chaque configuration.

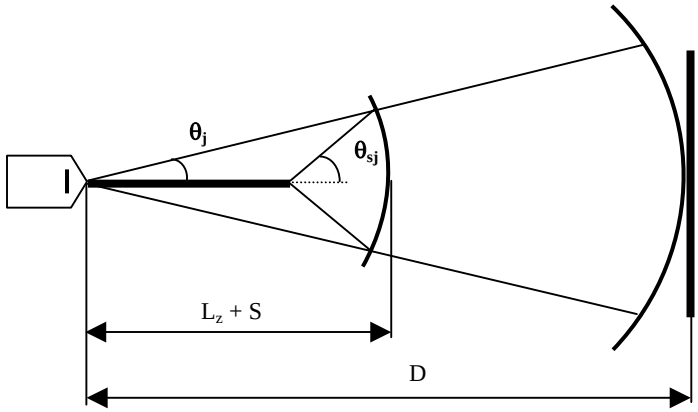


Figure 2.9 : Approximation sphérique utilisée pour le calcul des capacités [18]

$L_z + S$ représente la distance franchie par la décharge (leader et streamer combinés).

Après l'initiation du leader négatif d'électrode, on néglige généralement la longueur S du streamer vis-à-vis du leader de longueur L_z. En effet, la résistivité de la zone de streamers est relativement plus grande que celle du leader négatif d'électrode.

3.15 Les limites du modèle

Le modèle de circuit électrique équivalent sus-mentionné, tient compte uniquement des courants produits par les pilotes et dans le leader négatif d'électrode, sans introduire les courants dus aux réilluminations des leaders. En effet, ces dernières modifient par échauffement, de façon significative, la résistivité de l'ensemble du canal de décharge. Par ailleurs, le rayon thermique du leader négatif d'électrode se trouve augmenté par effet Joule. Ainsi, pour remédier à ces problèmes, il faut nécessairement re-évaluer à chaque instant la résistivité et l'inductance linéiques des streamers et des leaders négatifs.

$$\lambda_S^{\ news} = \frac{\lambda_S (L_Z - L_T) + \lambda_L L_T}{L_Z} \tag{2.57}$$

$$L_S^{\ news} = \frac{L_S (L_Z - L_T) + L_L L_T}{L_Z} \tag{2.58}$$

où L_T représente la longueur totale des leaders et L_Z est la distance franchie par la décharge.

λ_s et L_s sont respectivement la résistivité et l'inductance linéiques de la décharge avant et λ_s^{new} et L_s^{new} après la réillumination.

3.16 L'onde de tension appliquée dans l'intervalle interélectrode

Les essais étaient effectués [12, 23] dans des intervalles interélectrodes du type pointe négative - plan utilisent des ondes de chocs de manœuvre ou de foudre fournies par un générateur de Marx (Figure 2.10). Ce générateur délivre une onde de tension impulsionnelle dont l'équation est [9, 41] :

$$U_c(t) = \frac{U_{cr}}{R_c C_c} \frac{T_a T_b}{T_a - T_b} \left[\exp\left(-\frac{t}{T_a}\right) - \exp\left(-\frac{t}{T_b}\right) \right] \tag{2.59}$$

T_a, T_b et U_{cr} sont respectivement le temps de descente, le temps de montée et le facteur d'amplitude.

R_c et C_c sont la résistance et la capacité du circuit de générateur d'impulsion qui contrôle le front de l'onde de tension.

La tension est une onde bi-exponentielle caractérisée par deux paramètres :

- la durée de la queue à mi-amplitude T_2
- la durée conventionnelle du front $T_1 = 1{,}67(T_{90} - T_{30})$

où T_{90} est le temps au bout duquel l'impulsion atteint 90% de sa valeur crête U_{cr} et T_{30} celui correspondant à 30% de U_{cr}.

Chaque forme d'onde de tension est caractérisée par le rapport T_1/T_2, où T_1 et T_2 sont exprimés en μs [18] (1,2/50 μs pour un choc de foudre et 250/2500 μs pour un choc de manœuvre). L'expression d'une onde bi-exponentielle peut être obtenue en utilisant un schéma équivalent du générateur de Marx. Le circuit de base de ce générateur est donné par la figure 2.8.

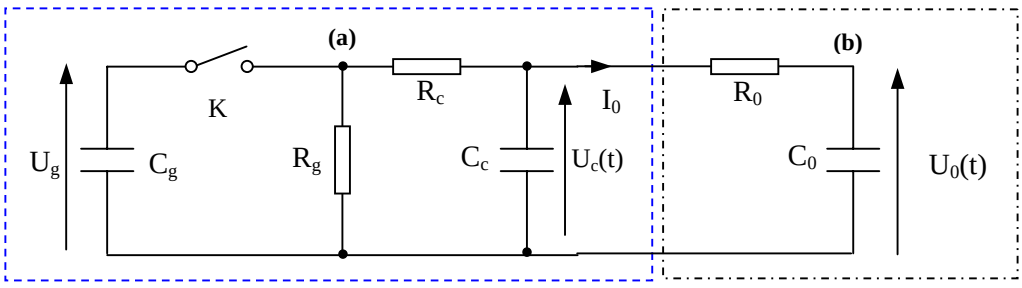


Figure 2.10 : Schéma équivalent du générateur de Marx (a) et de l'électrode équivalente (b)

Les éléments R_c et C_c contrôlent le front de l'onde, et R_g et C_g la queue de celle-ci [18]. L'expression de la tension $U_c(t)$ est obtenue en utilisant les propriétés de la transformée de Laplace. R_0 représente la résistance de l'électrode pointe et C_0 est la capacité entre l'électrode pointe et l'électrode plane.

$$U_c(t) = U_t\left(e^{\frac{-t}{T_a}} - e^{\frac{-t}{T_b}}\right) \tag{2.60}$$

où

$$T_a = \frac{T_2 - T_{cr}}{0.7} \tag{2.61}$$

et

$$T_b = \frac{T_a}{e^{\left((1.35+1.21\ln\left(\frac{T_2}{T_{cr}}\right)\right)}} \tag{2.62}$$

La valeur maximale appelée U_{cr} de l'onde de tension $U_c(t)$ est atteinte à l'instant T_{cr} dit temps de crête:

$$T_{cr} = \frac{T_a T_b}{T_a - T_b}\ln\left(\frac{T_a}{T_b}\right) \tag{2.63}$$

t_m, T_2, T_{cr} et U_t sont respectivement le temps de montée, le temps à mi-amplitude, le temps de crête et le facteur d'amplitude.

$$U_t = \frac{U_{cr}}{\delta^{\frac{1}{1-\delta}} - \delta^{\frac{\delta}{1-\delta}}} \tag{2.64}$$

où

$$\delta = \frac{T_a}{T_b} \tag{2.65}$$

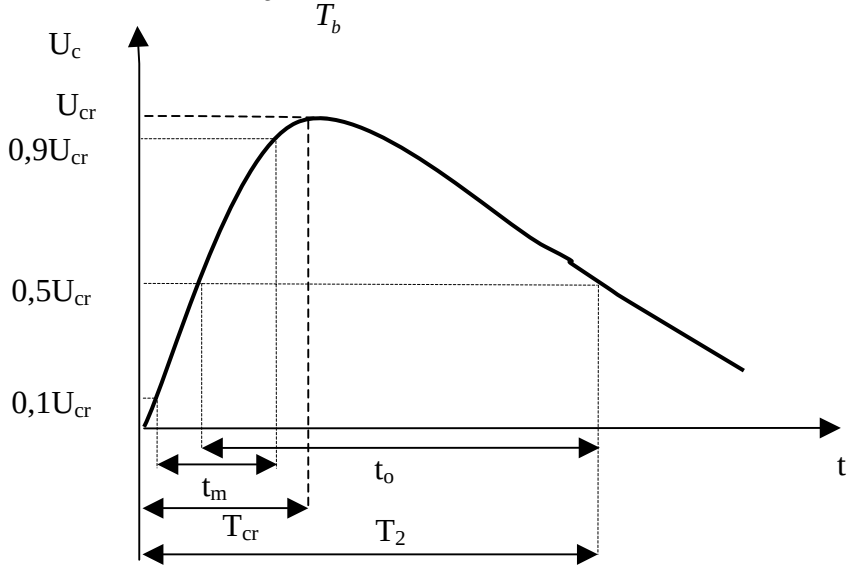


Figure 2.11 : Choc de courant normalisé du générateur de Marx

L'onde fournie par le générateur de Marx, est intégrée dans le modèle puis implémenté dans le programme de simulation.

Cette représentation sous forme de circuit électrique de l'onde de tension appliquée permet de tenir compte des chutes de tension lors des différentes étapes de développement de la décharge. En effet, le générateur n'est pas une source de tension idéale telle que le décrit l'équation (2.60).

4 Description des étapes de calcul

Les calculs sont effectués en utilisant la bibliothèque scientifique MATLAB dont le schéma fonctionnel est donné par la figure 2.12. T_M représente la durée maximale indiquée pour tout le développement de la décharge dans une configuration donnée. Le modèle étant autonome, les seules données d'entrée sont la géométrie des électrodes, la forme de l'onde de tension et sa valeur crête, la pression atmosphérique et la température ambiante. La base de temps de la décharge est divisée en pas de longueur *dt* à partir de l'instant initial t =0. Notons que le pas de temps *dt* est convenablement choisi en fonction du type d'onde et de décharge et selon la théorie de l'échantillonnage; il est très court pour les ondes courtes. A chaque pas, la tension appliquée $U_c(t)$ est calculée et les conditions d'initiation (en particulier les champs électriques critiques) à tout instant de la décharge, sont analysées. Le premier test concerne l'initiation de la première couronne. La longueur S_0 de la première couronne est comparée à la hauteur L_{fj} afin de vérifier si la phase du saut final est déjà atteinte ou non. A chaque étape, la longueur axiale du leader négatif $L_{n,l,z}$ est comparée à L_{fj}.

D'autres tests sont réalisés dans les différentes boucles indiquées dans l'organigramme. Parmi ces différents tests, celui relatif à la vitesse des streamers négatifs. Si cette vitesse est négative et que le temps de simulation excède le temps de référence T_M, alors il y a tenue de l'intervalle. Autrement, on calcule le champ électrique à la tête du leader négatif E_p et le champ critique E_c correspondant à l'intervalle non franchi. Si $E_p > E_c$, il y a propagation du leader. Et s'il n'y a aucun leader spatial, alors deux leaders spatiaux de polarités opposés seront initiés. Les différentes longueurs des décharges sont calculées à partir des vitesses des différents leaders et streamers. Si les leaders spatiaux sont présents, alors un test est effectué pour vérifier si le leader négatif d'électrode descendant joint le leader spatial positif ascendant menant à la réillumination. Les différents paramètres du circuit électrique équivalent sont alors mis à jour (réactualisés) et la simulation est reprise jusqu'au du saut final ou à la tenue diélectrique de l'intervalle.

Les conditions internes du canal de décharge (rayon, densité du gaz, champ électrique, ...) et les paramètres électriques associés ainsi que la capacité de l'intervalle non franchi sont

calculées. On calcule alors l'évolution temporelle des courants, le gradient du potentiel dans le canal de leader, la puissance injectée dans l'intervalle interélectrode et le rayon thermique du canal. Les simulations d'un convertisseur d'image fonctionnant en mode « balayage » ou « image par image », les vitesses de propagation de la décharge et le tracée de la trajectoire en temps réel peuvent également être obtenues. Les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales rapportées dans la littérature.

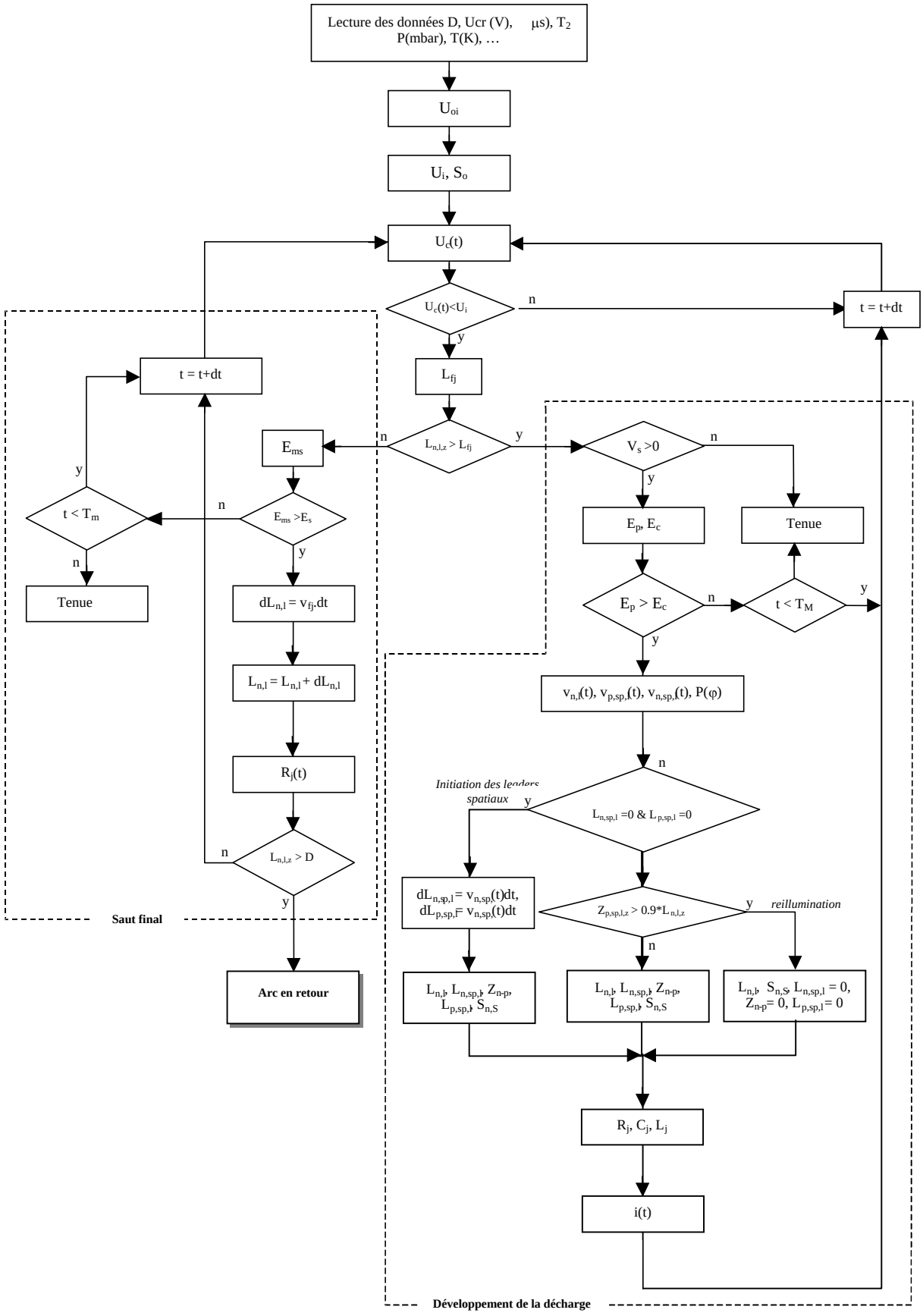


Figure 2.12 : Organigramme de la modélisation des phases de la décharge négative [25]

5 Conclusion

Le modèle établi représente sous forme de circuit électrique l'ensemble d'une décharge négative dans un grand intervalle d'air depuis l'initiation de la première couronne jusqu'à la tenue diélectrique ou au claquage c'est-à-dire l'arc en retour, en passant par les phases de réilluminations et du saut final. Il intègre le type de tension appliquée et est valable quelle que soit la forme de la tension même si nous n'avons considéré dans cette étude que des ondes de tensions bi-exponentielles (ondes de foudre et de manœuvre). Chaque bond de la décharge est représenté par une cellule de circuit *RLC*. Le calcul des éléments du circuit dépend des paramètres physiques relatifs aux différentes étapes de propagation de la décharge.

Le modèle ainsi établi permet de prédire l'évolution spatiale et temporelle des différentes caractéristiques de la décharge telles que la trajectoire, la forme et l'amplitude de l'onde de courant et la charge correspondante, l'énergie et la puissance injectées dans l'intervalle interélectrode, le gradient du potentiel dans le canal du leader négatif d'électrode, la tension en tête de la décharge, l'évolution temporelle du rayon thermique du canal principal, ainsi que la vitesse instantanée de propagation du leader négatif d'électrode.

En comparaison avec les essais en laboratoire, le modèle permet de réaliser des gains très significatifs en temps et en coût. En effet, il permet la prédiction à la fois des formes et des ordres de grandeurs des données caractéristiques d'une longue décharge négative même si des améliorations sont nécessaires. L'extension du modèle aux très grandes distances, c'est à dire aux décharges de foudre, permettra de disposer d'un outil appréciable pour la prédétermination des paramètres macroscopiques de la foudre, très utiles pour le dimensionnement et la protection des structures et des systèmes. De plus, les caractéristiques obtenues permettront d'estimer l'environnement électromagnétique autour d'un ensemble de points ciblés dans l'espace à trois dimensions.

Chapitre III

Applications aux longs intervalles d’air – Décharge de foudre et Rayonnement

1 Introduction

L'intérêt et la puissance d'un modèle résident dans sa capacité à prédire les caractéristiques d'un système ou d'un phénomène de la façon la plus conforme possible aux caractéristiques expérimentales avec des temps de calcul (simulation) les plus courts possibles. Cela permet ainsi de réduire les temps et les coûts d'essais en laboratoire et/ou sur des prototypes bien souvent onéreux. La validation d'un modèle passe donc par la comparaison des résultats de simulation qu'il fournit avec les résultats expérimentaux. Dans ce chapitre, nous allons considérer quatre types d'applications de notre modèle et valider nos simulations en les comparant à des données expérimentales quand cela est possible, c'est à dire quand elles existent :

- Détermination des caractéristiques spatiales et temporelles de la longue décharge négative pour un système d'électrodes pointe - plan et pour deux distances interélectrode ;
- Détermination de la tension de claquage U_{50} de différents intervalles d'air en utilisant la méthode montée – descente (ou encore « *up and down* » en anglais) ;
- Extension du modèle à la décharge de foudre négative ;
- Caractérisation de l'environnement électromagnétique d'un canal de décharge de foudre négative.

2 Applications aux grands intervalles d'air : caractérisation spatiale et temporelle de la longue décharge négative

2.1 Introduction

Le modèle de l'ensemble des processus de la décharge négative étant établi, sa validation passe essentiellement par des simulations et des comparaisons avec les données expérimentales à disposition. Celles-ci concernent plus particulièrement des configurations du type pointe négative - plan dont les rayons équivalents des électrodes pointes sont connus [12, 23]. Il s'agit dans cette première application du modèle, de déterminer les principales caractéristiques des longues décharges négatives telles que les trajectoires spatio-temporelle, la vitesse du leader négatif d'électrode, le courant injecté pendant la propagation, le courant lors de la phase de l'arc en retour, la tension en tête de la décharge, la puissance et l'énergie injectées ainsi que le champ électrique dans le leader négatif d'électrode, les charges accumulées et le rayon thermique du leader négatif d'électrode.

2.2 Simulation des expériences de laboratoire

Pour valider le modèle, nous utilisons des données identiques à celles des expériences réalisées par le groupe des Renardières [23] et Ortega [12]. Celles-ci concernent deux intervalles d'air pointe - plan respectivement de 7 m et de 16,7 m où l'électrode pointe a un rayon de courbure r_p=30 cm, soumis à des ondes de manœuvre 60/3000 μs ; les valeurs de crête de la tension U_c sont respectivement 2,8 MV et 4,2 MV. Les figures 3.1 et 3.2 donnent les résultats des simulations de l'évolution spatio-temporelle des décharges négatives et les caractéristiques correspondantes notamment le courant du leader négatif, la charge et la puissance injectée dans l'intervalle d'air, la vitesse instantanée du leader négatif, la tension à la tête du leader, la tension appliquée et le rayon du leader négatif d'électrode, pour deux cas de tenue de l'intervalle. On observe que les simulations reproduisent les caractéristiques générales observées expérimentalement.

Les figures 3.1.c et 3.2.b donnent l'évolution spatio-temporelle des leaders négatifs d'électrode et spatiaux, du stem spatial ainsi que l'enveloppe de la totalité des composants de la décharge négative. Quand le leader spatial positif ascendant rejoint le leader négatif d'électrode, une forte réillumination apparaît ; cette dernière donne naissance à une impulsion de courant telle qu'on peut l'observer sur les figures 3.1.e et 3.2.d. Notons que le schéma simplifié de la trajectoire réelle de la décharge négative, tracé par le groupe Les Renardières [23] (Figure 3.1.b), est semblable à celui donné par notre modèle (Figure 3.1.c). Malheureusement, nous ne disposons pas du schéma simplifié correspondant à la figure 3.2.a pour le comparer à celui obtenu par simulation (Figure 3.2.b).

Le modèle montre également l'aspect dispersif de la trajectoire du leader négatif d'électrode (Figures 3.1.d et 3.2.c). En effet, pour les mêmes paramètres d'entrée, on peut obtenir différentes trajectoires simulées. C'est le cas en laboratoire lorsque l'on fait plusieurs essais dans les mêmes conditions expérimentales. Concernant les courants simulés, les formes d'onde obtenues sont semblables à celles observées expérimentalement [12, 23]. En effet, le courant est constitué de plusieurs impulsions (Figures 3.1.e et 3.2.d). Ces impulsions de courant correspondent aux re-illuminations. L'amplitude de ces impulsions de courants peut atteindre quelques dizaines ampères pour une distance interélectrode de 7 m, ce qui est du même ordre que les valeurs mesurées expérimentalement [23]. Il en est de même pour la distance interélectrode de 16,7 m, l'amplitude de ces impulsions de courant est d'un ordre de grandeur conforme à celles mesurées expérimentalement [12]. En effet, on observe qu'elles n'atteignent quelques centaines d'ampères en accord avec les valeurs mesurées. Notons que

les pics de courant associés aux bonds de la décharge sont plus faibles que ceux produits lors des réilluminations. On a observé que le nombre de réilluminations dépend de la tension appliquée (forme d'onde et amplitude) et de la géométrie des électrodes et donc de l'énergie injectée dans l'intervalle interélectrode. Cette observation est valable aussi bien lors des simulations que pendant les essais. Le temps de répétition des stems varie entre 0,1 et 1μs et l'intervalle de temps entre deux réilluminations se situe entre 5 et 12 μs (Figures 3.1.c et 3.2.b). Ces résultats sont du même ordre de grandeur que ceux estimés expérimentalement [12, 23]. La charge injectée est déduite de l'intégration du courant à chaque pas de calcul (Figures 3.1.f et 3.2.e). Elle varie par bonds. Pour les conditions expérimentales, la charge simulée peut atteindre 60 et 130 μC respectivement pour les intervalles interélectrode de 7 m et 16,7 m. La charge électrique est du même ordre de grandeur que celle mesurée pour l'intervalle de 7 m alors qu'elle est d'un ordre de grandeur inférieure à celle mesurée pour 16,7 m. Ceci est tout à fait évident vu que l'évolution de la charge électrique suit celle du courant. Le rayon du canal du leader négatif varie en fonction de la charge injectée (Figures 3.1.k et 3.2.j). Ce rayon est d'autant plus grand que la charge injectée est élevée. Les valeurs initiales du rayon du leader sont obtenues à partir des données expérimentales [12, 23, 41]. Connaissant la puissance ou l'énergie injectée durant la propagation de la décharge, on peut calculer la vitesse du leader négatif (Figures 3 .1.h et 3.2.g). Les vitesses simulées de la décharge négative peuvent atteindre 10^5 ms^{-1}, valeur du même ordre de grandeur que celle mesurée expérimentalement [12, 23]. Notons que pour une tension donnée, l'expression donnant la vitesse des décharges négative et positive (équation 2.14) montre que la vitesse v_L du leader est proportionnelle à la racine cubique du courant i_L : $v_L \sim i_L^{1/3}$. Une telle relation a été rapportée par Bazelyan et Raizer pour la décharge positive [68]. La tension à la tête du leader présente des chutes significatives résultant des différentes phases de réilluminations (Figures 3.1.i et 3.2.h).

Il ressort de ce qui précède que le modèle proposé est tout à fait satisfaisant. Il constitue un bon outil pour la prédiction des caractéristiques des décharges négatives dans les longs intervalles d'air. L'évolution temporelle simulée de la décharge négative montre aussi bien la propagation par bonds que les différentes phases de celle-ci comme rapporté dans la littérature. De plus, les valeurs simulées des paramètres caractéristiques sont généralement du même ordre que les valeurs expérimentales rapportées dans la littérature. Aussi, comme les résultats varient de façon aléatoire d'un essai à l'autre, on ne peut pas s'attendre à une entière

concordance entre les résultats d'une seule simulation et ceux d'une seule décharge expérimentale.

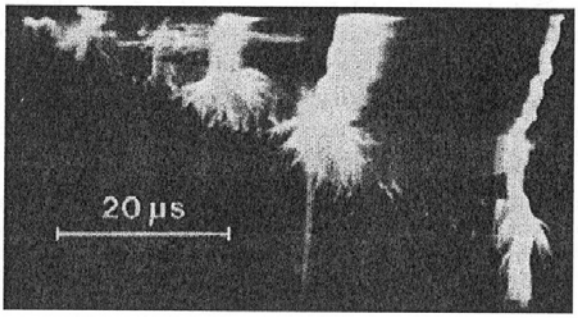


Figure 3.1.a: Trajectoire réelle de la décharge négative relative aux données simulées [23].

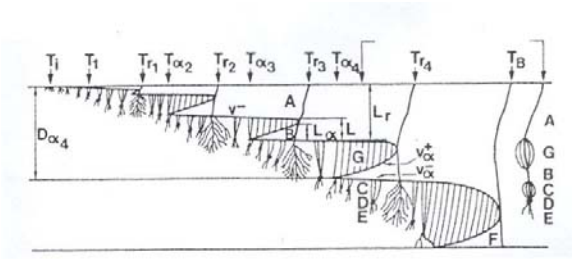


Figure 3.1.b : Schéma simplifié de la décharge négative relative aux données simulées.

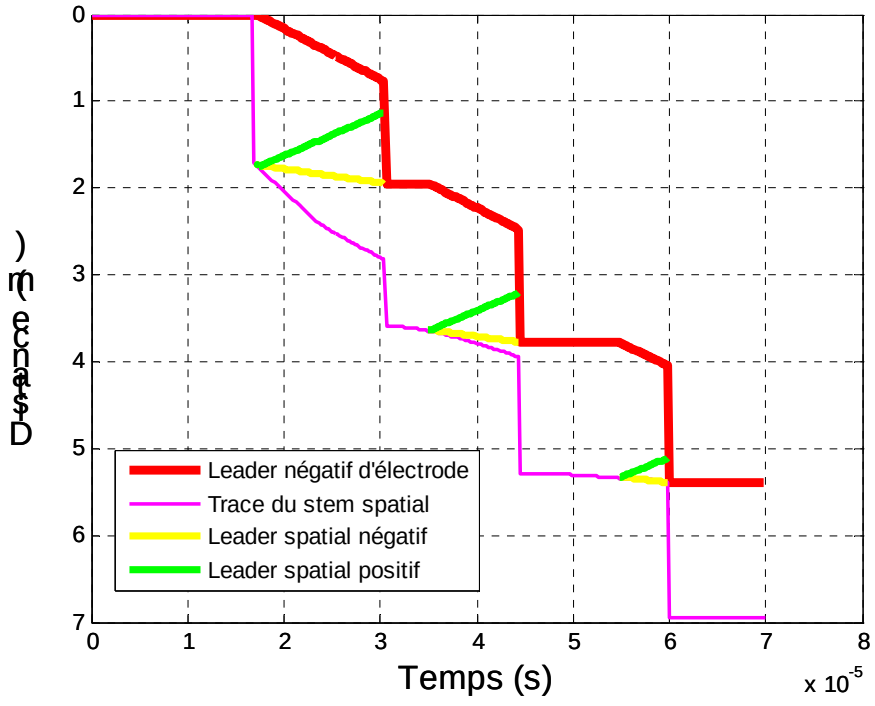


Figure 3.1.c: Trajectoire temporelle des composants de la décharge

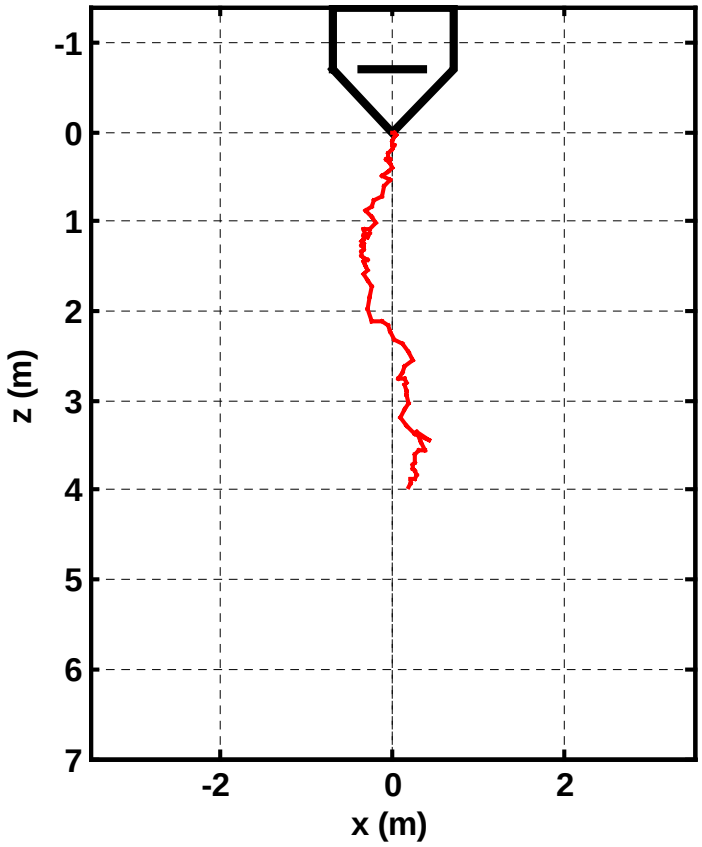


Figure 3.1.d: Trajectoire spatiale du leader négatif d'électrode

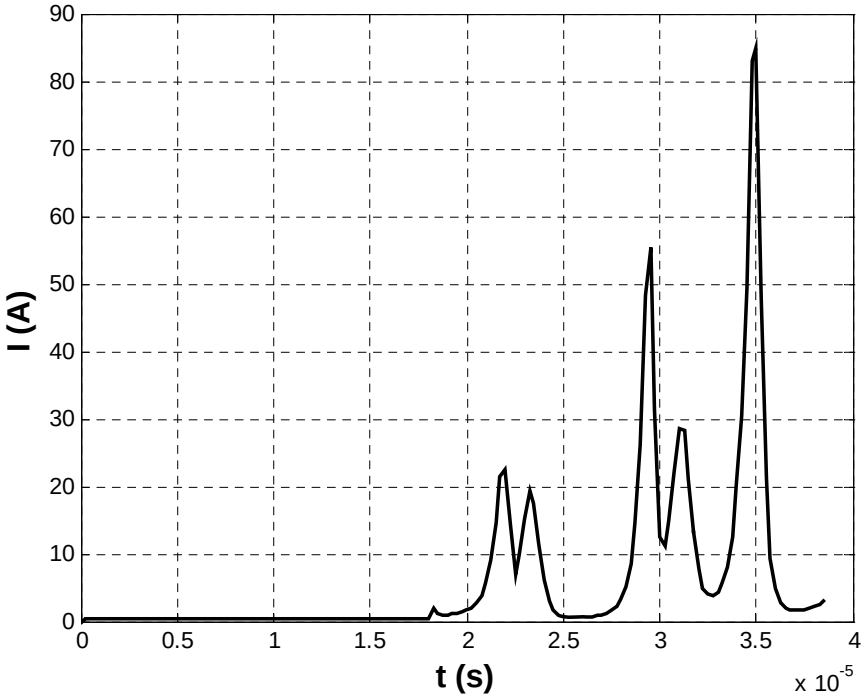


Figure 3.1.e : Courant injecté dans l'intervalle

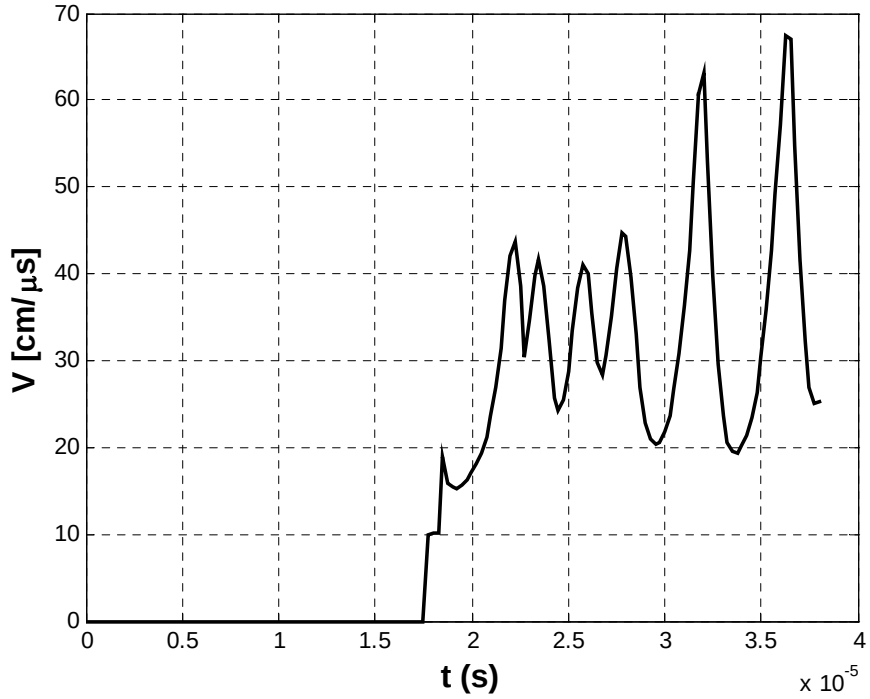


Figure 3.1.f: Vitesse instantanée du leader

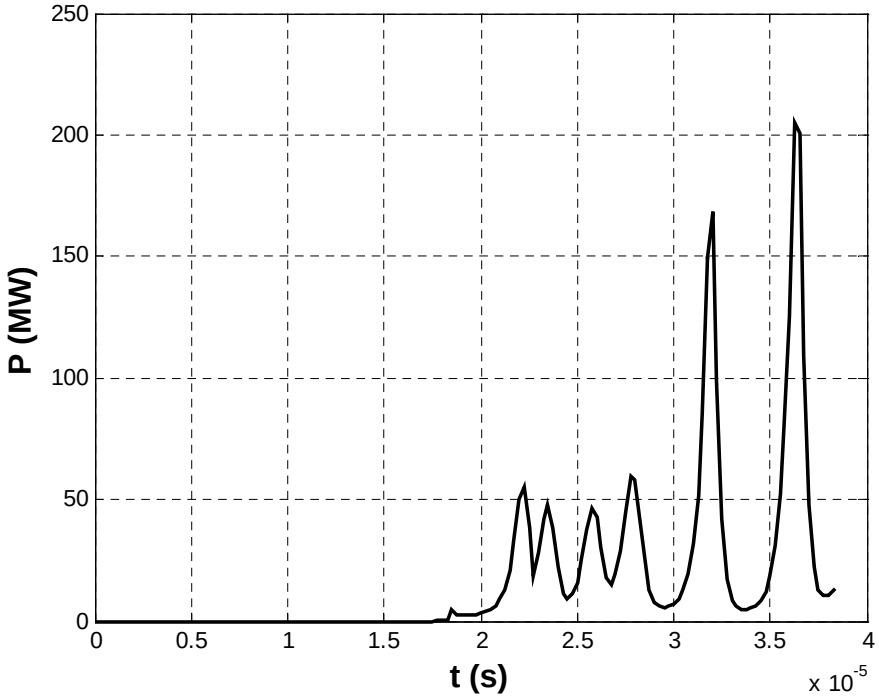


Figure 3.1.g : Puissance injectée dans l'intervalle

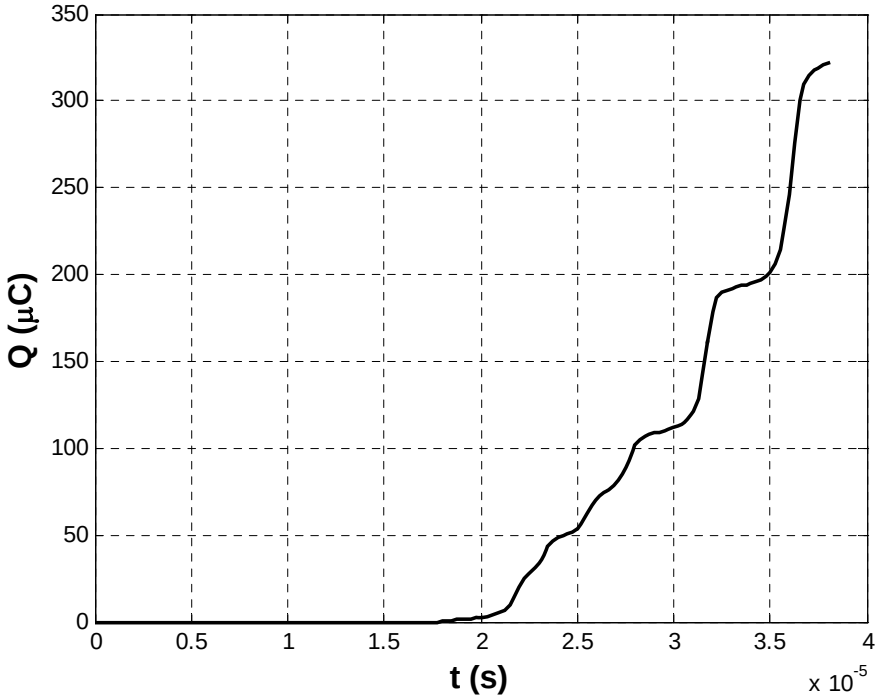


Figure 3.1.h : Charge injectée

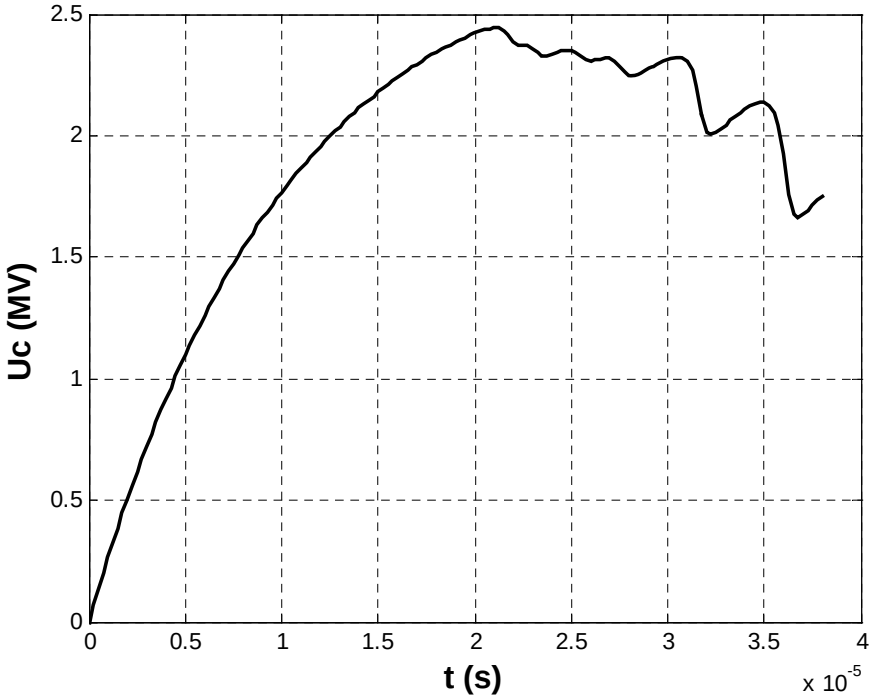


Figure 3.1.i : Tension appliquée.

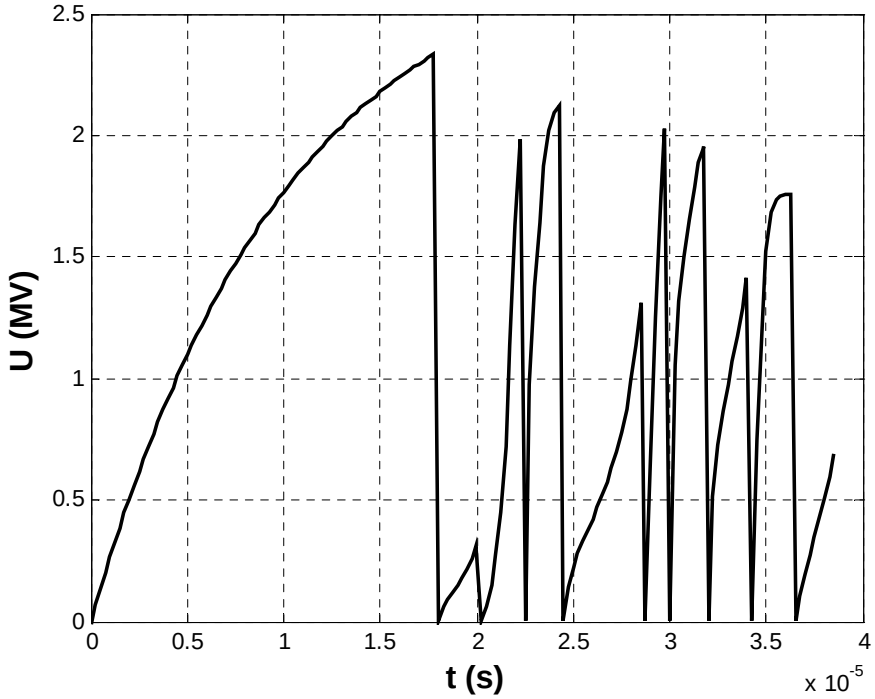


Figure 3.1.j : Tension en tête du leader négatif d'électrode.

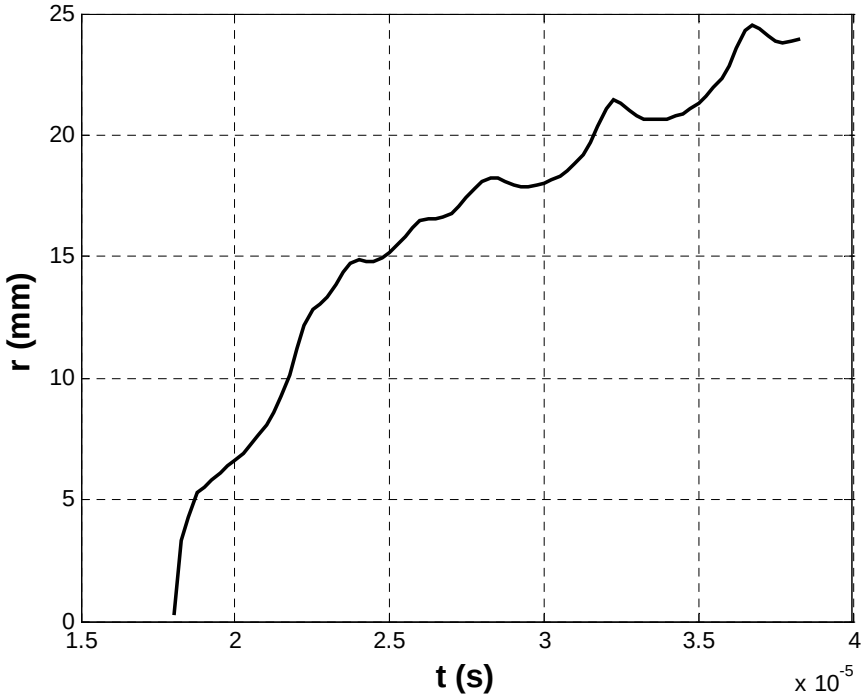


Figure 3.1.k : Evolution temporelle du rayon thermique du leader négatif.

Figure 3.1 : Simulation d'une décharge négative dans un système d'électrodes pointe - plan pour un intervalle d'air de 7 m soumis à une onde tension bi-exponentielle T_1/T_2 = 60/3000 µs dont la valeur de crête U_{cr} = 2,8 MV.

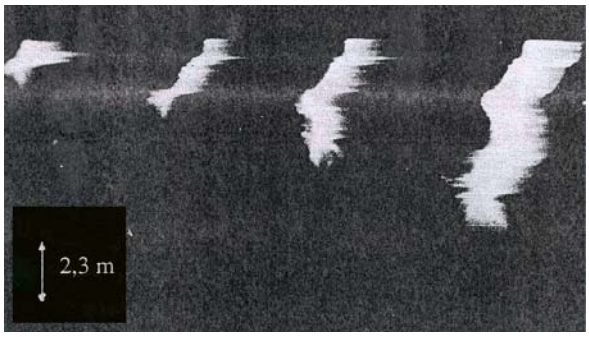


Figure 3.2.a: Trajectoire réelle de la décharge négative relative aux données simulées [23].

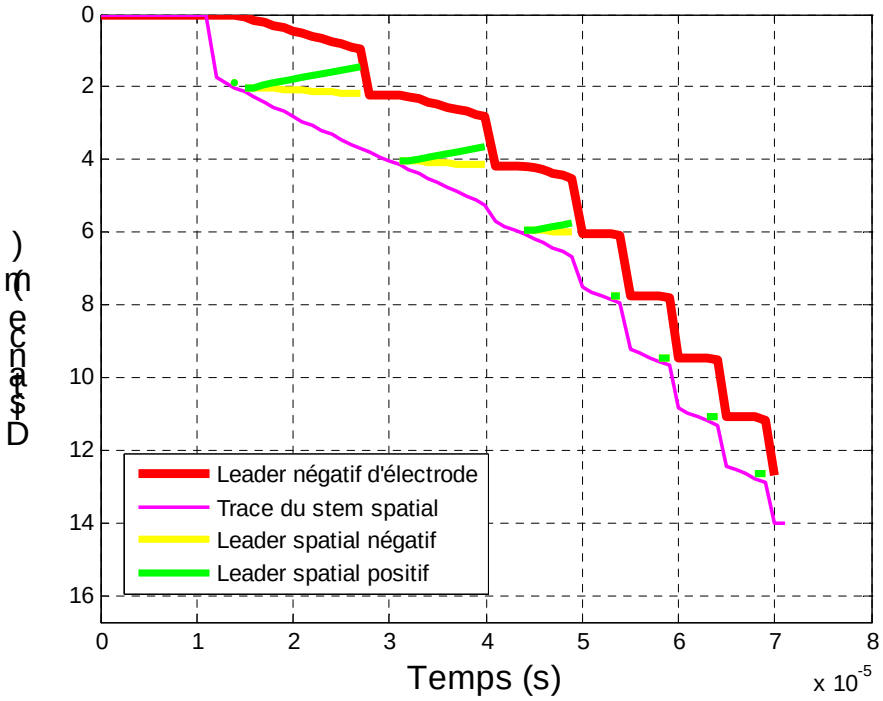


Figure 3.2.b: Trajectoire spatio-temporelle du leader négatif d'électrode

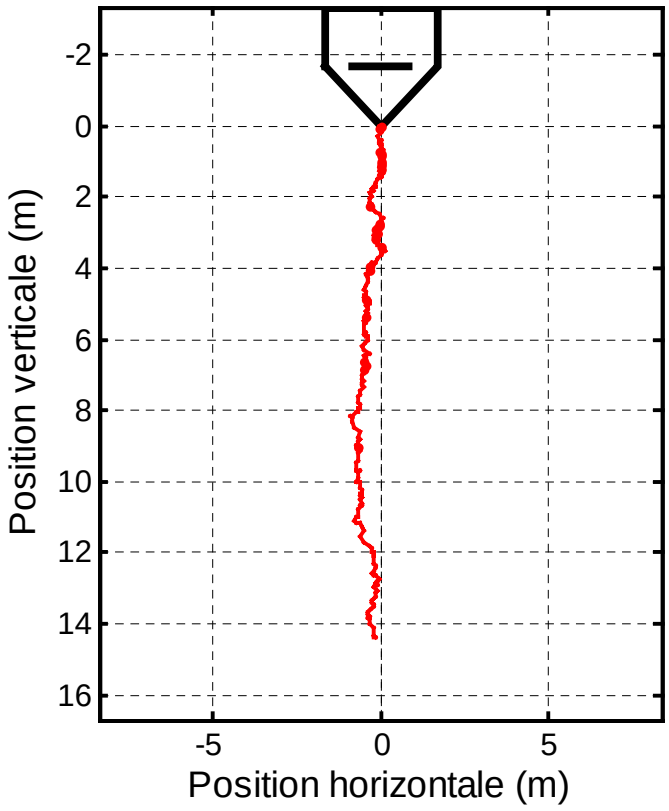


Figure 3.2.c: Trajectoire spatiale du leader négatif d'électrode

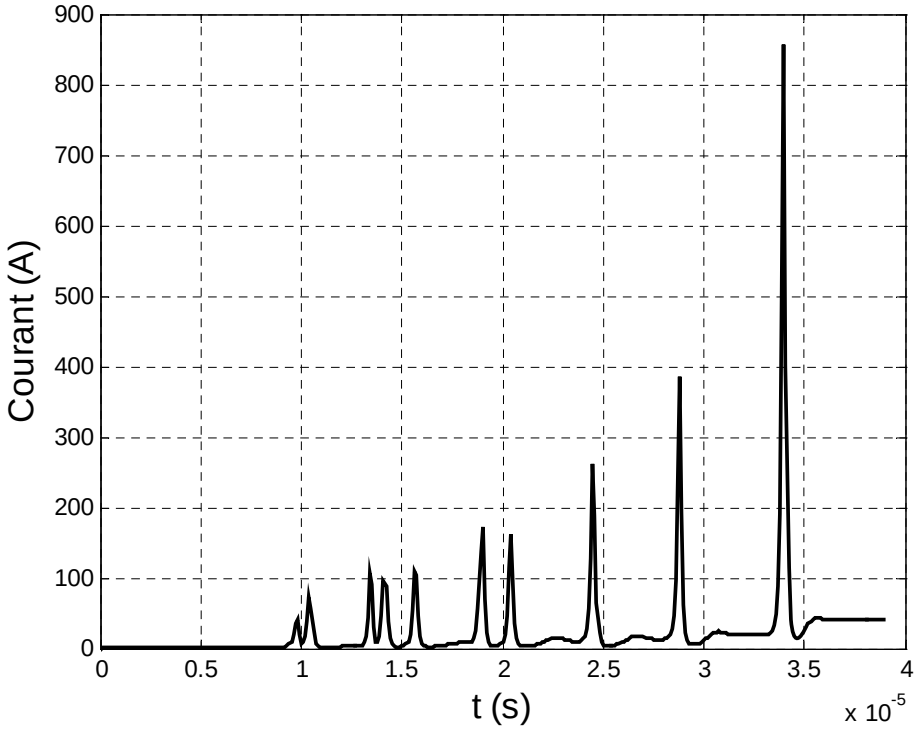


Figure 3.2.d: Courant injecté dans l'intervalle

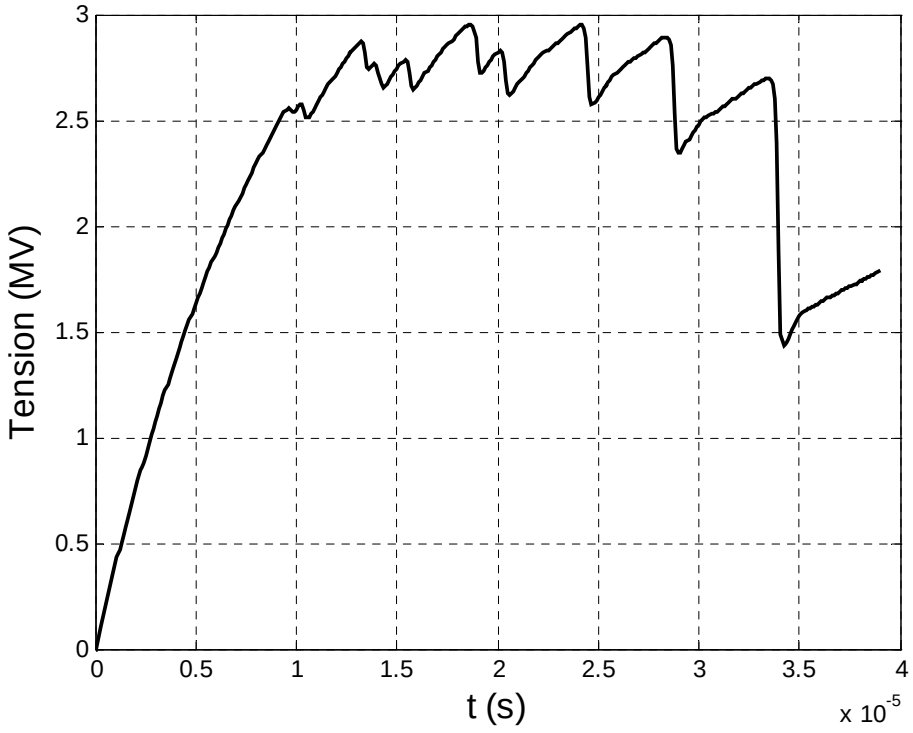


Figure 3.2.e: Tension appliquée.

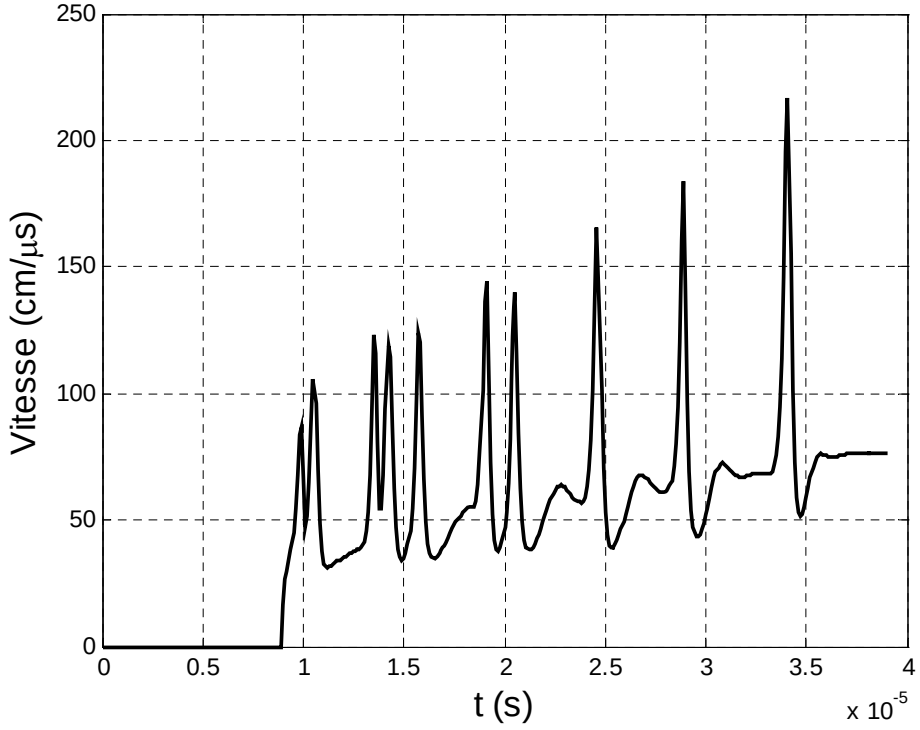


Figure 3.2.f: Vitesse instantanée du leader

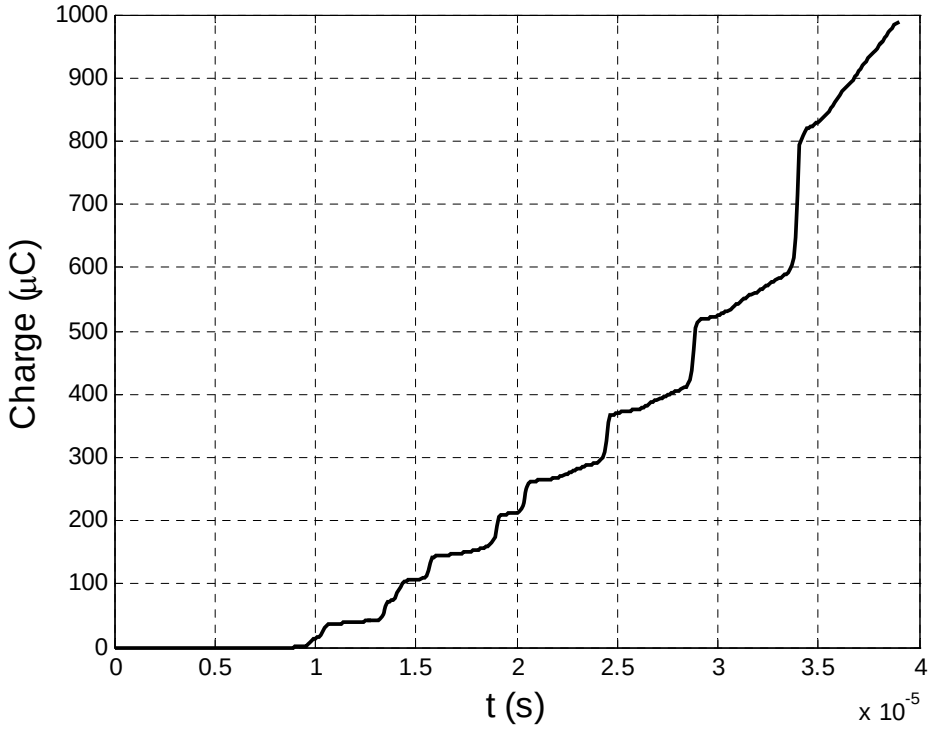


Figure 3.2.g: Charge injectée

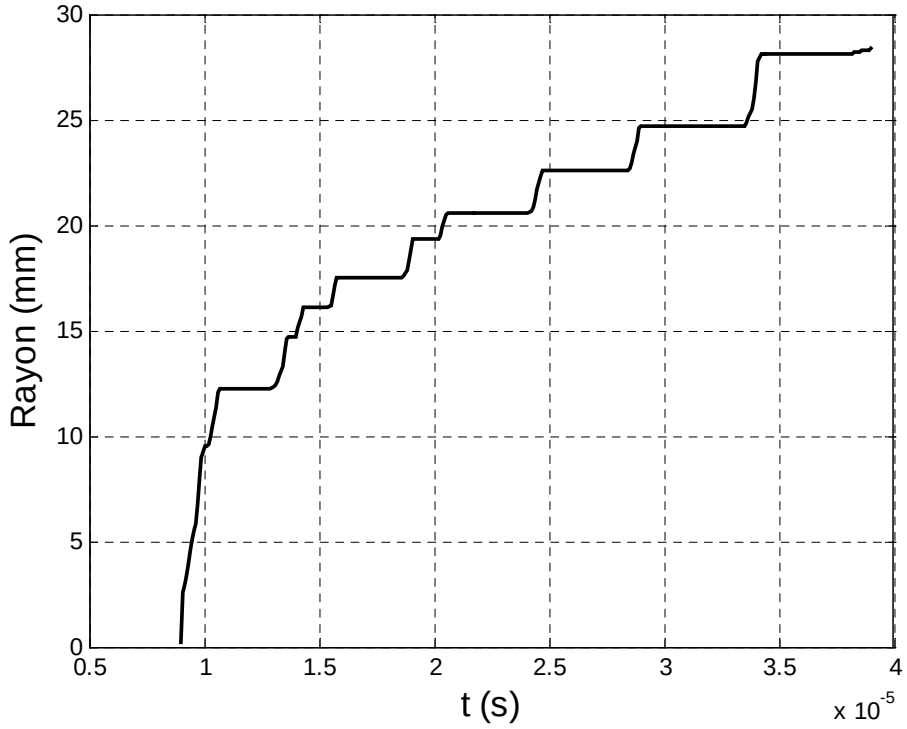


Figure 3.2.h : Rayon du canal de leader

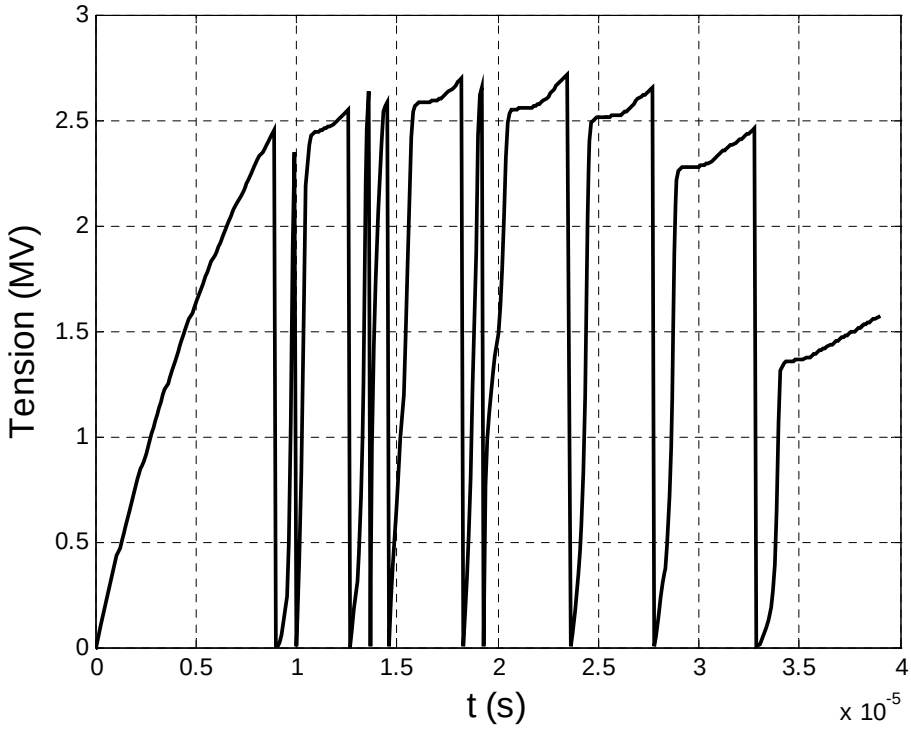


Figure 3.2.i : Tension en tête du leader négatif d'électrode

Figure 3.2 : Simulation d'une décharge négative dans un système d'électrodes pointe - plan pour un intervalle d'air de 16.7 m soumis à une onde tension bi-exponentielle T_1/T_2 = 60/3000 μs dont la valeur de crête U_{cr} = 4.2 MV.

2.3 Observations

Il ressort de ces simulations que la tension U_i et l'instant T_i d'initiation restent quasiment inchangés (Tableau 3.1). Ces valeurs sont très proches des valeurs expérimentales obtenues dans les mêmes conditions. Le champ E_i au moment de l'initiation est constant pour le modèle car ce paramètre est imposé dans le programme. Il peut changer de valeur dans le modèle lorsque la densité relative δ de l'air varie. Cette dernière dépend de la température et de la pression de l'air ambiant. Il est évident que la modification du temps de crête T_1 entraîne le changement de l'instant T_i dans le même sens. La longueur L_{Si} de la première couronne augmente avec la tension de crête U_{cr}. Son estimation dans le modèle, a été effectuée par la méthode géométrique. Les résultats montrent une bonne corrélation entre les valeurs expérimentales disponibles et celles obtenues par le modèle.

Electrode R_p (mm)	Intervalle D (m)	Forme de l'onde de choc T_1/T_2 (μs)	Données obtenues	U_{cr} (kV)	N	U_i (kV)	T_i (μs)	E_i (kV/cm)	L_{Si} (cm)
Φ600	5	60/3000	modèle	2390	28	1290±10	10,5	31,0	73±6
			essai	2465	28	1270±50	7,5	32,3±1,3	63±7
	7	60/3000	modèle	2840	7	1290±30	8,4	31,0	90,2±6
			essai	2860	7	1285±15	6,4	31,1±0,4	-

Tableau 3.1 : Paramètres de la première couronne d'après le modèle et les essais expérimentaux [23]. R_p rayon de l'électrode hémisphérique ; D distance interélectrode ; U_{cr} et T_1/T_2 caractéristiques de l'onde de tension appliquée ; N nombre des essais ou simulations effectués ; U_i et T_i, tension d'initiation et instant d'initiation respectivement ; E_i champ d'initiation ; L_{Si} longueur de la première couronne des streamers.

Les données expérimentales relatives aux instants de formation des différents types de leaders ne sont pas disponibles ou peu fiables [23]. Les critères utilisés pour valider la formation et la propagation des leaders négatif d'électrode et spatiaux, sont basés sur la valeur du champ en tête de la décharge. Ce dernier doit être supérieur ou égal à la valeur du champ critique E_c relatif à la distance non franchie par la décharge. Ainsi, les différents leaders s'initient en même temps. Les leaders spatiaux négatif et positif partent du stem spatial dont les couronnes de streamers positifs ascendants et négatifs descendants se trouvent de part et d'autre.

Lorsque le leader négatif d'électrode descendant rencontre le leader positif spatial ascendant, une réillumination de l'ensemble du canal de décharge a lieu. Ce phénomène entraîne une thermalisation et une élongation du canal de leader négatif unique qui s'est formé. Il s'en suit une grande impulsion de courant traversant l'électrode pointe. La prépondérance de ce phénomène par rapport à la propagation par bonds du canal, explique pourquoi les pics de courant relatifs à ces derniers ne sont pas visibles sur l'oscillogramme du courant. Le tableau 3.2 montre le nombre de réillumination n_R pour différentes configurations utilisées lors des essais expérimentaux et des simulations, et ses écarts types (variances) σ. On constate que le nombre de réillumination en cas d'amorçage de l'intervalle est au moins d'une réillumination de plus qu'en cas de tenue. Cette observation est valable aussi bien pour le modèle que pour les essais expérimentaux. Le caractère déterministe des nombres de réillumination obtenus par le modèle peut être expliqué par le fait que les angles de dispersion des différents leaders sont égaux à chaque instant. Ce qui n'est pas le cas en réalité. En générant de façon aléatoire les angles de dispersion que font les leaders par rapport

à l'axe de la décharge, on obtient des résultats proches des valeurs expérimentales, en répétant les simulations au moins 10 fois.

T_{cr} (μs)	Données	Tenues		Amorçages	
		n_R	σ	n_R	σ
6	essais	0,47	0,52	1,4	0,47
	modèle	1	-	2	-
	modèle+	0.6	0,7	2,1	0,3
60	essais	2,27	3,07	3,07	0,66
	modèle	4	-	5	
	modèle+	4,7	0,3	4,9	0,6
320	essais	≥ 3,3	0,9	≥ 3,4	1,1
	modèle	5	-	6	-
	modèle+	5,3	0,8	6,2	0,8

Tableau 3.2 : Nombre de réilluminations en fonction de la durée jusqu'à la crête T_1 (réillumination du leader négatif principal) [23], (+) : modèle avec des angles de dispersions aléatoires.

2.4 Conclusion

Le modèle dynamique prédictif présenté, permet de décrire avec succès la totalité de la décharge négative dans des longs intervalles d'air (supérieur à 2 m). Le fait marquant de ce modèle est que les seules données d'entrée sont la géométrie des électrodes (forme est intervalle), la tension appliquée et les conditions atmosphériques. Il fournit l'évolution spatiale et temporelle des différentes caractéristiques de la décharge telles que la trajectoire, la forme d'onde du courant et la charge correspondante, l'énergie et la puissance injectées dans l'intervalle interélectrode, le gradient du potentiel dans le canal du leader, la tension en tête de la décharge, l'évolution temporelle du rayon thermique de canal principal, et la vitesse instantanée de la propagation. Il permet également de prédire la propagation par bonds de la décharge. En comparaison avec les essais de décharge en laboratoire, les gains sont significatifs même si quelques améliorations sont nécessaires.

La validité du modèle a été vérifiée en comparant les résultats simulés aux données expérimentales disponibles dans la littérature. Une bonne concordance a été trouvé entre ceux-ci tant pour la forme des caractéristiques que l'amplitude des différentes grandeurs. La nature de la décharge obtenue par le modèle élaboré montre la propagation de celle-ci avec un couple leader négatif - stem spatial ainsi que l'intervention des leaders spatiaux, comme cela a été observé expérimentalement. Les caractéristiques électriques de la décharge telles que le courant injecté, la charge correspondante ainsi que la vitesse du leader négatif d'électrode

restent dans le même ordre de grandeur que celles mesurées expérimentalement. La propagation de la décharge négative par bonds est bien mise en évidence par le modèle. A la différence des décharges positives dans les grands intervalles d'air, les bonds correspondent plutôt aux instants de réilluminations faisant intervenir le leader négatif d'électrode descendant et le leader spatial positif ascendant tel que cela a été décrit expérimentalement. L'hypothèse selon laquelle il n'y a qu'un seul pilote c'est-à-dire un couple de leader spatial positif et de leader spatial négatif, est bien vérifiée à travers les résultats obtenus. En effet, le nombre de réilluminations relevé expérimentalement est très proche du nombre obtenu par simulations, pour les mêmes conditions d'essais en laboratoire.

3 Détermination de la tension de claquage U_{50}

3.1 Définition

La deuxième application importante du modèle porte sur l'estimation de la tension de claquage U_{50} d'un intervalle d'air donné. La détermination de cette valeur de tension fait appel à une étude statistique ainsi qu'à des notions de probabilité p_A de claquage. La tension notée U_{50} représente la valeur de la tension U_{cr} provoquant 50% de claquage (*breakdown*) et 50% de tenue (*withstand*). Le but de cette application est de déterminer la tension U_{50} par les simulations de claquage ou de tenue d'un intervalle par la méthode dite de montée et descente ou en anglais « *up and down* », le nombre d'essais à effectuer étant égal à cent. Cependant, il a été montré qu'une cinquantaine d'essais suffisent [20, 41].

3.2 Estimation de la tension U_{50}

En utilisant la méthode de montée et de descente [14] et en effectuant une série de n chocs, la valeur de la tension U_{50} est donnée par la relation :

$$U_{50} = \frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n} U_{cr}(i) \tag{3.1}$$

D'après Reess [41], il suffit d'une cinquantaine d'essais pour obtenir une bonne estimation de U_{50}.

Un deuxième paramètre noté σ est utilisé pour caractériser les essais de claquage. Il représente la variation de la probabilité p_A en fonction de U_{cr}. La valeur numérique de σ est égale à la pente entre les deux points correspondants à 50% et 16% d'amorçage et qu'on exprime en pourcentage de la tension U_{50}.

$$\sigma = \frac{p_A(50\%) - p_A(16\%)}{p_A(50\%)} \tag{3.2}$$

Connaissant la tension U_{50} et σ, on définit la tension de tenue U_0 par :

$$U_0 = U_{50}(1 - 2.5\sigma) \tag{3.3}$$

Et la tension U_{100} provoquant à coup sûr l'amorçage par :

$$U_0 = U_{50}(1 + 2.5\sigma) \tag{3.4}$$

3.3 Influence des paramètres externes sur U_{50}

La valeur de la tension U_{50} permet de quantifier le niveau de rigidité diélectrique d'un gaz (ici l'air) pour un intervalle et une configuration donnés. Les paramètres qui peuvent influencer cette valeur sont typiquement :

- la valeur du temps de crête de l'onde de tension ;
- la géométrie des électrodes c'est à dire la distance interélectrode D et le rayon de courbure R_p de l'électrode HT ;
- les conditions atmosphériques.

Les essais ont montré que la variation de U_{50} en fonction du temps de crête T_{cr} de l'onde de tension appliquée pour une distance interélectrode et une géométrie données, est une courbe en "U" [23]. Et pour une configuration donnée, il existe une onde particulière, appelée onde critique, correspondant à la tenue diélectrique la plus faible de l'intervalle. Les variations de U_{50} en fonction de T_{cr} sont négligeables lorsque l'intervalle inter-électrode diminue [41].

Les deux paramètres susceptibles de modifier la distribution du champ électrique sont D et R_p. Il est évident que la variation de la tension d'amorçage en fonction de la distance D est une fonction croissante, pour une électrode pointe donnée, quelle que soit sa forme (cône, sphère). L'expression analytique proposée par Pigini *et al* [63], puis confirmée par les expériences du groupe Les Renardières [23], donne la valeur de U_{50} en kilovolts en fonction de la distance D en mètre :

$$U_{50} = 1118 D^{0.45} \tag{3.5}$$

En polarité négative, il existe très peu de données expérimentales relatives aux variations de la tension d'amorçage en fonction du rayon de l'électrode HT. Les quelques résultats disponibles venant des études du groupe Les Renardières [23] permettent de déterminer les tendances générales. Pour les grandes distances interélectrode, il semble que le rayon de courbure de la pointe HT joue un rôle insignifiant sur la valeur de U_{50} en particulier

avec des ondes de faibles et longs temps de montée. Contrairement au cas de la polarité positive où l'on note un rayon critique à partir duquel la tension U_{50} est influencée, il ne semble pas exister un tel rayon en polarité négative. En comparant les variations de U_{50} en fonction de la distance dans les deux polarités et pour différents rayons de courbure de la pointe, Pigini *et al* [63] ont remarqué que la tension de claquage en polarité positive était généralement plus sensible aux variations de la tension de la pointe HT qu'en polarité négative.

L'humidité de l'air (exprimée en g/m^3) influe sur le développement des grandes étincelles. Des expériences menées sur plusieurs jours avec un intervalle de 8 m et pour une humidité naturelle variant de 8 à 17 g/cm^3 ont montré que la valeur de U_{50} augmentait dans le même temps de 10%. La dépendance est plus marquée pour les grands intervalles (D > 5 m) et les fortes humidités (H > 10 g/m^3), l'humidité normale de l'air étant de 11 g/m^3. Ceci est dû au fait que l'humidité a le caractère d'un gaz électronégatif.

La température et la pression ambiante ont pour effet de modifier la densité de l'air. Pour comparer les résultats d'essais effectués dans des conditions atmosphériques différentes, il est nécessaire de ramener les résultats de mesures aux conditions normales de pression et de température (P_0 = 100 kPa et T= 20°C respectivement). Ainsi, la tension d'amorçage normalisée U_{50n} obtenue dans des conditions atmosphériques données sera :

$$U_{50n} = \frac{U_{50}}{\delta} \tag{3.6}$$

où δ est la densité relative de l'air. δ est fonction de la température T et de la pression P (cf. équation (2.2)).

3.4 Calcul de la tension U_{50} pour différentes configurations

En se référant aux expériences réalisées en polarité positive [4, 5, 9, 12], la dispersion statistique des processus de claquage est due en grande partie à la tortuosité aléatoire du canal du leader et au temps de retard statistique lié à l'initiation de la première couronne. Aussi, le modèle de décharge négative développé montre des corrélations entre différentes variables. Le calcul tient compte des variétés de conditions conduisant à une tenue ou un arrêt de la décharge.

En utilisant la méthode des montées et descentes, nous déterminons les tensions de claquage U_{50} pour quatre distances interélectrodes respectivement 2.6 m , 3 m , 4m, 7 m et 10 m. Les électrodes acérées (HT) utilisées sont du type hémisphérique de diamètre 0.6 m. Les tensions appliquées sont des ondes de tensions de manœuvre de polarité négative de 60/3000 μs.

La figure 3.3 donne l'évolution de la tension U_{50} en fonction de la distance interélectrodes relevée par le groupe Les Renardières [23], en polarité négative pour les données expérimentales ci-dessus. L'augmentation de la tension de claquage avec la distance interélectrodes n'est pas linéaire. Les figures 3.4 à 3.7 donnent les tensions de claquage U_{50} simulées pour des séries de 50 chocs, pour chacun des intervalles interélectrodes dans les mêmes conditions.

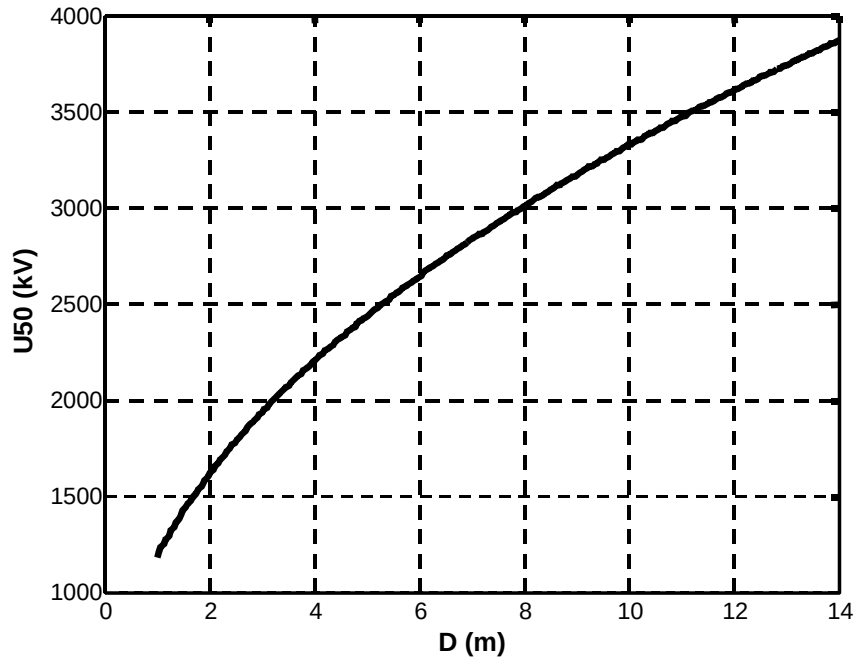


Figure 3.3: Evolution de la tension de claquage U_{50} en fonction de la distance interélectrode D pour une configuration d'électrodes pointe – plan (pointe hémisphérique de diamètre 0,6 m) soumis à des tensions de polarité négative pour une onde 60/3000 μs d'après le groupe des Renardières [23].

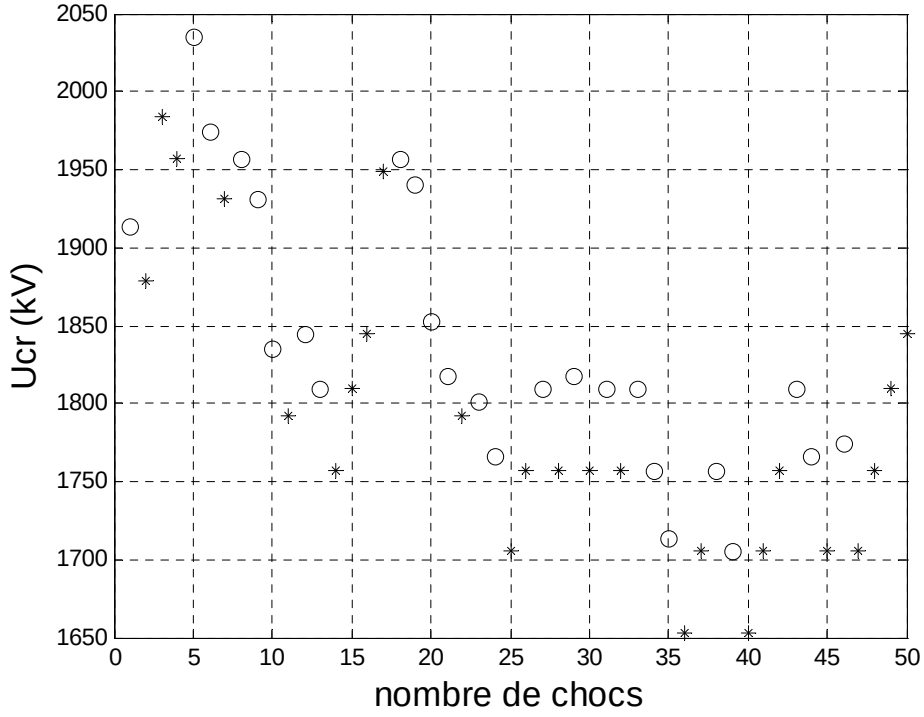


Figure 3.4: Une séquence "up and down". Intervalle D = 2,6 m. Onde 60/3000 μs. Les cas d'amorçage sont caractérisés par les points « o » et les cas de tenue par des astérix « * ». U_{50} = 1813,9 kV et σ= 2,4%.

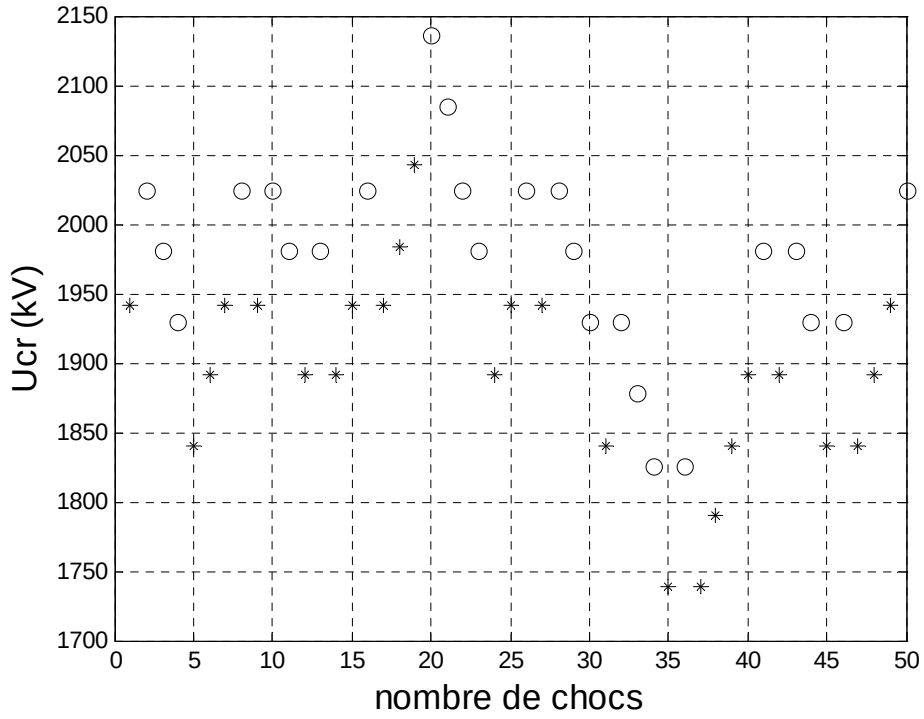


Figure 3.5: Une séquence "up and down". Intervalle D = 3 m. Onde 60/3000 μs. Les cas d'amorçage sont caractérisés par les points « o » et les cas de tenue par des astérix « * ». U_{50} =1934,6 kV et σ=3,0 %.

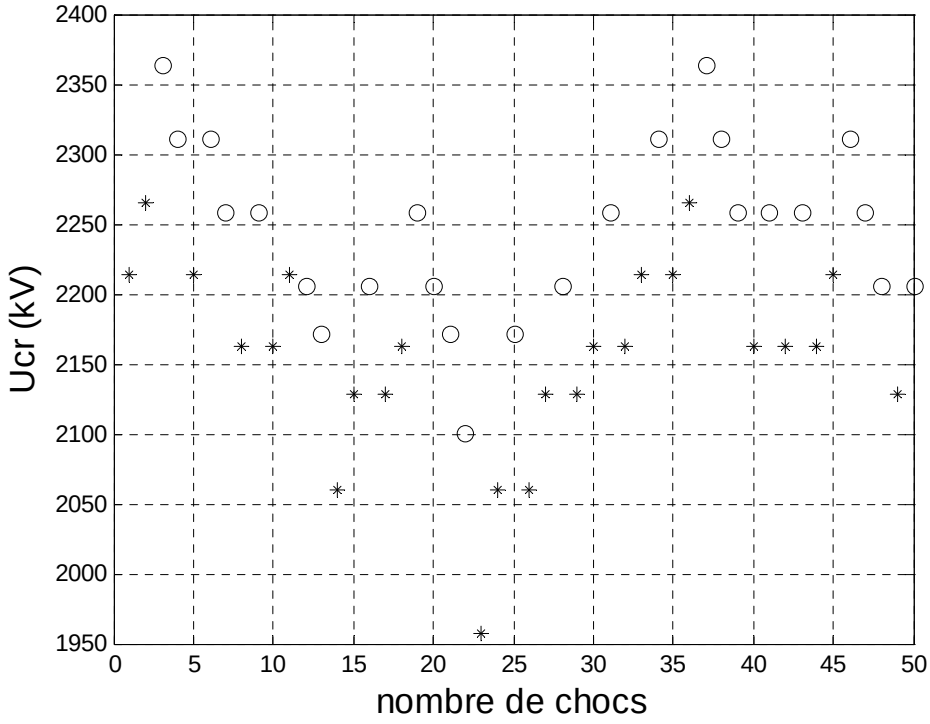


Figure 3.6: Une séquence "up and down". Intervalle D = 4 m. Onde 60/3000 μs. Les cas d'amorçage sont caractérisés par les points « o » et les cas de tenue par des astérix « * ». U_{50} = 2202 kV et σ= 3,4%.

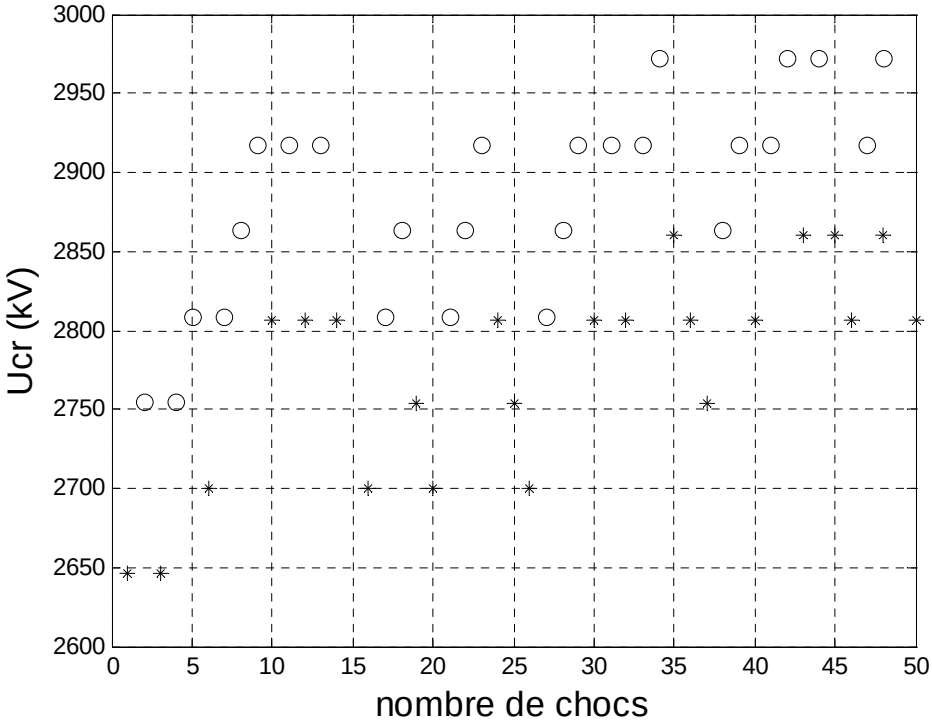


Figure 3.7: Une séquence "up and down". Intervalle D = 7 m. Onde 60/3000 μs. Les cas d'amorçage sont caractérisés par les points « o » et les cas de tenue par des astérix « * ». U_{50} = 2832,5 kV et σ= 3,9%.

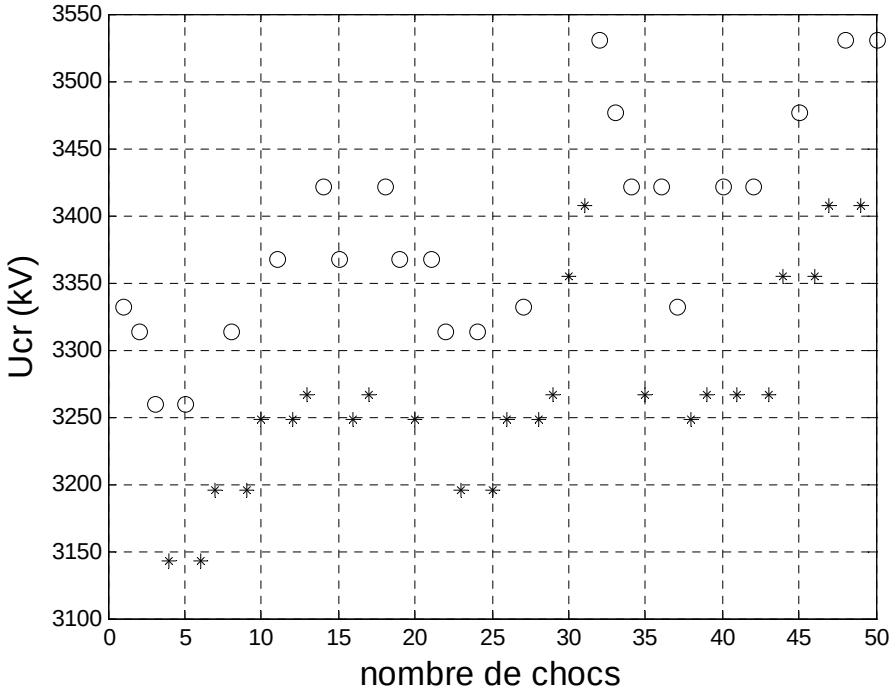


Figure 3.8: Une séquence "up and down". Intervalle D = 10 m. Onde 60/3000 μs. Les cas d'amorçage sont caractérisés par les points « o » et les cas de tenue par des astérix « * ». U_{50} = 3325,7 kV et σ= 4,2%.

Les résultats de simulation montrent que la tension de claquage U_{50} en polarité négative est bien plus élevée qu'en polarité positive (Tableau 3.3). Quant aux écarts-types, ils sont de l'ordre de 4 à 5%, comme en polarité positive [14].

Distance interélectrode en (m) Electrode de pointe hemisphérique de 0,6 m Onde de tension de 60/3000 μs		2,6	3	4	7	10
Valeurs de U_{50} (kV) simulées en polarité positive [54]		1039,8	1133,6	1270	1777,6	1865,4
Valeurs de U_{50} (kV) mesurées expérimentalement en polarité négative [23]		1890,5	1994,8	2302	3017,3	3464,3
Valeurs de U_{50} simulées en polarité négative	Niveau (MV)	1813,9	1934,6	2202	2832,5	3325,7
	Écart-type (%)	2,4	3,0	3,4	3,9	4,2

Tableau 3.3 Comparaison des tensions de claquage simulées en polarités négative et positive, et des données expérimentales [23].

Pour comparer les valeurs de la tension U_{50} et du temps de retard T_B au claquage simulés et mesurés expérimentalement [23], nous avons effectué des simulations répétitives pour deux valeurs du diamètre de l'électrode hémisphérique, respectivement 100 et 600 mm.

Le tableau 3.4 montre que les valeurs de U_{50} et T_B simulés sont très proches de celles estimées expérimentalement par le *Groupe Les Renardières*.

Forme de l'électrode	D (m)	Forme de la tension T_1/T_2 (μs)	U_{cr} (MV)	Conditions atmosphériques			Résultat	T_B (μs)	U_{50} (kV)
				P (mb)	T (°C)	h (g/m^3)			
Hémisphère ϕ 100 mm	5	60/3000	2,818	1010	14,1	6,6	mesure	58,3	2414
							simulation	55,2	2514
Hémisphère ϕ 600 mm	7	60/3000	2,964	1008,9	16,8	8,3	mesure	71,4	2965
							simulation	73,3	3105

Tableau 3.4 : Paramètres d'amorçage mesurés expérimentalement par le Groupe Les Renardières [23] et simulés pour deux diamètres de l'électrode hémisphérique et deux intervalles inter électrodes.

Ces données montrent que les estimations de la tension de claquage ainsi que l'instant d'initiation du saut final sont fiables dans le cas des grandes distances et pour une onde de tension T_1/T_2 de 60/3000 μs. Les ondes caractérisées par un temps à demi-amplitude T_2 plus longues, diminuent l'instant T_B. Les études menées par le *Groupe Les Renardières* ont montré qu'il existe un valeur minimale de la tension de claquage U_{50} correspondant à une valeur du temps de crête T_1 lorsque le temps à demi-amplitude T_2 et la tension de crête U_{cr} sont maintenues fixes pour une configuration d'électrodes donnée.

3.5 Conclusion

Le modèle de décharge négative que nous avons élaboré, a été utilisé en boucle afin de déterminer les valeurs de la tension de claquage U_{50} pour certaines configurations ainsi que le temps de retard au claquage correspondant. Les résultats de simulation obtenus sont en bon accord avec ceux mesurés expérimentalement. Les écarts-types sont relativement faibles pour les distances inter électrodes prises dans les exemples se référant aux travaux réalisés en polarité positive. Ainsi, cette application du modèle montre que celui-ci constitue un outil d'aide intéressant pour le dimensionnement des structures isolantes.

4 Application à la décharge de foudre négative

4.1 Introduction

L'étude de la foudre in-situ est très délicate à mener vu l'aspect aléatoire qui caractérise ce phénomène et l'impossibilité de contrôler l'instant et le lieu où elle peut « frapper ». Bien qu'il soit possible depuis quelques années de déclencher artificiellement la foudre, la physique du phénomène n'est pas encore maîtrisée et beaucoup de questions restent encore sans réponses. De plus, les essais en grandeur nature sont lourds à mettre en œuvre. C'est pourquoi, disposer d'un modèle de décharge de foudre négative permettant de prédire ses différentes caractéristiques serait très utile pour le dimensionnement des structures et la protection des biens et des personnes contre les effets directs et indirects de la foudre.

La grande similitude entre les phénomènes de décharge de foudre et la décharge d'étincelle de laboratoire nous permet d'étendre et d'appliquer le modèle moyennant l'adaptation de certains paramètres au cas des décharges de foudre négative.

La connaissance de certaines données et des mécanismes de décharge de foudre négative permet d'attribuer des valeurs appropriées aux paramètres du modèle de décharge de foudre négative issu du modèle relatif aux grands intervalles d'air développé au chapitre précédent. L'intervalle constitué par un nuage chargé négativement et le sol peut être assimilé à une configuration d'électrodes pointe négative - plan soumise à une tension constante juste avant l'initiation de la décharge de foudre [28].

Avant de procéder à l'extension de notre modèle à la décharge de foudre négative, nous rappelons d'abord l'état de l'art dans le domaine de la décharge de foudre dans les deux polarités, tant du point de vue des connaissances théoriques que des résultats expérimentaux. Une description des différents aspects phénoménologiques caractérisant les décharges atmosphériques est faite afin de comprendre les différentes phases de leur développement et d'en tenir compte dans le modèle.

Pour modéliser et simuler la décharge de foudre négative, nous adoptons la même démarche que celle utilisée en polarité positive [16-20], c'est à dire en se basant sur l'analogie entre les décharges dans les grands intervalles d'air et la décharge de foudre et en utilisant la méthode des circuits électriques équivalents.

4.2 Le condensateur terrestre

La couche de la haute atmosphère ionisée, l'électrosphère, et la surface de la terre forment les armatures d'un condensateur sphérique (Figure 3.9). Par beau temps, la tension entre ces deux armatures, distante d'environ 50 km, est estimée à 300 kV, ce qui génère un champ électrique au sol de 100 à 150 V/m. L'électrosphère étant chargée positivement, le vecteur représentatif de ce champ est dirigé vers la terre où la charge négative répartie sur la surface est égale à 10^6 C.

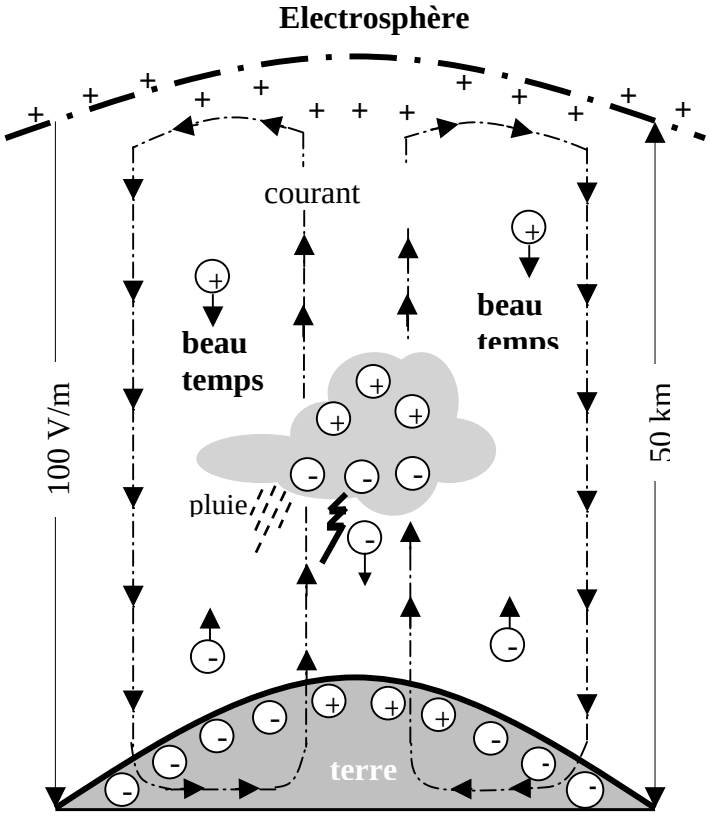


Figure 3.9 : Le condensateur sphérique formé par la terre et l'électrosphère [70]

Un courant électrique (courant de fuite) de l'ordre de 1,8 kA sur la surface totale de la terre, s'écoule à travers l'atmosphère. Il se produit alors une neutralisation de la charge négative terrestre par apport de charges positives issues de l'électrosphère. Un déséquilibre électrostatique apparaît entre la terre et son environnement. Le rétablissement de cet équilibre va s'effectuer par la formation de nuages orageux et par la foudre. Le rôle des orages est de compenser le courant de fuite en alimentant la surface de la terre en charges négatives. Ils

agissent donc comme un générateur rétablissant la valeur de la différence de potentiel existant entre les armatures du condensateur sphérique qui décroît naturellement par beau temps.

4.3 Les nuages orageux

Les nuages orageux sont d'énormes masses en forme d'enclume, les cumulo-nimbus, qui occupent une surface de plusieurs dizaines de kilomètres carrés. Leur épaisseur peut atteindre plusieurs kilomètres, l'extrémité inférieure étant située à une altitude d'environ 2 km [69, 70].

Selon la nature des régions (conditions de température, de pression et d'humidité) où ils se forment, les nuages sont classés en deux catégories :

- Les nuages de chaleur qui se développent dans les régions tropicales. La combinaison d'une très forte humidité de l'atmosphère et de réchauffements locaux du sol engendre la formation d'une masse d'air à la fois chaude et humide pratiquement isolée thermiquement de l'air environnant laquelle, sous l'action de courants atmosphériques, prend un mouvement ascendant. La température diminuant en fonction de l'altitude par rapport au sol, cette masse d'air se condense lorsqu'elle atteint environ 2 km et forme le nuage orageux.
- Les nuages orageux qui résultent, dans les régions à climat tempéré, de la rencontre entre deux masses d'air importantes ayant des températures et des pressions différentes. Cette rencontre produit également des courants ascendants accompagnés de condensation. Contrairement aux nuages de chaleur dont la durée n'excède pas une heure et demie, les nuages ainsi formés peuvent subsister plusieurs jours et se propager sur des milliers de kilomètres.

Parallèlement à ces phénomènes thermodynamique, il se produit une séparation des charges électriques au sein du nuage. Il n'existe pas encore de théorie satisfaisante pour expliquer les faits observés : la partie supérieure du nuage, constituée de cristaux de glace, est chargée positivement, tandis que la partie inférieure, constituée de gouttelettes d'eau, est chargée négativement. Souvent, un îlot de charges positives est entouré dans cette masse négative. Le nuage constitue ainsi un véritable dipôle dont la charge totale, distribuée dans le volume de 50 km^3, peut atteindre plusieurs dizaines de milliers de coulombs [69].

Cette séparation de charge crée des contraintes électriques entre les différentes couches intérieures du nuage ainsi qu'entre sa partie inférieure et le sol (Figure 3.10).

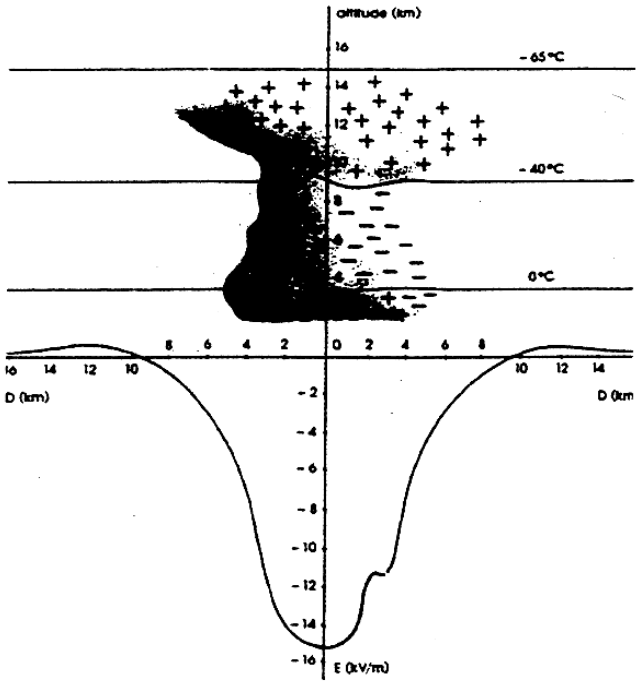


Figure 3.10 : Distribution des charges électriques et répartition du champ électrique dans un nuage orageux en fonction de la distance horizontale et de l'altitude [28]

Lorsque la valeur limite de claquage dans l'air est atteinte, il se produit une décharge électrique à l'intérieur du nuage ou entre nuages (les éclairs), ou encore entre le nuage et le sol (la foudre).

Au moment de la formation du nuage orageux et sous l'influence de la charge négative disposée à sa base, dont l'effet devient prépondérant, le champ électrique au sol commence à s'inverser. Lorsque son amplitude a atteint 10 à 15 kV/m, une décharge au sol est imminente. Cette inversion du champ électrique, suivie d'une forte croissance de son module, est donc le signe annonciateur de la foudre.

4.4 Les différents types de décharges

4.4.1 Introduction

Les décharges atmosphériques peuvent avoir lieu à l'intérieur d'un même nuage, entre deux nuages ou entre un nuage et le sol. Les deux premières sont matérialisées par des éclairs et les troisième est ce qu'on appelle la foudre. Dans les régions tempérées, il y a en moyenne trois éclairs pour une décharge de foudre. Cette proportion peut atteindre voire excéder la valeur de six dans les régions tropicales [26, 29].

Les nuages se formant à des altitudes différentes, deux ou plusieurs masses nuageuses peuvent interagir entre elles de manière à développer une décharge électrique (éclair) entre la partie inférieure de l'un et la partie supérieure de l'autre. Ces éclairs sont généralement des décharges qui peuvent se propager horizontalement ou verticalement sur plusieurs dizaines de kilomètres. Les courants qu'ils écoulent sont beaucoup plus faibles que ceux associés à la foudre. Néanmoins, les décharges atmosphériques peuvent frapper les avions et même si les accidents causés par le foudroiement d'un avion en vol sont rares. Ces problèmes restent d'actualité du fait de l'évolution des structures des avions (matériaux composites) et la sensibilité de l'électronique embarquée aux perturbations engendrées par ce genre de phénomène.

Sous l'effet de la charge négative, le sol se charge de la polarité opposée. Ce système forme un condensateur nuage - sol. Lorsque la différence de potentiel entre les deux armatures est suffisante, c'est-à-dire supérieure ou égale au seuil de tenue diélectrique de l'air, une décharge (leader ou traceur) se développe et réalise une liaison conductrice entre le nuage et le sol. Une certaine charge négative est ainsi restituée au sol, ce qui permet de rétablir l'équilibre naturel que l'on a mentionné précédemment.

On classe habituellement les coups de foudre selon le sens d'écoulement du courant principal. Par convention, on définit le coup de foudre négatif lorsque la partie inférieure négative du nuage se décharge et le coup de foudre positif lorsque c'est la partie positive du nuage (îlot positif de base ou même la partie supérieure) qui se décharge. Dans les régions tempérées, le coup de foudre positif représente environ 10% de l'ensemble des foudroiements.

Un second critère de classification des coups de foudre se réfère au sens de la propagation du traceur principal. On parle alors de coups de foudre ascendants ou descendants.

4.4.2 Description d'un coup de foudre

La première phase d'un coup de foudre est toujours la formation d'une pré-décharge peu lumineuse appelée « leader ». Il prend son origine soit au niveau d'un nuage et se propage en direction du sol, soit au niveau du sol et progresse vers le nuage (Figure 3.10). Dans les deux cas, le leader réalise une connexion suffisamment conductrice entre le nuage et le sol pour permettre le passage ultérieur d'un courant intense : le coup de foudre.

Ces deux paramètres (polarité et sens de propagation du leader) permettent de distinguer quatre types de coup de foudre (Figure 3.11).

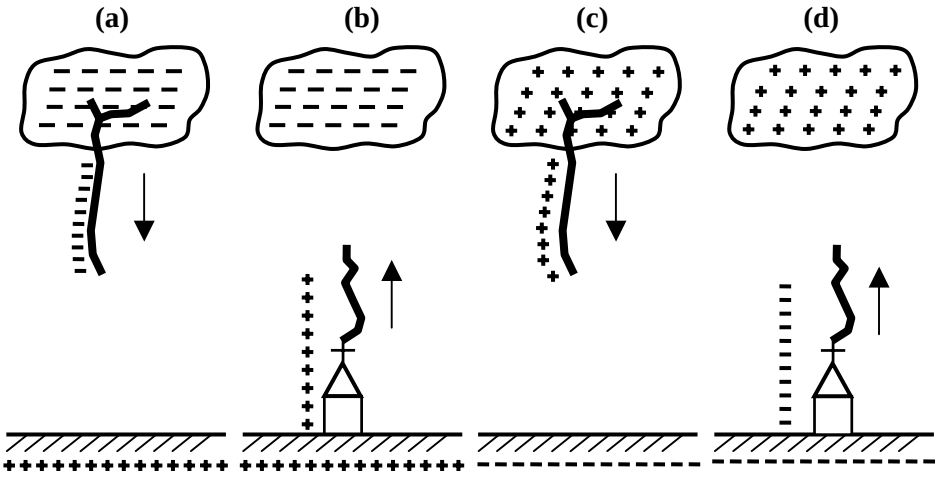


Figure 3.11 : Les différents types de coups de foudre. a) leader négatif descendant ; b) leader positif ascendant à partir d'une structure de grande hauteur ; c) leader positif descendant ; d) leader négatif ascendant à partir d'une structure de grande hauteur

4.4.3 Coups de foudre ascendant négatif

Le coup de foudre négatif ascendant (Figure 3.10.d) est extrêmement rare. Il est dû aux conditions de champs moyens de propagation d'une décharge négative par rapport à celles d'une décharge positive. Des mesures optiques ont montré que la vitesse de propagation des leaders (traceurs) positifs ascendants est comprise entre 0,2 à 1 m/μs [32].

4.4.4 Coups de foudre descendants

Ils représentent, si l'on néglige le coup de foudre ascendant de polarité négative, 90% des cas de foudroiement enregistrés dans les régions tempérées (Figure 3.10.a). C'est pourquoi, les recherches s'orientent vers ce type de coup de foudre.

Le leader négatif progresse depuis le nuage en direction du sol, par bonds successifs de quelques dizaines de mètres. Le temps d'arrêt entre deux bonds, appelé période sombre, est compris entre 40 et 100 μs. Ce type de propagation par bonds, spécifique à la décharge négative, est appelé propagation par « *stepped leader* ». La vitesse moyenne du leader négatif est du même ordre que celle du leader positif dans les coups de foudre ascendants [70]. Dès que le leader négatif s'approche suffisamment du sol, le champ augmente et un leader positif se développe à son tour, généralement depuis une saillie. Lorsque les deux leaders se rejoignent, un canal s'établit entre le nuage et le sol, et un fort courant peut alors s'écouler. Les charges positives situées au sol et induites par le nuage, remontent le canal ionisé et neutralisent les charges de ce dernier. Cette phase est caractérisée optiquement par un trait

lumineux qui progresse depuis le sol en direction du nuage avec une vitesse estimée au tiers de la vitesse de la lumière : c'est l'arc en retour ou « *return stroke* ».

Plusieurs décharges se développent ensuite dans ce canal conducteur ; on les appelle « décharges subséquentes ». Un coup de foudre complet comprend en moyenne, 4 arcs en retour et dure entre 0.2 et 2 secondes. La figure 3.12 représente les différentes séquences d'un coup de foudre descendant complet.

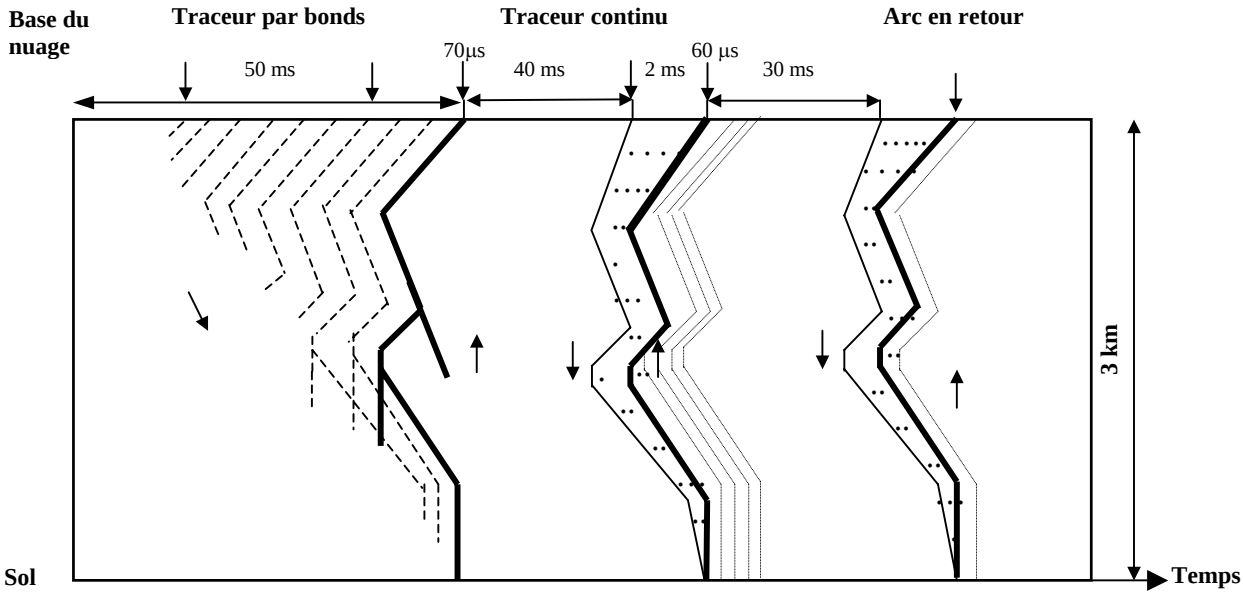


Figure 3.12 : Schématisation d'un coup de foudre descendant, d'après Uman [70].

La décharge de foudre se décompose en deux phases successives :

- une phase de pré-décharge faiblement lumineuse ;
- l'amorçage d'un arc dans le canal de pré-décharge.

Pendant environ 100 ms, l'activité électrique intra-nuage s'intensifie et se manifeste par des décharges préliminaires de durée typique 10 ms, à l'intérieur du nuage, qui organisent les charges et créent les conditions de développement d'une pré-décharge. La pré-décharge (précurseur, traceur ou leader) se propage alors du nuage vers le sol par bonds de quelques dizaines de mètres, séparées par des temps d'arrêt de l'ordre de 20 à 100 µs : c'est le précurseur par bond. Au fur et à mesure que ce traceur progresse, il se ramifie et la luminosité du chemin ionisé s'accroît. Au cours de cette phase, un important rayonnement électromagnétique, haute fréquence mais d'amplitude moyenne, est émis. Dès que le précurseur arrive à l'extrémité du sol, des pré-décharges ascendantes se développent à partir

d'une saillie dans sa direction. Lorsque le leader et la pré-décharge se rejoignent, il y a court-circuit entre le nuage et le sol, ce qui permet le passage d'un courant de forte intensité résultant des charges superficielles du sol. Elles remontent le canal ionisé formé par le leader en neutralisent les charges superficielles du sol. On observe ainsi un trait fortement lumineux qui progresse depuis le sol jusqu'au nuage à une vitesse estimée à 10^8 m/s [24] : c'est l'arc en retour.

4.5 Paramètres électriques de la foudre

Les allures des courants associés au coup de foudre négatif sont variées aussi bien en amplitude qu'en durée. On peut cependant dire que pour le premier arc en retour, le temps de montée (ou le temps de front) de l'impulsion de courant est de l'ordre de 5 à 10 μs et que la durée de sa décroissance est d'environ 100 μs [46]. L'ordre de grandeur de la valeur crête du courant est de quelques dizaines de kA. Les décharges subséquentes présentent un temps de front inférieur à la microseconde, une décroissance plus régulière et une amplitude plus petite que celle de l'arc en retour [71].

Les coups de foudre positifs ne sont quant à eux constitués que d'une seule décharge de durée totale variant de 0.1 à 0.2 s. La durée du front est relativement longue (20 à 50 μs) et l'amplitude du courant peut atteindre des valeurs supérieures à 100 kA.

Outre les grandeurs décrites ci-dessus, il existe deux autres caractéristiques de la foudre, intéressantes à déterminer.

La première représente la charge totale *Q* neutralisée au cours d'un coup de foudre. La valeur moyenne est de l'ordre de la dizaine de coulombs mais peut atteindre dans certains cas 300 C.

La deuxième, appelée énergie spécifique et définie par la relation: $\int i^2 dt$. Elle est utilisée lors du calcul des effets thermiques de la foudre ou du dimensionnement de paratonnerre.

Les termes liés aux variations de courant (*i(t), di/dt,* $\int i^2 dt$) sont également importants lorsque l'on s'intéresse à la composante induite, rayonnée ou électrostatique de la décharge.

Le tableau 3.5 récapitule les caractéristiques électriques moyennes de la foudre (polarité positive et négative confondues) [46]:

Paramètres	Unité	Probabilité		
Amplitude	kA	95%	50%	5%
Premier coup		7	33	85
Coup subséquent		4,6	12	30
Coup positif		4,6	35	250
Raideur max.	kA/μs			
Premier coup		9,1	24	65
Coup subséquent		10	40	162
Coup positif		0,2	2,4	32
Energie spécifique	kA^2			
Premier coup		6,0	55	550
Coup subséquent		0,55	6,0	52
Coup positif		25	650	$1,5\ 10^4$
Charge totale	C			
Coup négatif		1,3	7,5	40
Coup positif		20	80	350
Durée totale	ms			
Coup négatif		0,15	13	1100
Coup positif		14	85	500
Nombre de réilluminations	n	1	2	6

Tableau 3.5 : Paramètres caractéristiques de décharges de foudre [46]

4.6 Les formes d'onde des courants de foudre

Comme dans le cas de la décharge de foudre positive, les coups de foudre négatifs présentent des décharges riches et variées en courants impulsionnels d'amplitude et de durée diverses lors de sa propagation. La première impulsion correspond à l'initiation de la première couronne de streamers. Elle est suivie par des impulsions d'amplitude de plus en plus importante correspondant essentiellement aux réilluminations du canal de décharge.

L'onde de courant peut être modélisée par une fonction bi-exponentielle (Figure 3.13) pendant le saut final et de l'arc en retour. La durée de front (t_m) varie entre 10 et 15 μs et la durée de la queue à mi-amplitude (t_o) est de l'ordre de la centaine de microsecondes lors de cette phase finale de la décharge.

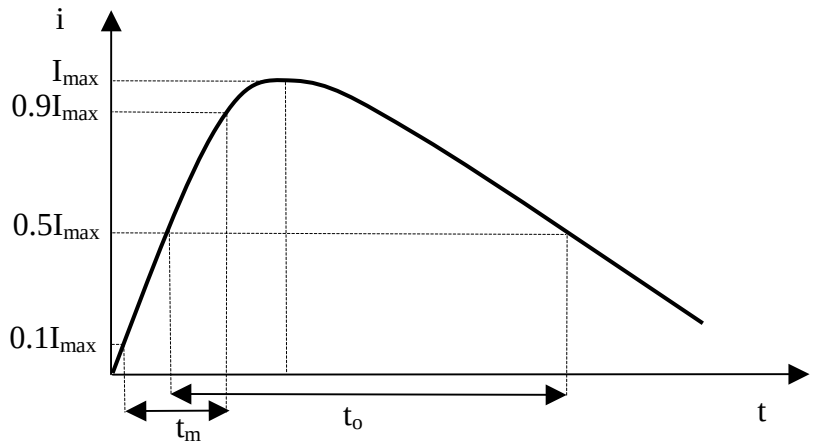


Figure 3.13 : Courant de l'onde de foudre pendant l'arc en retour

4.7 Analogie avec les grandes étincelles

La structure de la décharge de foudre et celle des grandes étincelles sont identiques du point de vue des phénomènes physiques mis en jeu. Les critères d'avancement du canal de décharge sont similaires. La progression par bonds du leader en polarité positive est conditionnée par le critère de champ électrique. En polarité négative, cette progression se fait par réillumination. Les ordres de grandeur des paramètres associés aux deux phénomènes sont différents du fait du facteur d'échelle d'une part et des conditions de décharges d'autre part (Tableau 3.6). Aussi, la vitesse de propagation et le courant du précurseur (leader) par bonds sont plus faibles dans le cas des grandes étincelles.

		Foudre	Etincelle
Leader positif	Vitesse [cm/μs]	10 à 100	1,5 à 2
	Courant [A]	50 à 200	0,5 à 1
Leader négatif	Vitesse moyenne [cm/μs]	10 à 50	5 à 10
	Courant moyen [A]	-	5 à 10
	Intervalle entre bonds [μs]	30 à 50	10 à 20
	Longueur des bonds [m]	5 à 20	0,5 à 1,5

Tableau 3.6 : Comparaison coup de foudre – étincelle de laboratoire [46]

Il est évident que l'extension du modèle de la longue décharge négative à la foudre doit prendre en compte les problèmes liés au facteur d'échelle. De plus la simulation en

laboratoire introduit d'autres paramètres dans le phénomène de décharge. En particulier, les parois du laboratoire haute tension ont une influence non négligeable sur le rayonnement électromagnétique de la décharge ; de multiples réflexions se produisent sauf si le laboratoire est équipée de cônes d'absorption (chambre anéchoïde,) qui transforment cet espace fermé en espace infini, du point de vue rayonnement électromagnétique, en absorbant celui-ci sans réflexion.

Malgré toutes ces limitations, l'analogie qui existe entre les grandes étincelles de laboratoire et la décharge de foudre naturelle offre un moyen satisfaisant d'étude et d'essais de la foudre ainsi que de ses effets sur les activités humaines.

4.8 Simulations

4.8.1 Modélisation d'une décharge de foudre négative

L'extension du modèle de la décharge négative établi pour les grands intervalles d'air, à la décharge de foudre négative, nécessite la prise en compte d'un certain nombre de paramètres spécifiques à la foudre. Ceci étant, la décharge de foudre négative peut être représentée par le même schéma électrique équivalent établi pour les décharges négatives de laboratoires (Figure 2.5).

On admet qu'au moment de l'initiation de la couronne négative, la tension U_c est constante. Les valeurs de cette tension sont généralement de l'ordre de dizaines de Mégavolt pour les distances nuage – sol allant de 2000m à 7500m [32].

L'élément R_0 du schéma équivalent représente l'impédance équivalente de la terre, traversée par le courant du canal de décharge de foudre. La valeur de cette impédance qu'on considère comme une résistance pure, ne dépend ni de la polarité de la décharge, ni de la hauteur nuage - sol. Comme en polarité positive, les différentes simulations ont montré leurs indépendances par rapport à R_0 que l'on choisit égale à 100 Ω [39, 54].

Le paramètre C_0 représente la capacité du condensateur équivalent au système nuage – sol. Les armatures de ce condensateur sont assimilées à deux disques conducteurs de diamètre H pris égal à 1000 m, distants de D [25, 39]. La capacité C_0 est donnée par la relation :

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \pi H^2}{4D} \tag{3.8}$$

Les éléments R_j, L_j *et* C_j du circuit électrique équivalent sont calculés de la même manière que ceux du modèle de décharge dans les grandes distances. La distance D_f par

rapport à l'axe vertical de la décharge où le champ électrique est considéré nul est prise égale à 100 km [39].

L'électrode pointe négative n'étant pas définie, on admet que la base du nuage chargée négativement se comporte du point de vu électrique comme une électrode négative ayant un rayon équivalent R_p. La valeur de ce dernier peut être estimée expérimentalement connaissant le champ en un point de l'axe de l'intervalle au moment de l'initiation de la couronne en utilisant l'approximation hyperboloïdale. La connaissance de la valeur de ce rayon permet de calculer le champ électrique dans l'intervalle en fonction de la tension appliquée U_c et de la densité relative de l'air δ.

Comme dans le cas de la longue décharge, l'initiation de la première couronne intervient quand le champ en tête de l'électrode équivalente, calculé à l'aide de l'équation (2.3), dépasse la valeur du champ d'initiation E_i estimé par la formule (2.1). La taille des streamers de la première couronne peut être déterminée par la méthode géométrique ou de façon empirique entre 50 et 100 m, comme en polarité positive [39, 54].

Si la tension appliquée U_c et par conséquent le champ géométrique appliqué E_A dans l'intervalle sont suffisants, le critère d'initiation du leader négatif reste le même que celui des décharges dans les grands intervalles. Le rayon initial r_0 du leader négatif ainsi initié est de l'ordre du centimètre [39, 54]. Dans notre cas, sa valeur est estimée à 0.75 cm. N'étant connu d'avance pour les décharges de foudre négative, ce rayon r_0 est un paramètre de simulation.

Pendant le développement de la décharge de foudre, les différents paramètres du leader négatif d'électrode en fonction du courant de décharge Ic sont calculés à chaque pas de simulation. Il s'agit de la conductivité σ et du degré d'ionisation ξ ainsi que du champ réduit $E_r = E/N$. Les données E et N sont respectivement le champ interne et la densité du gaz du leader négatif d'électrode. Ces derniers changent de façon significative en fonction du facteur d'échelle. Notons aussi que ces paramètres sont obtenus par extrapolation à partir des données expérimentales relatives à la polarité positive [54]. Nous ne disposons pas de données pour la polarité négative.

4.8.2 Résultats de simulations

Pour valider notre modèle de décharge de foudre négative, nous comparons les caractéristiques qu'il donne aux quelques grandeurs expérimentales disponibles et rapportées dans la littérature [71]. Ainsi, nous considérons trois distances nuage – sol : 2000, 5000 et 7500 m. La surface active (le nuage) est assimilée à un disque de diamètre 1000 m dans les

trois exemples traités [71]. Rappelons que les simulations sont effectuées selon l'organigramme présenté dans le chapitre 2 en utilisant la bibliothèque scientifique MATLAB.

Exemple 1 : distance nuage – sol égale à 2000 m

Pour cette distance, la différence de potentiel est estimée à U_{cr} = 25 MV. Et les conditions atmosphériques au sol considérées sont : P = 100 kPa et T = 20°C. Dans ce cas, les paramètres de simulation n'ont pas pu provoquer le claquage de l'intervalle nuage – sol. Les résultats de simulation sont donnés dans la figure 3.14.

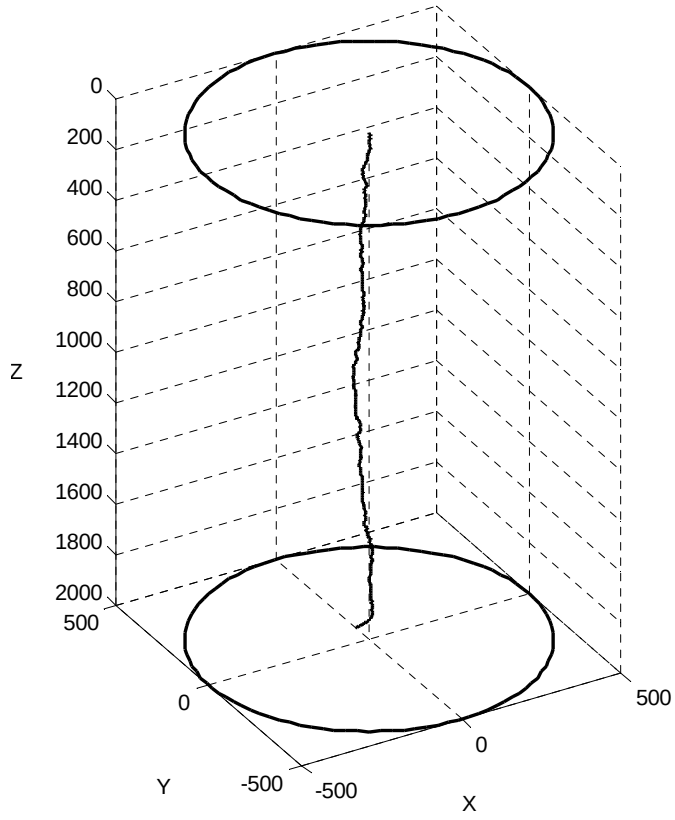


Figure 3.14.a : Trajectoire spatiale du leader négatif d'électrode.

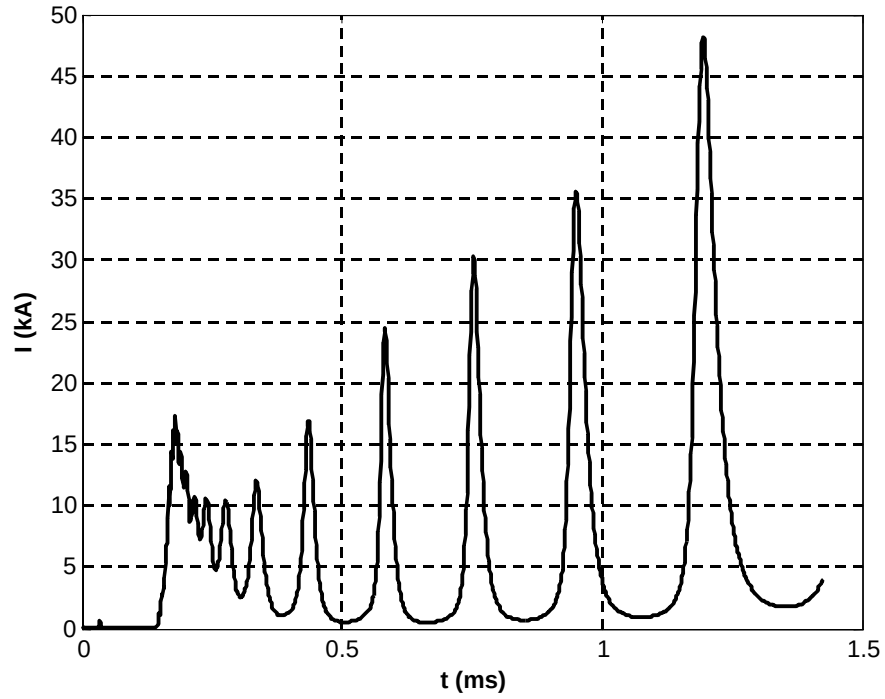


Figure 3.14.b : Courant dans le leader négatif d'électrode pendant la propagation.

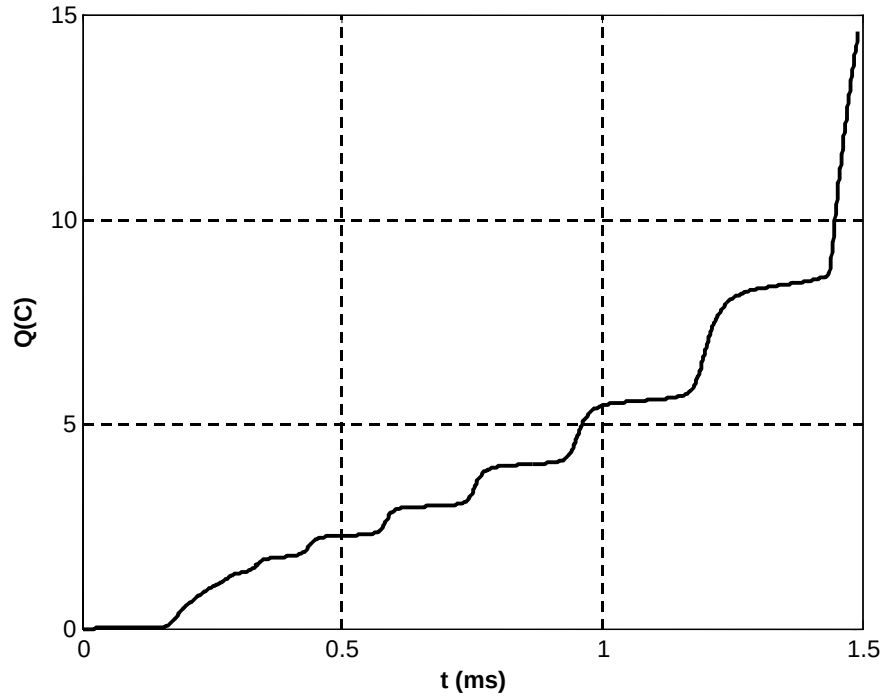


Figure 3.13.c : Charge injectée dans l'intervalle d'air.

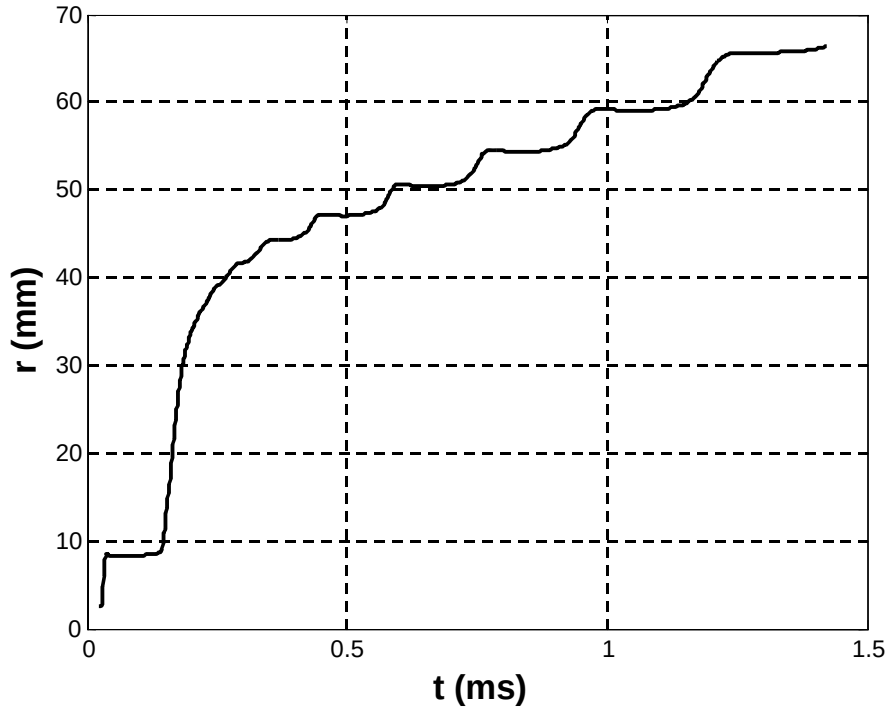


Figure 3.14.d : Evolution du rayon thermique du leader négatif d'électrode.

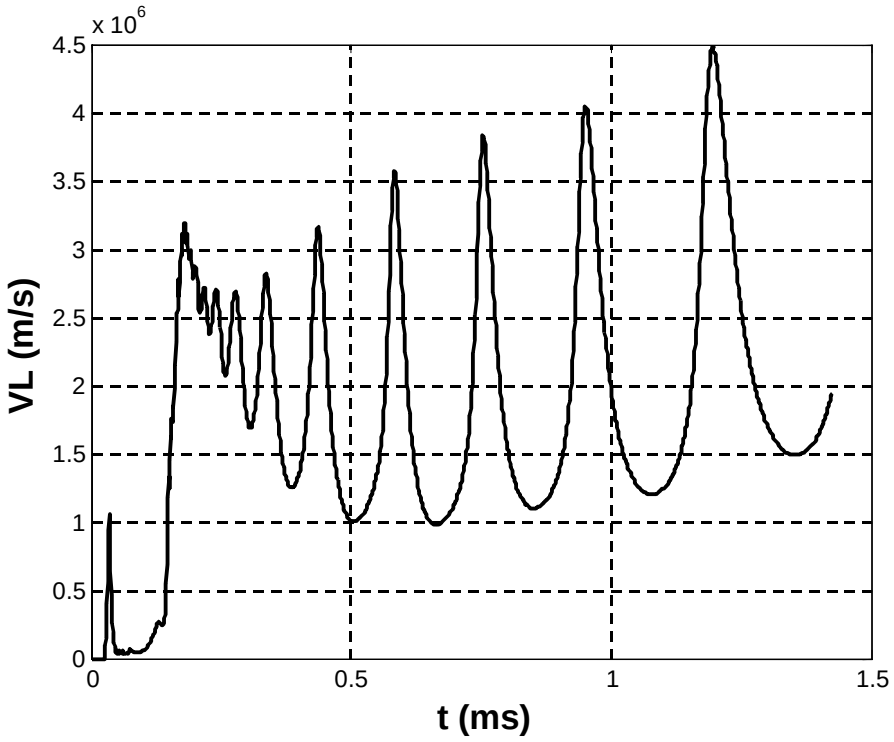


Figure 3.14.e : Vitesse instantanée du leader négatif d'électrode.

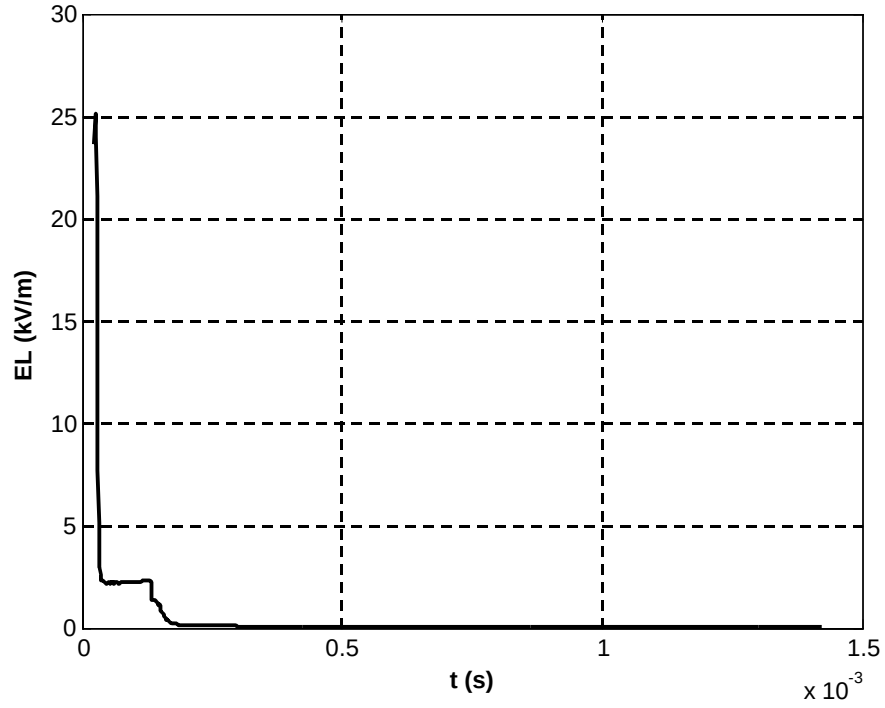


Figure 3.14.f : Le champ électrique dans le leader négatif d'électrode.

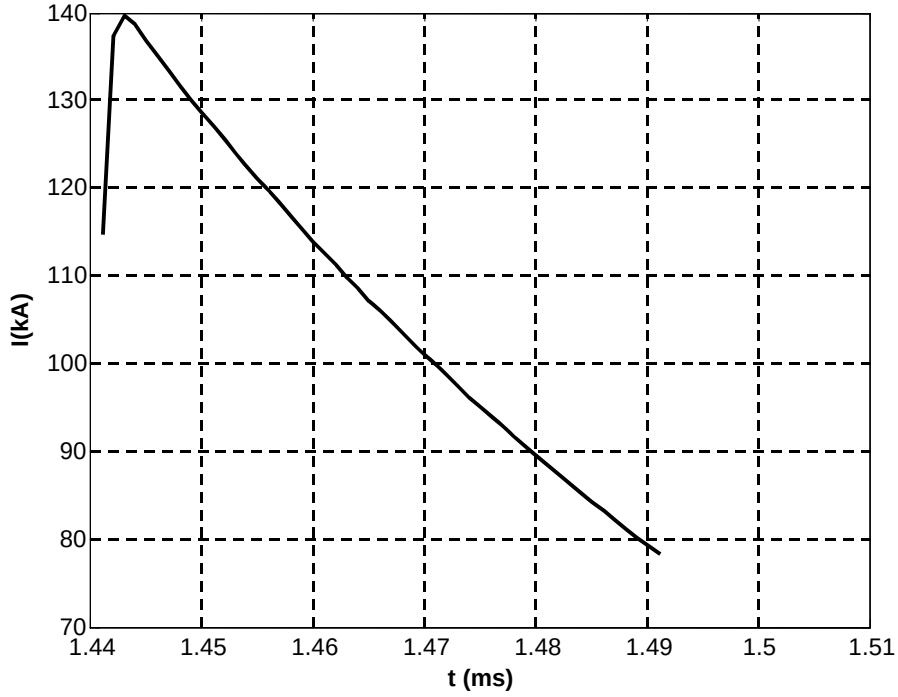


Figure 3.14.g : Courant lors de l'arc retour.

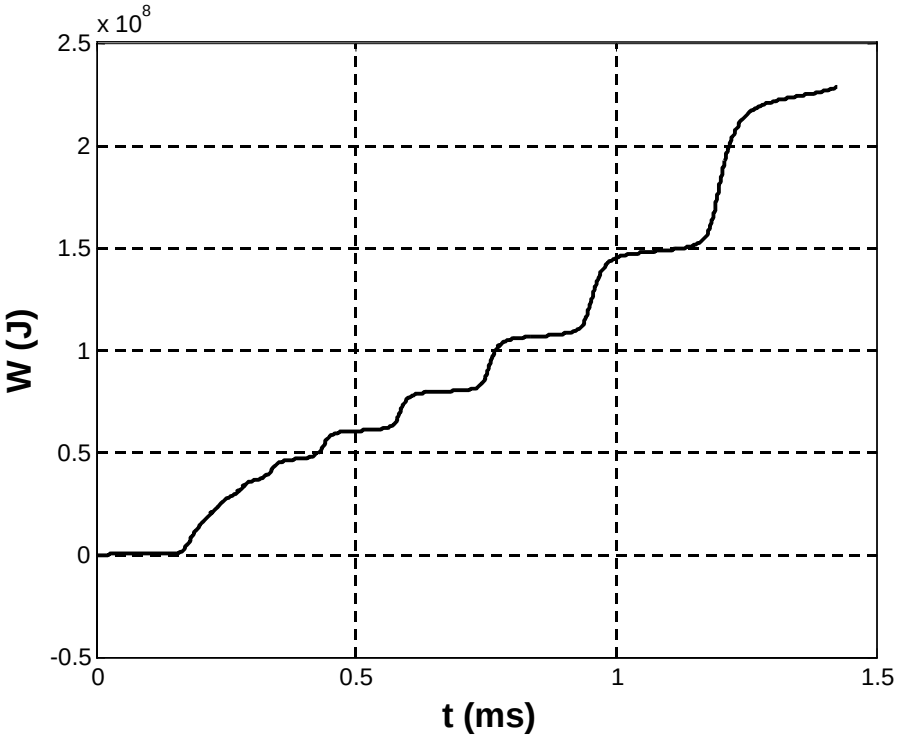


Figure 3.14.h : Energie injectée dans l'intervalle d'air.

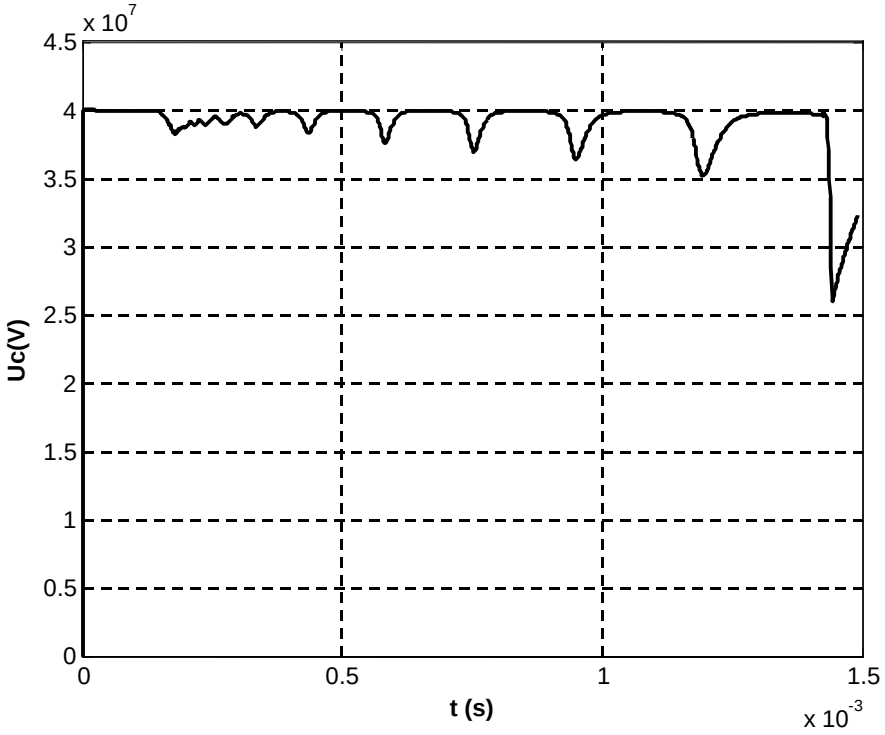


Figure 3.14 .i : Tension appliquée dans l'intervalle d'air.

Exemple 2 : distance nuage – sol égale à 5000 m

Dans ce cas, le potentiel du nuage par rapport au sol est estimé à U_{cr} = 45 MV au moment de l'initiation de la première couronne. La pression et la température ambiante sont respectivement de 100 kPa et 20°C durant la propagation. Les résultats de simulation sont illustrés par les figures 3.15. Ils montrent le claquage de l'intervalle provoquant un courant d'arc en retour dont la valeur crête atteint 187 kA.

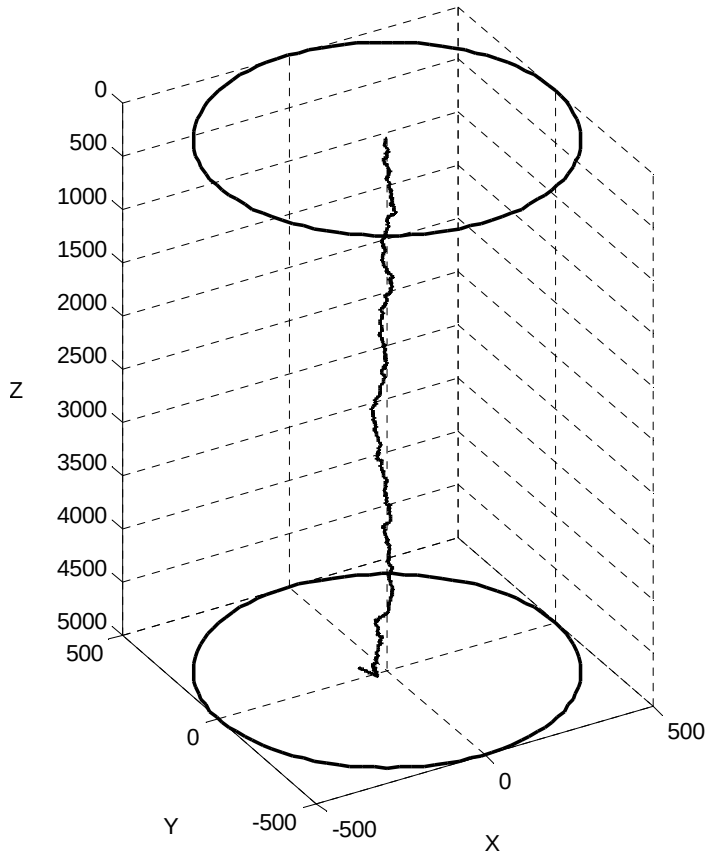


Figure 3.15.a : Trajectoire spatiale du leader négatif d'électrode.

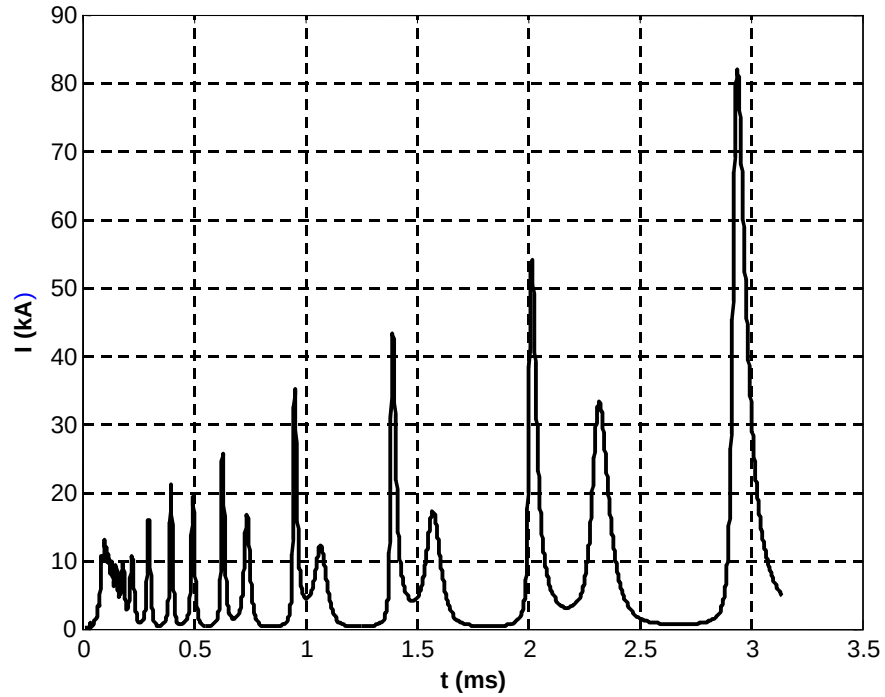


Figure 3.15.b : Courant dans le leader négatif d'électrode pendant la propagation.

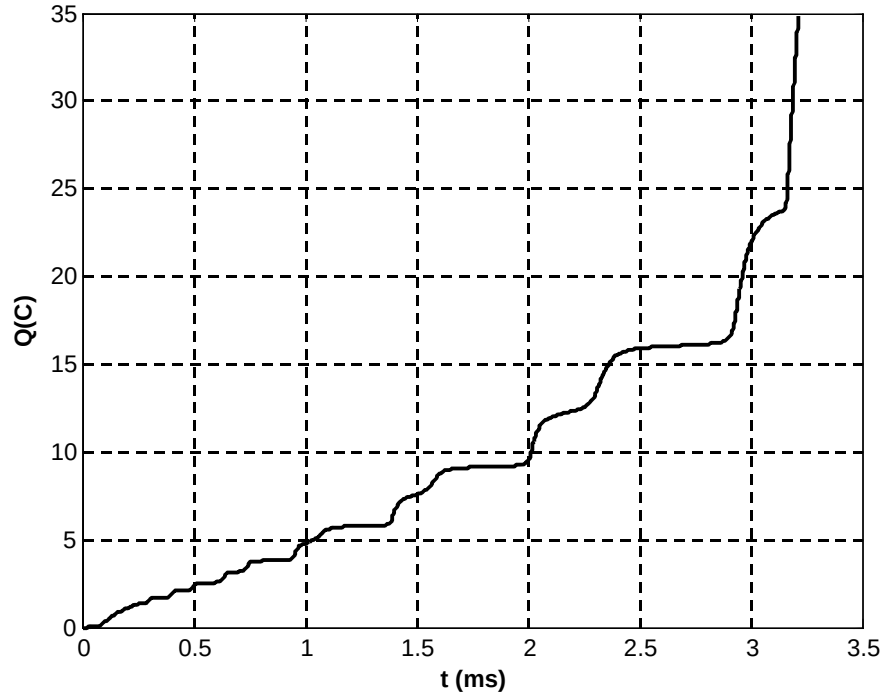


Figure 3.15.c : Charge injectée dans l'intervalle d'air.

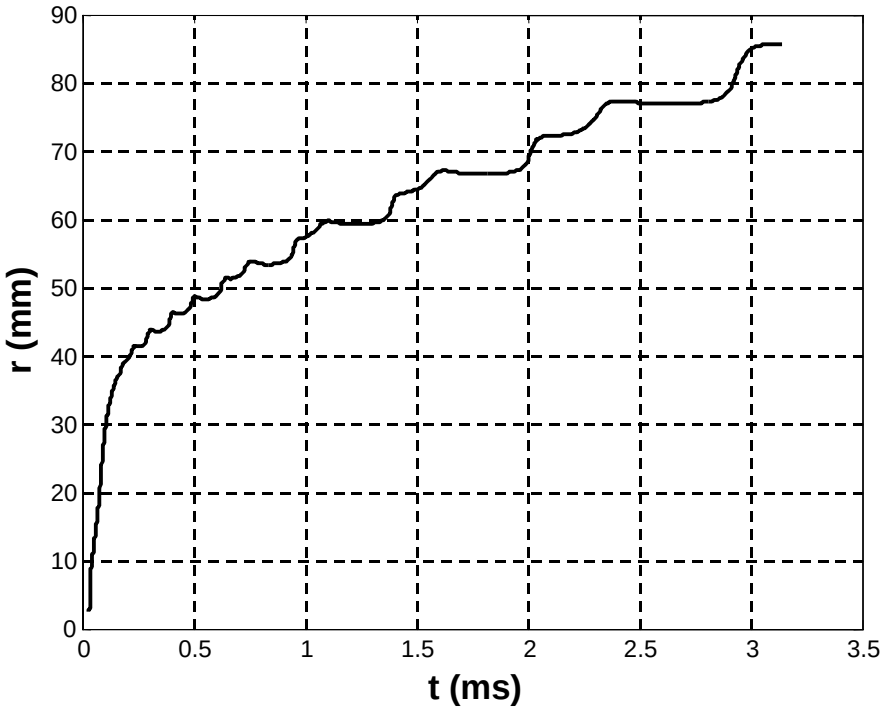


Figure 3.15.d : Evolution du rayon thermique du leader négatif d'électrode.

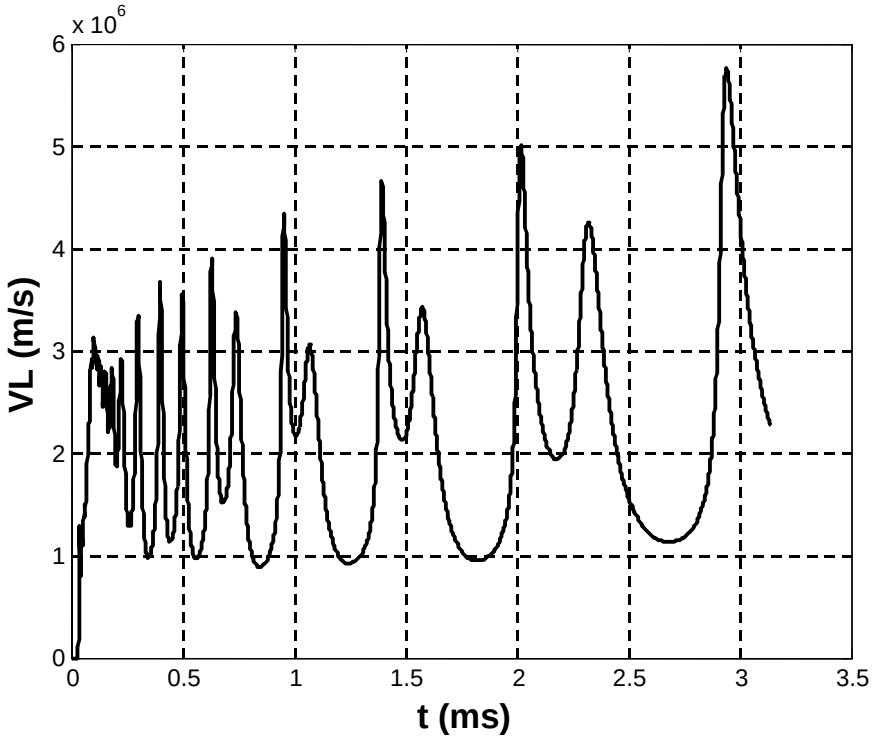


Figure 3.15.e : Vitesse instantanée du leader négatif d'électrode.

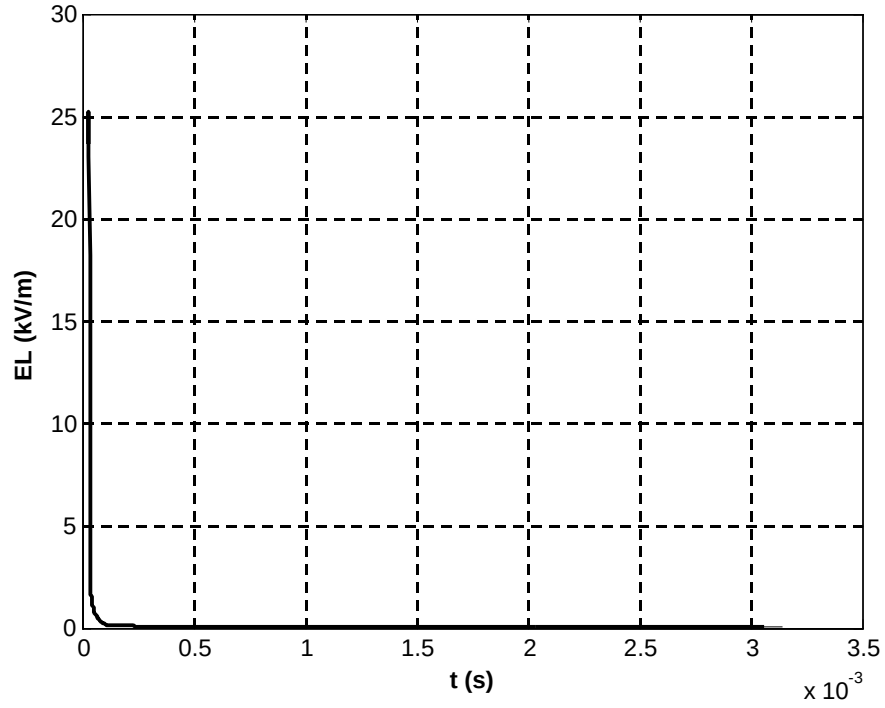


Figure 3.15.f : Le champ électrique dans le leader négatif d'électrode.

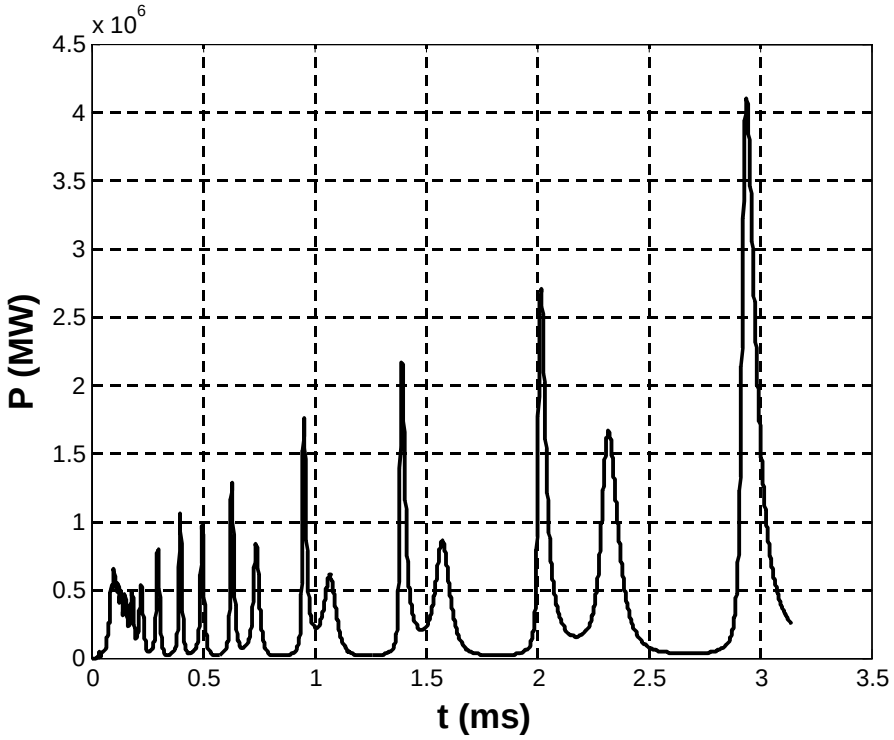


Figure 3.15.g : Puissance injectée dans l'intervalle d'air.

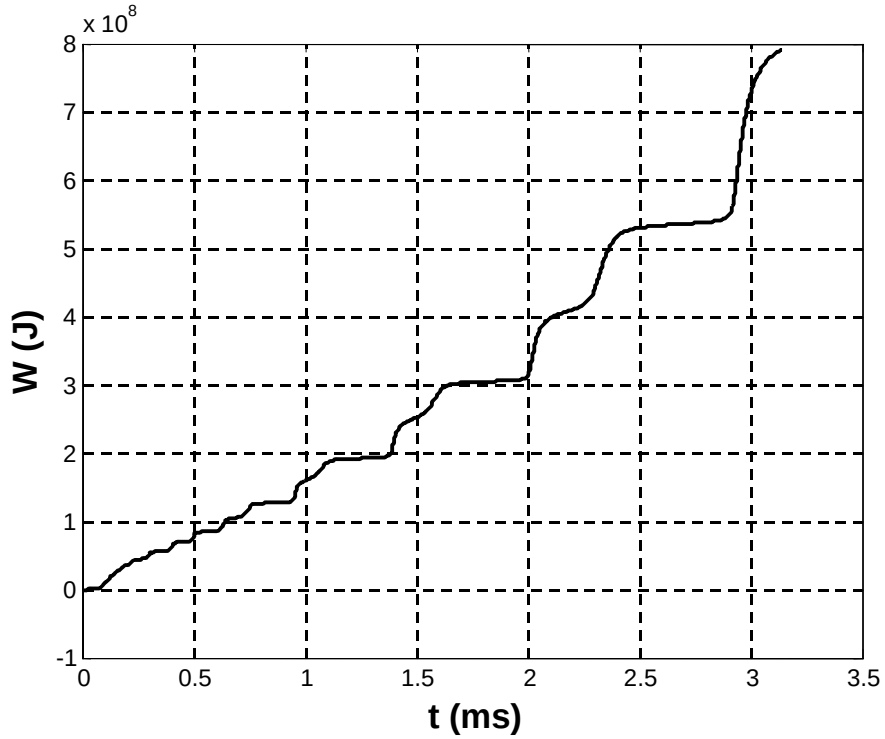


Figure 3.15.h : Energie injectée dans l'intervalle d'air.

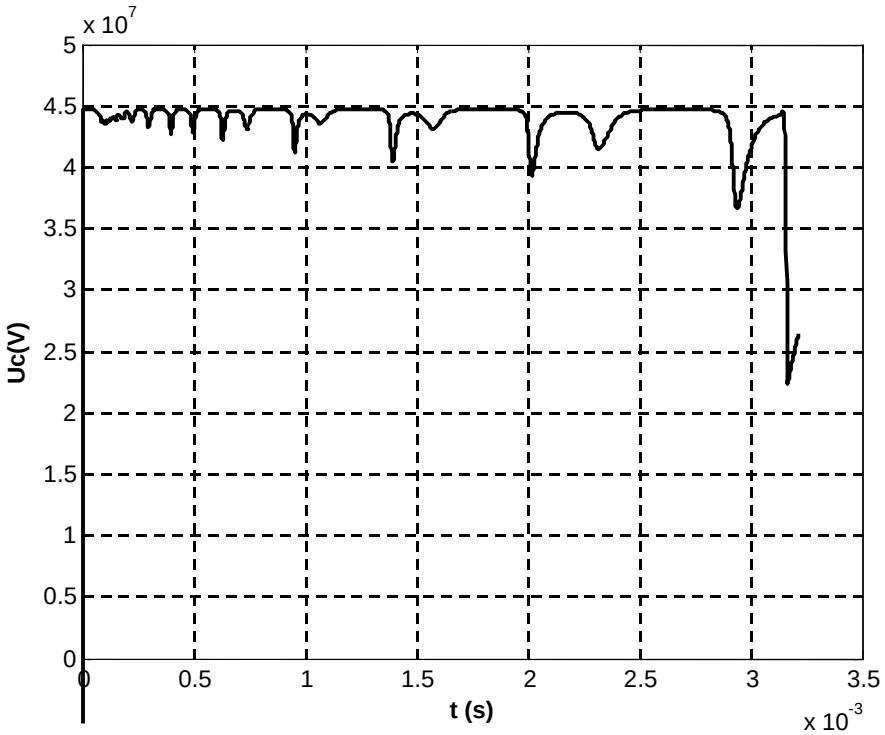


Figure 3.15.i : Tension appliquée dans l'intervalle d'air.

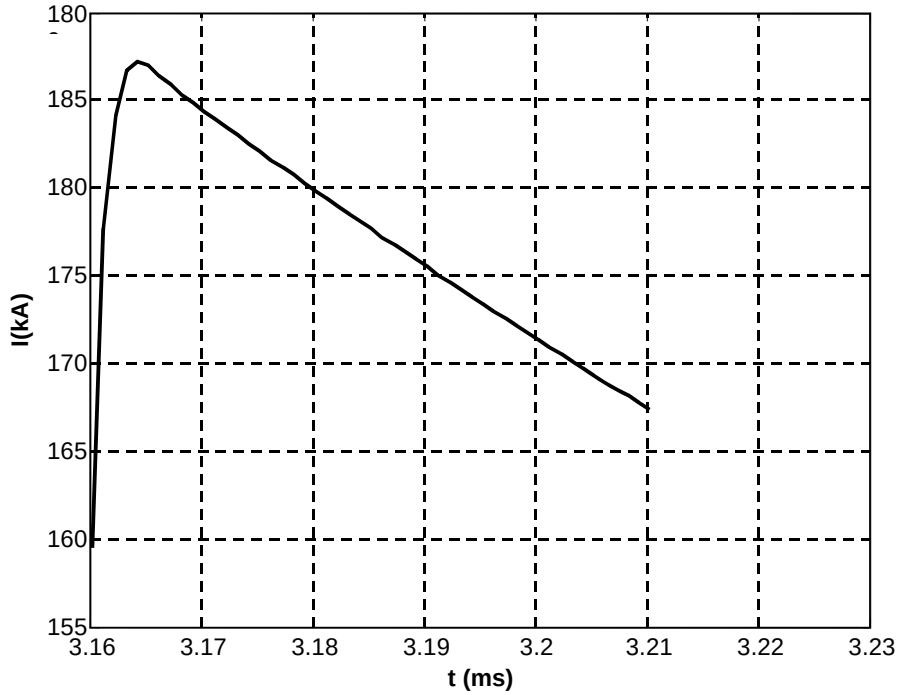


Figure 3.15.j : Courant de l'arc en retour.

Exemple 3 : distance nuage – sol égale à 7500 m

Pour cette distance, le potentiel du nuage par rapport au sol est estimé à U_{cr} = 50 MV. Comme conditions atmosphériques au sol considérées: P = 100 kPa et T = 20°C. Les résultats de simulation donnés dans le figure 3.16, montrent que le claquage de l'intervalle produit une impulsion de courant d'amplitude 198 kA lors de l'arc en retour. La vitesse de propagation du leader lors de son développement atteint 55 cm/μs.

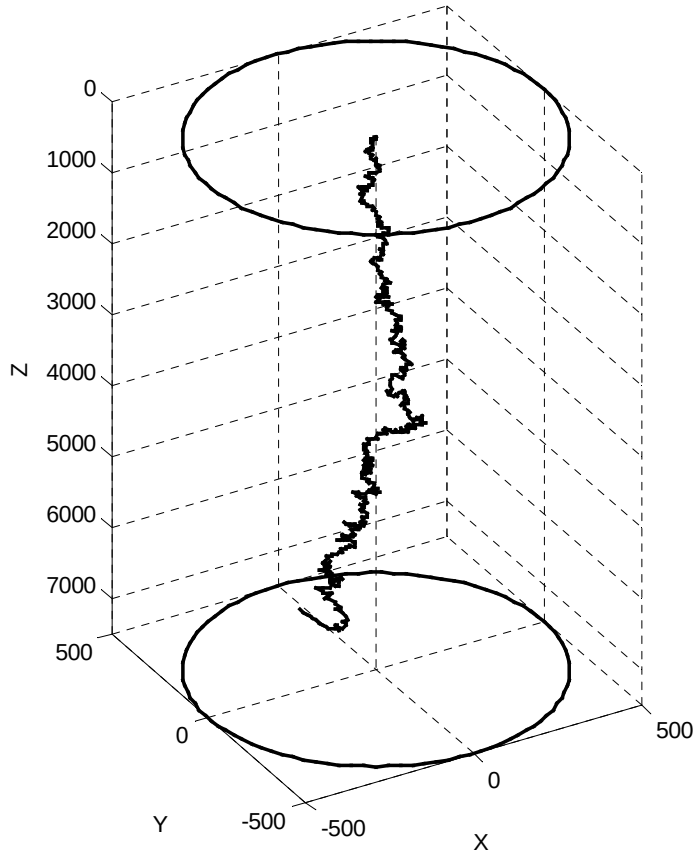


Figure 3.16.a : Trajectoire spatiale du leader négatif d'électrode.

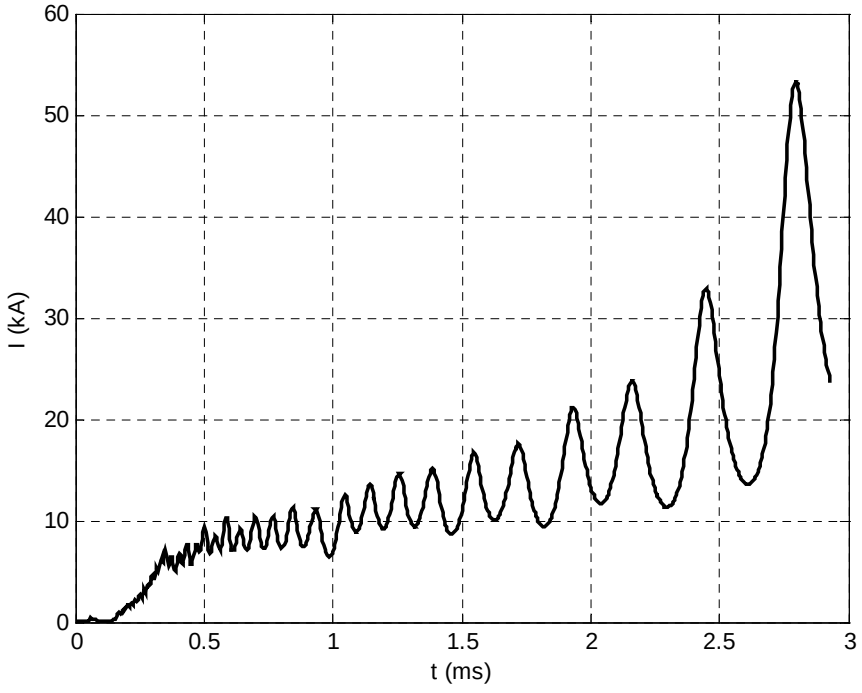


Figure 3.16.b : Courant dans le leader négatif d'électrode pendant la propagation.

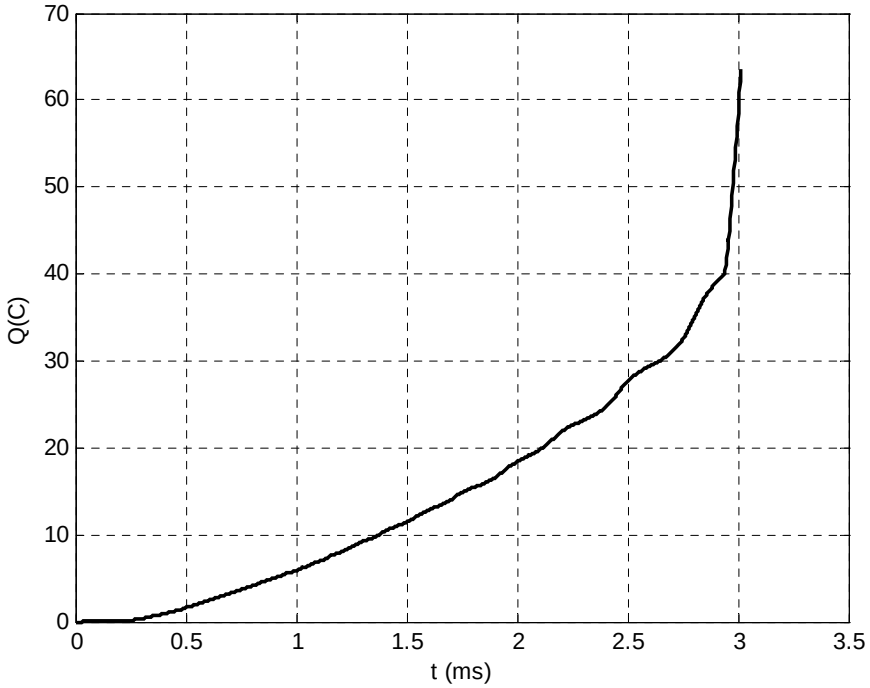


Figure 3.16.c : Charge injectée dans l'intervalle d'air.

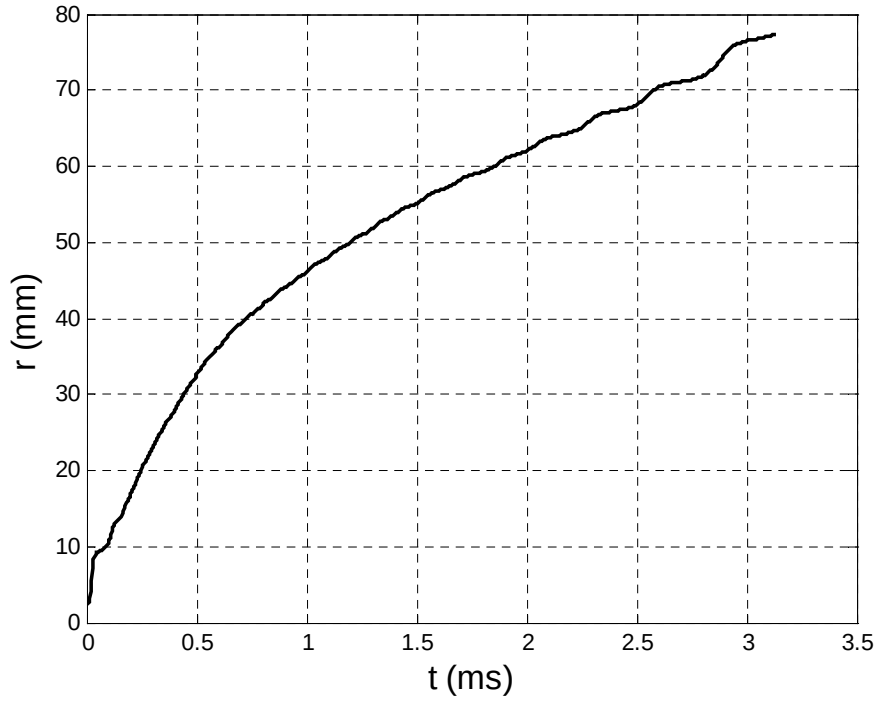


Figure 3.16.d : Evolution du rayon thermique du leader négatif d'électrode.

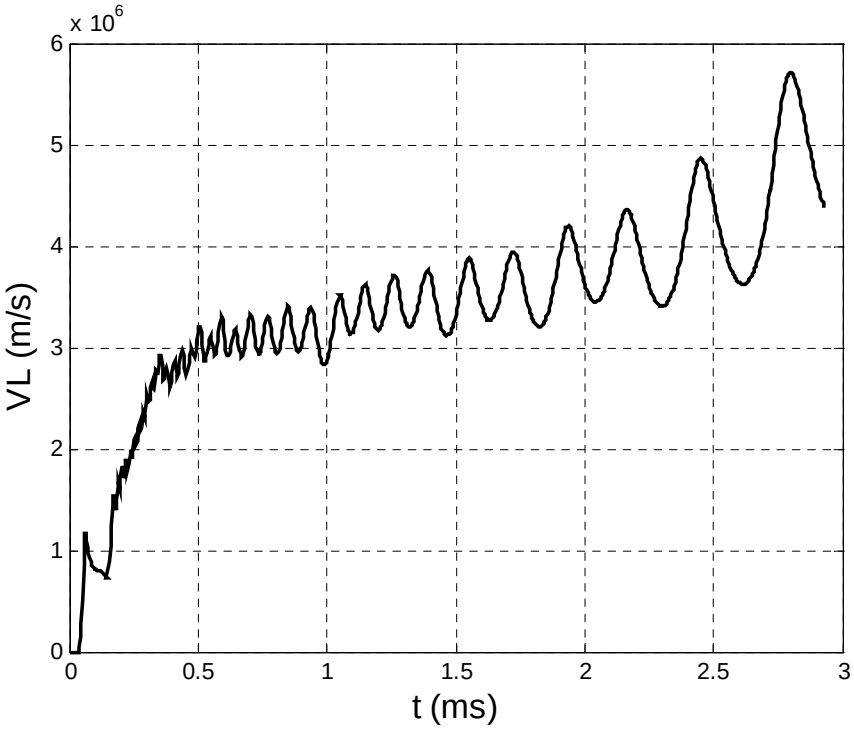


Figure 3.16.e : Vitesse instantanée du leader négatif d'électrode.

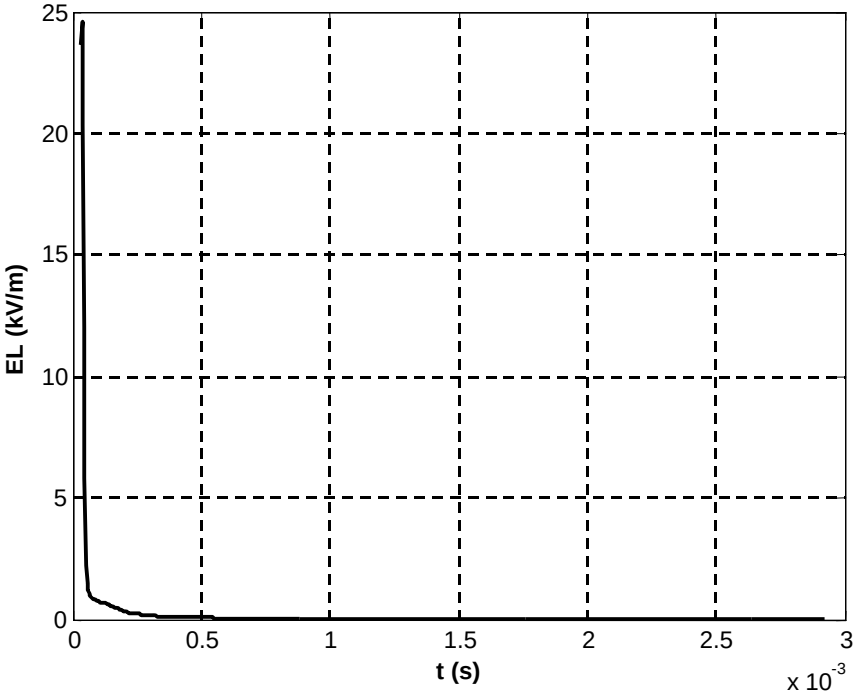


Figure 3.16.f : Le champ électrique dans le leader négatif d'électrode.

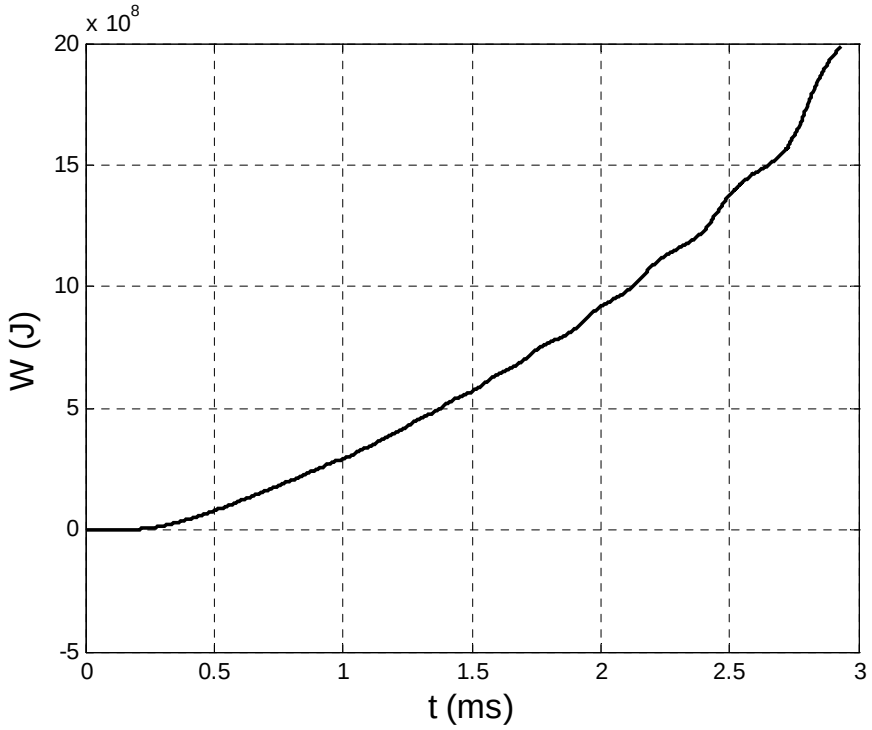


Figure 3.16.g : Energie injectée dans l'intervalle d'air.

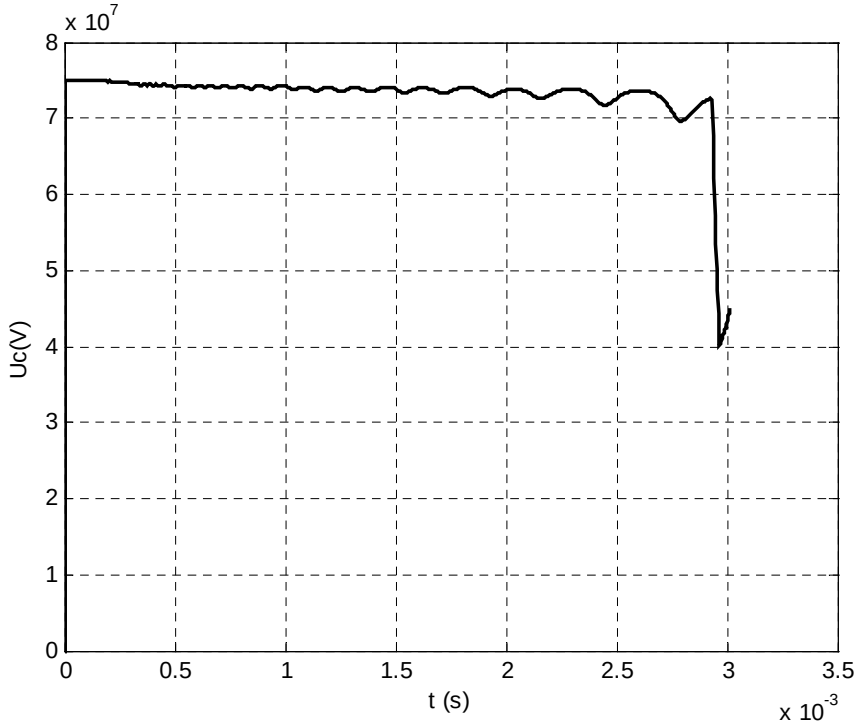


Figure 3.16.h : Tension appliquée dans l'intervalle d'air.

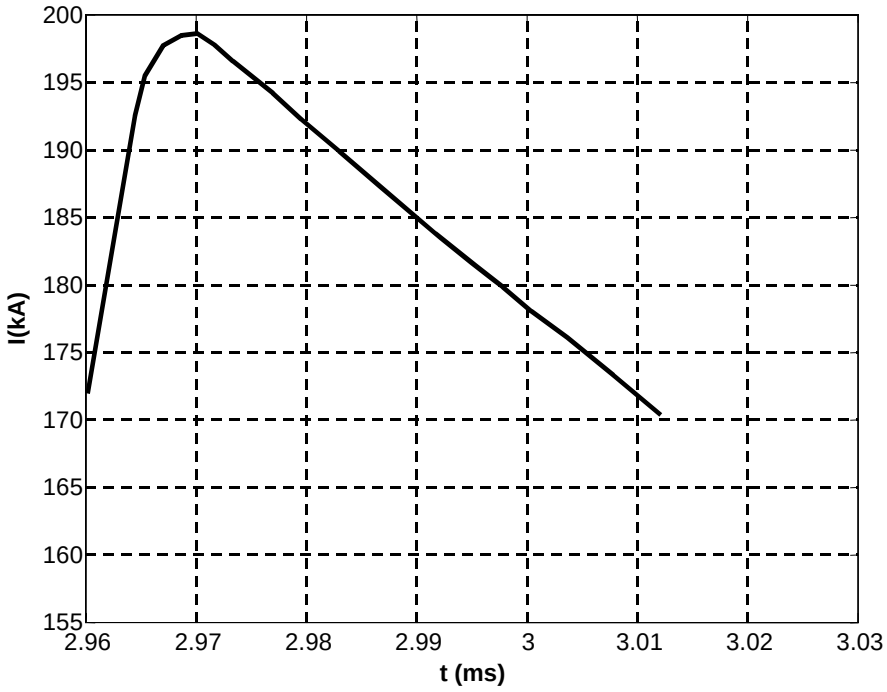


Figure 3.16.i : Courant dans le leader négatif d'électrode pendant l'arc en retour.

Les différentes caractéristiques simulées (courant, charge, énergie injectée …) montrent la propagation par sauts de la décharge de foudre négative, phénomène bien connu pour ce type de décharge. Les courants simulés sont du même ordre que ceux mesurées expérimentalement [70, 71]. En effet, l'amplitude des impulsions de courants simulés varie de 1 à quelques kA. Et d'après les résultats expérimentaux rapportés dans la littérature, les sauts ont des impulsions de courant d'au moins 1 kA [70, 71]. Les pics de courant lors de la propagation de la décharge de foudre correspondent aux différents instants de réilluminations. Notons que le nombre de réilluminations augmente de façon non linéaire avec la distance nuage - sol. La charge électrique cumulée pendant la propagation atteint plusieurs dizaines de Coulomb. Le temps entre les sauts simulés du leader semble plus élevée d'au moins un ordre de grandeur que la valeur moyenne estimée expérimentalement. Les caractéristiques donnant le rayon thermique montrent une croissance de ce dernier de quelques centimètres comme observé expérimentalement durant la décharge de foudre naturelle [5, 70]. Les vitesses instantanées simulées du leader sont de quelques 10^6 m/s avec une vitesse moyenne simulée de 2 10^6 m/s. Une telle valeur est en bon accord avec celle estimée expérimentalement à partir des enregistrements d'une caméra à balayage au pied des canaux de leaders (c'est-à-dire au sol). Rubinstein et al [30] ont obtenu des valeurs de 3.6 10^5 $m.s^{-1}$ près du nuage et de 2.4 10^6 $m.s^{-1}$ près du sol avec une vitesse moyenne d'environ 2 10^6 $m.s^{-1}$. La valeur crête du courant

d'arc en retour simulé peut atteindre les 198 kA, ce qui est en bon accord avec les valeurs rapportées dans la littérature [70, 71]. Le tableau 3.6 ci-dessous résume les principales caractéristiques obtenues pour les trois cas de distances nuage – sol.
Le fait que certains résultats simulés soient plus élevés que ceux estimés expérimentalement peut être dû aux valeurs de l'intervalle et à la tension choisie pour nos simulations.

Distance D (m)	Tension crête U_{cr} (MV)	Vitesse maximale V_m (m/s)	Courant moyen de propagation I_m (kA)	Courant maximale de l'arc en retour I_{arc} (kA)
2000	35	$4.5.10^6$	1	140
5000	50	$4.6.10^6$	2	187
7500	75	$5.5.10^6$	15	198

Tableau 3.6 : Résultats de simulations pour différentes distances nuage sol.

4.9 Conclusion

Moyennant l'adaptation de certains paramètres du modèle de décharges dans les longs intervalles d'air, il nous a été possible de modéliser et simuler les décharges de foudre négative. Les caractéristiques des décharges de foudre négative simulées sont trouvées en bon accord avec les valeurs expérimentales relatives à la foudre naturelle. Les résultats obtenus mettent en évidence les effets d'échelle entre les données obtenues lors des simulations de décharges de foudre négative et celles des longues décharges négatives de laboratoire.

L'hypothèse selon laquelle la tension entre le nuage et le sol est supposée constante immédiatement avant l'initiation de la décharge de foudre, s'est avérée correcte au vu des résultats obtenus.

5 Caractérisation de l'environnement électromagnétique d'une décharge de foudre négative

5.1 Introduction

En plus des dommages importants que peuvent provoquer les coups de foudre directs sur l'environnement (lignes de transport électroénergétiques, systèmes de télécommunications, sous – stations, aéroports, centres de contrôle …), les champs électromagnétiques rayonnés par ces décharges constituent également une importante contrainte à laquelle les systèmes électriques et leurs composants sont exposés [32, 70]. Par conséquent, la connaissance des champs électromagnétiques conduits et rayonnés par la foudre est très utile pour mieux dimensionner les systèmes de protection et d'atténuer leurs effets.

Durant la décharge de foudre, la phase la plus énergétique et la plus dévastatrice est la phase d'arc en retour. Cependant, il a été montré [70] qu'à des distances courtes du canal de décharge, le rapport entre le champ rayonné par le leader et par celui de l'arc en retour est proche de l'unité. En effet, au voisinage de la décharge, les champs électromagnétiques sont marqués par les aspects électrostatiques. Les champs rayonnés par le leader sont par conséquent de forte intensité. C'est à ces champs que l'on va s'intéresser.

La démarche que nous allons suivre pour calculer les champs électromagnétiques rayonnés par une décharge de foudre négative est empruntée à celle adoptée pour la polarité positive [54]. Les résultats de nos simulations seront validés sur la base des enregistrements de champs réalisés lors de la campagne de déclenchement artificiel de foudre négative sur le site expérimental de *Camp Blanding* en Floride [32].

5.2 Champ électrique associé aux leaders

Lors de la propagation de la décharge, les leaders laissent des charges électriques tout au long de leurs trajets, suite aux successions d'avalanches électroniques. Ces charges génèrent dans l'espace ainsi qu'au niveau du sol des champs électrostatiques dont les intensités varient avec la distance et le temps. Les études effectuées sur la longue décharge, ont montré que la variation du champ est négligeable comparée à celle de l'arc en retour dont le rapport peut aller jusqu'à 1/50 [32].

Pour calculer le champ électrique associé au leader, nous assimilons la terre à un conducteur parfait. Le leader est représenté par une succession de segments verticaux, chargés

à partir d'une source initiale située à la base du nuage. Le calcul des champs s'effectue en considérant un leader unique c'est à dire le leader négatif d'électrode. La figure 3.17 ci-après représente les hypothèses mentionnées :

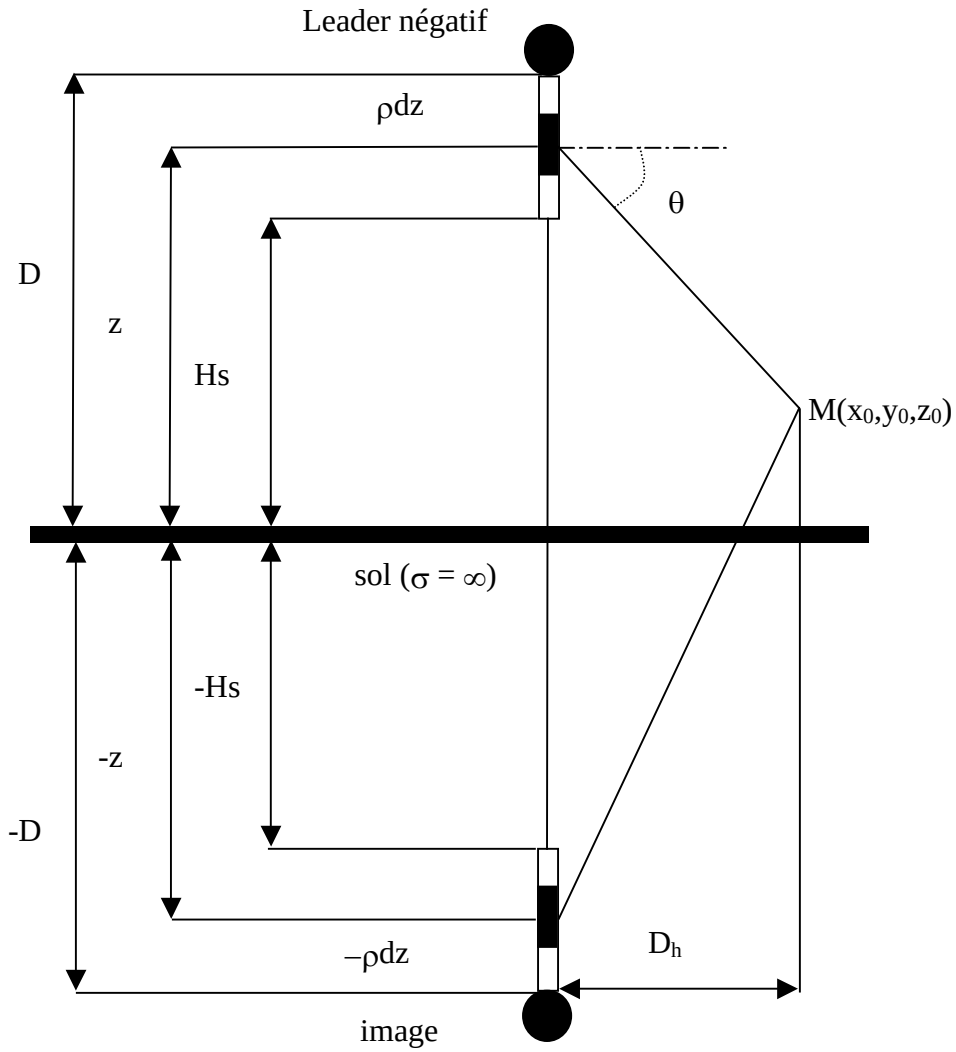


Figure 3.17 : Modèle géometrique simplifié utilisé calculant le champ électrique associé au leader [34]

L'expression du champ électrique produit par chaque segment du leader négatif au point d'impact *M(x₀,y₀,z₀)* est :

$$dE(\rho dz) = \frac{\rho(z)dz}{4\pi\varepsilon_0((z-z_0)^2 + D_h^{\,2})} \tag{3.8}$$

avec $D_h = \sqrt{x_0^{\,2} + y_0^{\,2}}$ et ρ la distribution linéique de charges le long du canal du leader.

La composante du champ suivant l'axe *z*, c'est à dire celle qui est la plus prépondérante, est donnée par :

$$dE_z(\rho dz) = \frac{\rho(z)dz}{4\pi\varepsilon_0((z-z_0)^2 + D_h{}^2)}\cos(\pi-\theta) \tag{3.9}$$

où $$\cos(\pi-\theta) = \frac{z-z_0}{\sqrt{4\pi((z-z_0)^2 + D_h{}^2}}$$

La contribution de l'image de l'élément de charge réel, par rapport au sol, est :

$$dE_i(-\rho dz) = \frac{\rho(z)(z+z_0)dz}{4\pi\varepsilon_0((z-z_0)^2 + D_h{}^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{3.10}$$

Le champ électrique au point *M*, à un instant *t* donné, est égal à la somme des contributions des charges élémentaires ρdz et de leur image, sur la longueur effective du leader [15].

La diminution de la charge de la source initiale, située à la base du nuage, engendre à son tour une variation de champ électrique au niveau du point *M*. En considérant que la charge de la source possède une distribution sphérique [20], la variation du champ électrique à l'instant *t*, due à sa diminution est déterminée par :

$$E_{src} = \frac{\rho(z)(D-H_s)(D-Z_0)}{4\pi\varepsilon_0 D^2\left(1+\frac{(D-z_0)^2}{D_h{}^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \tag{3.11}$$

Le champ électrique total au point cible *M* est la somme des contributions du leader réel et de la diminution de charge ainsi que celles de leurs images respectives par rapport au sol [15] :

$$E_M = \frac{\rho(z)}{4\pi\varepsilon_0}\left[\begin{array}{l} \dfrac{1}{\left(D_h{}^2+(H_s-z_0)^2\right)^{\frac{1}{2}}}+\dfrac{1}{\left(D_h{}^2+(D-z_0)^2\right)^{\frac{1}{2}}}+\dfrac{(D-H_s)(D-z_0)}{D_h{}^2\left(1+\left(\dfrac{(D+z_0)^2}{D_h{}^2}\right)\right)^{\frac{3}{2}}}+ \\ +\dfrac{1}{\left(D_h{}^2+(H_s+z_0)^2\right)^{\frac{1}{2}}}+\dfrac{1}{\left(D_h{}^2+(D+z_0)^2\right)^{\frac{1}{2}}}+\dfrac{(D-H_s)(D+z_0)}{D_h{}^2\left(1+\left(\dfrac{(D+z_0)^2}{D_h{}^2}\right)\right)^{\frac{3}{2}}} \end{array}\right] \quad (3.12)$$

5.3 Champ magnétique associé aux leaders

La circulation d'un courant électrique de très forte intensité dans le leader engendre dans l'espace et au niveau du sol des variations de champ magnétique. En reprenant les hypothèses utilisées pour l'estimation du champ électrique, on peut représenter la simplification géométrique par la figure 3.18 pour calculer le champ magnétique au point $M(x_0,y_0,z_0)$. Pour le besoin du calcul, le canal de leader est subdivisé en éléments de courants successifs *Idz*. La contribution de chaque élément est [32, 54] :

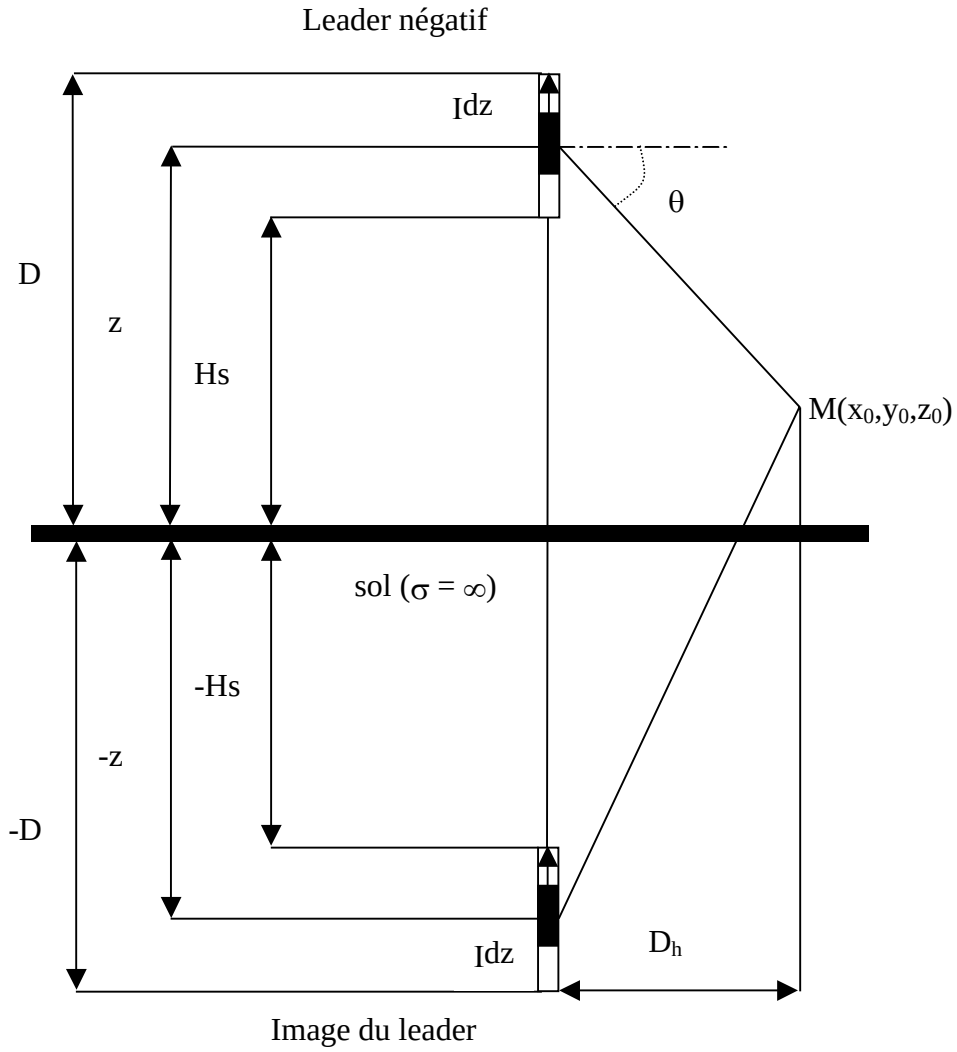


Figure 3.18 : Modèle géometrique simplifié utilisé calculant le champ magnétique associé au leader [34]

$$dH = \frac{Idz}{4\pi} \frac{D_h}{\left(z^2 + D_h^{\,2}\right)^{\frac{3}{2}}} \tag{3.13}$$

L'expression du champ magnétique au point *M*, dû à la contribution simultanée du leader et de son image par rapport à la terre est :

$$H = \frac{I}{4\pi} \left[\frac{(D - z_0)}{\left(D_h^{\,2} + (D - z_0)^2\right)^{\frac{1}{2}}} + \frac{(H_s - z_0)}{\left(D_h^{\,2} + (H_s - z_0)^2\right)^{\frac{1}{2}}} + \frac{(D + z_0)}{\left(D_h^{\,2} + (D + z_0)^2\right)^{\frac{1}{2}}} + \frac{(H_s + z_0)}{\left(D_h^{\,2} + (H_s + z_0)^2\right)^{\frac{1}{2}}} \right] \tag{3.14}$$

5.4 Applications

Pour valider notre modèle, nous considérons deux distances nuage – sol, soient 5000 m et 7500 m ; les conditions atmosphériques et les tensions sont identiques à celles indiquées au paragraphe 4.8. Afin d'estimer les effets induits par le leader négatif d'électrode, les équations (3.12) et (3.14) ont été implémentées. Les calculs ont été effectués pour un point d'impact se situant à différentes distances horizontales D_h par rapport à l'axe vertical de la décharge et à différents instants avant le début de l'arc en retour.

Les figures 3.18 et 3.21 donnent les champs électrique et magnétique simulés pour les conditions indiquées ci-dessus. Nous remarquons que les amplitudes et les évolutions de ces champs sont en bon accord avec ceux relevés expérimentalement lors de la campagne de déclenchement artificiel effectuée spécialement sur les décharges négatives, entre 1993 et 1995 en Floride.

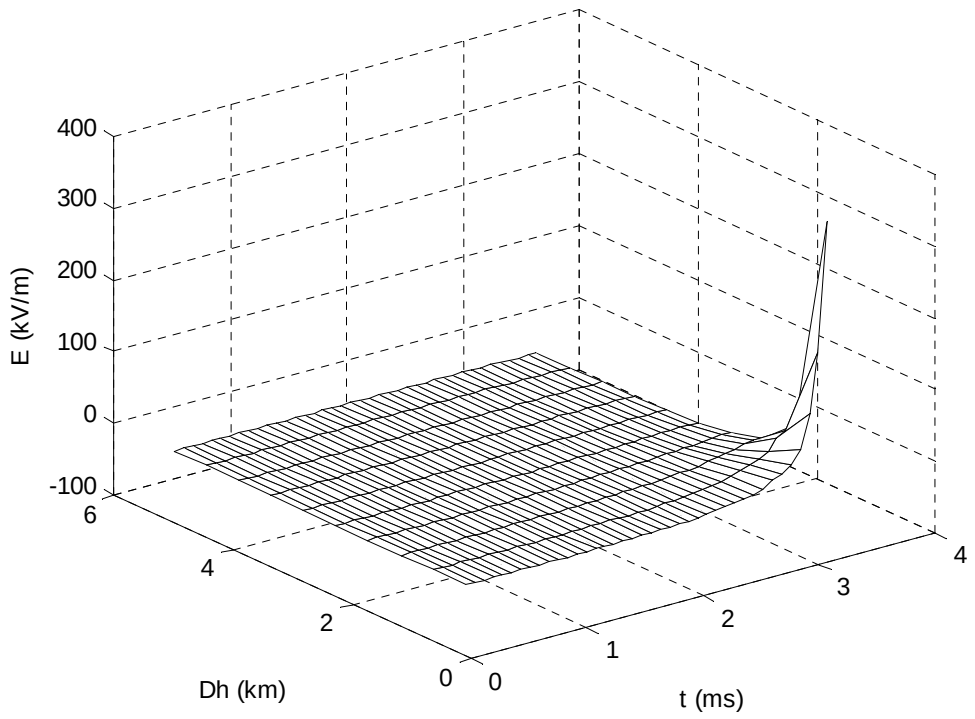


Figure 3.19: Champ électrique du leader à différentes distances de la décharge à différentes positions et en fonction du temps avant le début du saut final. Distance nuage – sol = 5000 m ; tension 45 MV.

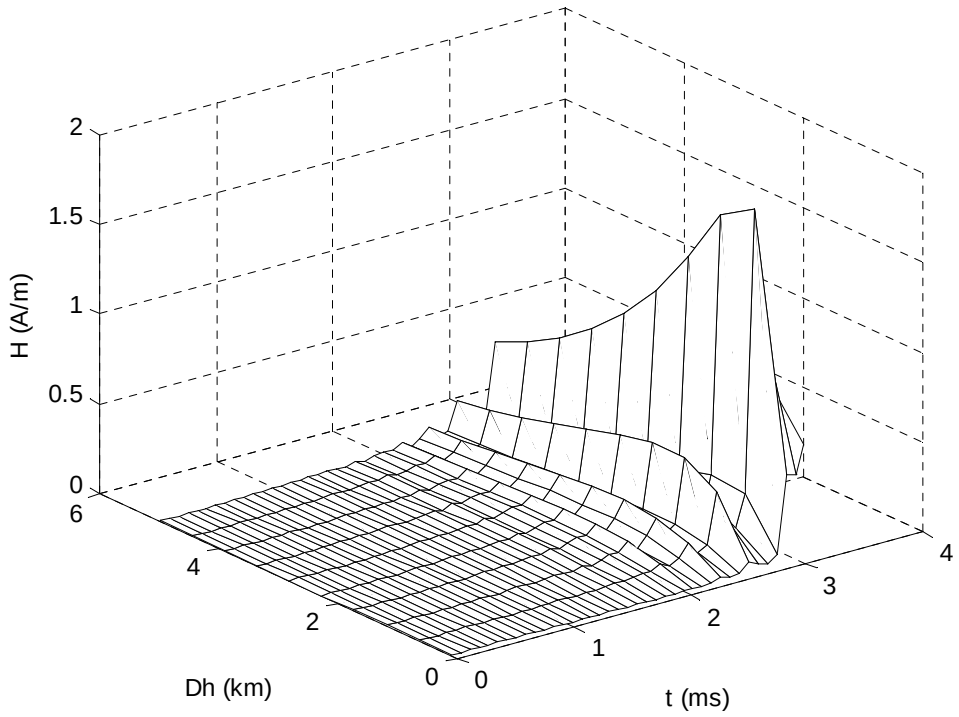


Figure 3.20: Champ magnétique rayonné par le leader négatif d'électrode en fonction de la position horizontale D_h avec l'axe de la décharge et en fonction du temps avant le début saut final. Distance nuage – sol = 5000 m ; tension 45 MV.

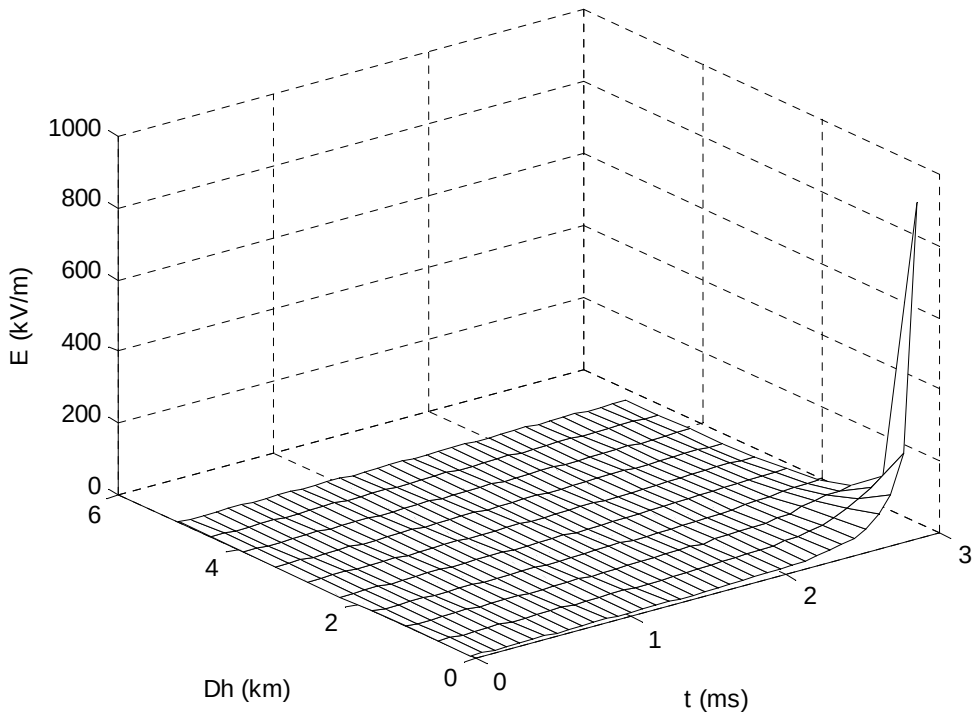


Figure 3.21: Champ électrique du leader à différentes distances de la décharge à différentes positions et en fonction du temps avant le début du saut final. Distance nuage – sol = 7500 m; tension 50 MV.

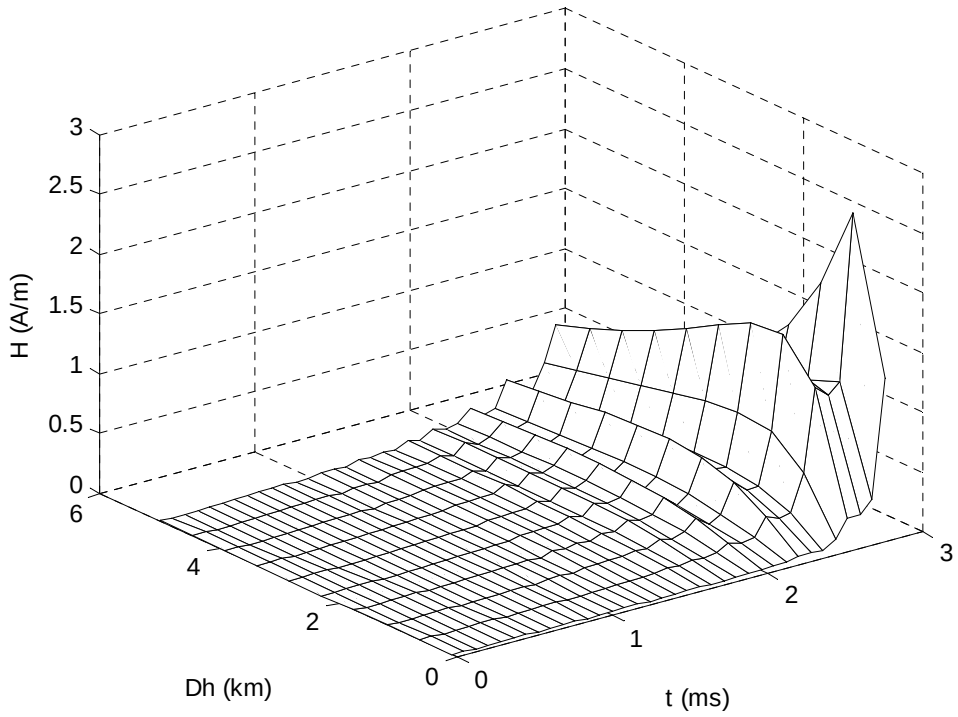


Figure 3.22: Champ magnétique rayonné par le leader négatif d'électrode en fonction de la position horizontale D_h avec l'axe de la décharge et en fonction du temps avant le début saut final. Distance nuage – sol = 7500 m ; tension 50 MV.

On sait que les champs magnétiques rayonnés évoluent de la même manière que le courant traversant le leader négatif d'électrode. De ce fait, il est évident que les amplitudes des champs sont plus élevées à la fin de la propagation par rapport au champ proche du début de la propagation lorsqu'il y a claquage de l'intervalle. Ces deux résultats ne sont valables qu'à un même point situé à une distance fixe par rapport à l'axe de la décharge. Les valeurs maximales des champs rayonnés diminuent avec la distance entre l'axe de la décharge et un point considéré.

Comme en polarité positive, on obtient une meilleure estimation pour des faibles distances du point d'impact de la décharge. Les résultats obtenus sont comparables à ceux obtenus lors de la campagne de foudre négative déclenchée en Floride [32]. Ceci concerne aussi bien les ordres de grandeurs que les amplitudes. L'interaction de ces champs rayonnés avec les systèmes d'ingénierie peut ainsi être étudiée. Lors de ces simulations, nous n'avons pas pris en compte la tortuosité du canal de décharge ; ceci devrait faire l'objet d'un travail ultérieur. Aussi, le calcul des champs électromagnétiques associés à l'arc en retour serait d'une grande importance pour la protection des systèmes

5.5 Conclusion

Malgré certaines hypothèses simplificatrices (conductivité du sol infinie et trajectoire du leader négatif d'électrode rectiligne et verticale), le modèle mathématique élaboré permet de caractériser l'environnement électromagnétique de la décharge de foudre négative. Les champs électrique et magnétique simulés on été trouvé en bon accord avec ceux mesurés expérimentalement dans le cas d'un point d'impact situé à des faibles distances de l'axe verticale de la décharge. Cette concordance concerne aussi bien les formes que les ordres de grandeurs des caractéristiques obtenues. Grâce à ces données, il serait alors possible d'étudier l'interaction de ces champs rayonnés avec les systèmes d'ingénierie comme par exemple l'évolution du potentiel en un point cible.

Conclusion générale

Dans ce travail, nous a avons pu, grâce à l'utilisation d'un circuit électrique équivalent et de lois physiques (lois de l'électromagnétisme et de la théorie des gaz), établir un modèle autonome prédictif de décharge négative dans les grands intervalles d'air. L'ensemble du canal de décharge constitué par des streamers négatifs et positifs, le leader négatif d'électrode et les leaders spatiaux négatif et positif, est représenté par un circuit *RLC*. Les éléments *R*, *L* et *C* respectivement les résistances, les inductances et les capacités du circuit, sont calculés en tenant compte des conditions atmosphériques telles que la température, la pression ambiante et la densité relative de l'air. Ce modèle dynamique permet de simuler la totalité des phénomènes et séquences constituant la longue décharge négative. Il tient compte des spécificités de cette dernière. Il s'agit en particulier d'une part de l'apparition des leaders spatiaux à partir d'un stem spatial et d'autre part de la réillumination de l'ensemble du canal de décharge suite à la jonction du leader négatif d'électrode descendant et du leader spatial positif montant entraînant une baisse très sensible de la résistivité du leader négatif d'électrode. L'initiation de la première couronne, l'apparition du leader négatif d'électrode ainsi que la propagation du canal de la décharge par bonds sont conditionnées par des critères de champs électriques. Chaque nouveau bond de la décharge est représenté par une nouvelle cellule *RLC*. L'aspect aléatoire de la trajectoire du canal principal de décharge c'est-à-dire le leader négatif d'électrode, est intégré dans le modèle.

En introduisant comme seules données la géométrie des électrodes, l'onde de tension appliquée et les conditions atmosphériques dans le modèle ainsi établi, on a pu simuler toutes les caractéristiques spatiales et temporelles de la décharge négative. Le modèle permet en effet de déterminer l'évolution spatiale et temporelle de l'ensemble de la décharge en simulant un convertisseur d'image fonctionnant respectivement en mode balayage ou image par image. Il permet également de calculer les grandeurs essentielles telles que le courant du leader négatif d'électrode et les charges électriques correspondantes ainsi que le courant pendant l'arc en retour, la puissance et l'énergie injectées dans l'intervalle, la vitesse de propagation du leader négatif d'électrode ainsi que le rayon thermique du leader négatif d'électrode.

Pour valider notre modèle, nous avons considéré quatre types d'applications. La première application concerne la caractérisation de la décharge négative dans les grands intervalles pour les mêmes conditions (géométrie des électrodes, tension appliquée et conditions atmosphériques) que celles correspondant à des données expérimentales rapportées dans la littérature. Les résultats obtenus sont globalement en bon accord avec les valeurs expérimentales aussi bien en forme qu'en amplitude. Le nombre de réilluminations simulé est

légèrement plus grand que ceux estimés dans les conditions naturelles. Les instants de réillumination correspondent aux pics de courants. La vitesse de propagation du leader négatif d'électrode est très proche de celle obtenue expérimentalement.

La deuxième application a porté sur la détermination de la tension de claquage U_{50} de longs intervalles soumis à des ondes de tensions bi-exponentielles. Des simulations répétitives ont été effectuées pour quelques configurations d'électrodes. Et les résultats de simulation obtenus ont été comparés à ceux rapportés pour la polarité positive.

La modélisation de la décharge de foudre négative a été la troisième application de notre modèle. Les simulations effectuées sur quelques distances nuage – sol, ont montré que les caractéristiques obtenues étaient en bon accord avec celles mesurées expérimentalement.

La connaissance des courants (charges électriques) simulés a permis de caractériser l'environnement électromagnétique de la décharge de foudre négative. En effet, nous avons pu calculer les champs électrique et magnétique rayonnés par une décharge de foudre en un point quelconque de l'espace.

Le modèle proposé peut être amélioré en y intégrant les conditions d'apparition de tous les types de saut final. Les critères de propagation des leaders et des streamers doivent être affinés en tenant compte de l'aspect multi- zone (leader négatif d'électrode, streamers négatifs, streamers positifs et leaders spatiaux) et discret de la décharge négative contrairement à celui en décharge positive. Le modèle actuel se limite à la représentation d'un pilote spatial unique donnant lieu à un seul couple de leaders spatiaux. Il serait judicieux de trouver d'autres critères permettant l'existence de plusieurs leaders spatiaux simultanément. Aussi, une meilleure connaissance des phénomènes physiques impliqués dans les décharges négatives et leur formulation exacte permettront de se passer des relations empiriques et d'obtenir des résultats plus précis.

En conclusion, le modèle proposé constitue un outil appréciable pour la détermination des caractéristiques macroscopiques des décharges négatives dans les grands intervalles d'air y compris de la foudre négative. Il complète les travaux effectués par notre groupe sur les longues décharges positives.

Bibliographie

[1] Schmitt A. and Deflandre T., "***Les surtensions et les transitoires rapides de tension en milieu industriels et tertiaire***", Collection Direction des Etudes et Recherches d'Electricité de France (EDF), 1999.

[2] Garcia H. and Hutzler B., "***Electrical breakdown in long air gaps. The final jump***", IEE Conf. on Gas Discharges, pp 206–10, London (GB), 1974.

[3] Klewe R. C., Waters R.T. and Jones B., "***Breakdown phenomena in long air gaps under switching impulse conditions***", ch. 4, Review of models of breakdown IEEE Summer Meeting, paper 74-CH 0910 PWR, 1974.

[4] Gallimberti I., "***The mechanism of long spark formation***", J. Phys., N°7, tome 40, pp. 193–250, 1979.

[5] Gary C., Le Roy G., Hutzler B., Lalot J. and Dubanton C., "***Les propriétés diélectriques de l'air et les très haute tensions***", Collection de la DER d'EDF, N° 51, Eyrolles, 1984.

[6] Bazelyan E. M., Raizer Yu. P. and Aleksandrov N. L., "***The effect of reduced air density on streamer-to-leader transition and on properties of long positive leader***", J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 40, pp. 4133–4144, 2007.

[7] Hutzler B., "***Simulation de la foudre en laboratoire***", EDF bulletin de la direction des études et recherche – série B, Réseau électrique et matériels électriques, N°3, pp. 31-40, 1988.

[8] Hutzler B., "***Comparaison foudre – étincelle de laboratoire***", Texte de communications, SE, Groupe : décharges électriques, pp. 21, 1988.

[9] Groupe des Renardières, "***Positive discharges in long air gaps at les Renardières***", Electra No 53, pp. 31–153, 1977.

[10] Groupe des Renardières, "***Double-impulse tests of long air gaps***", Proc. IEE A 133**,** pp. 395–483, 1986.

[11] Domens P., "***Contribution à l'étude des décharges électriques dans les grands intervalles d'air***", Thèse de Doctorat d'Etat ès sciences, Université de Pau (France), 1987.

[12] Ortéga P., "***Comportement diélectrique des grands intervalles d'air soumis `a des ondes de tension de polarité positive ou négative***", Thèse de Doctorat, Université de Pau (France), 1982.

[13] Giao N. T., 1995, "***Partial discharge in air, part II: selection of line conductors***", IEEE Electr. Insulation Mag. 2, pp. 5–11, 1995.

[14] Hutzler B. and Hutzler D., "***Modélisation de l'amorçage des grands intervalles d'air***", Bulletin de la DER d'EDF, N° 4, pp. 11–34, 1992.

[15] Bondiou A. and Gallimberti, "***Theoretical modelling of the development of positive spark in long gaps***", J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 27, pp. 1252-1266, 1994

[16] Fofana I. and Beroual A., "***Modelling of the leader and the return stroke currents with an equivalent electrical network***", 9th Int. Symp. on High Voltage Engineering, Graz, paper 2141, August 28–September 1, 1995.

[17] Fofana I. and Beroual A., "***Modelling of the leader current with an equivalent electrical network***", J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 28, pp. 303–13, 1995.

[18] Fofana I. and Beroual A., "***A model for long air gap discharge using an equivalent electrical network***", IEEE Trans. Dielectrics Electr. Insul. 3, pp. 273–82, 1996.

[19] Fofana I. and Beroual A., "***A new proposal for calculation of the leader velocity based on energy considerations***", J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 29, pp. 691–6, 1996.

[20] Fofana I. and Beroual A., "***A Predictive Model of Positive Discharge in Long Air Gaps under Pure and Oscillating impulse Shapes***", Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 30, N°11, pp. 1653-67, 1997.

[21] Goelian N., Lalande P., A. Bondiou-Clergerie, Bacchiega G. L., Gazzani A., Gallimberti I., "***A simplified model for the simulation of positive-spark developpment in long air gaps***", J. Phys. D : Appl. Phys, vol. 30, pp. 2441-2452, 1997.

[22] A. Beroual, "***Universal dynamic model of discharge propagating in air, liquids, solid/liquid interfaces and polluted***", 13th International Symposium on High Voltage Engineering, Delft, The Netherlands, August 25-29, 2003.

[23] Groupe des Renardières, "***L'amorçage en polarité négative des grands intervalles d'air aux Renardières***", Electra N° 74, 1981.

[24] Orville R.E. and Idone V. P., "***Lightning Leader Characteristics in the Thundsrstorm Research International Program (TRIP)***", J. Geophys. Res., vol. 87, 11, No 177-11, 192, 1982.

[25] Rakotonandrasana J. H., Beroual A. and Fofana I., "***Modelling of the negative discharge in long air gaps under impulse voltage***", J. Physics D: Applied Physics, vol. 41, 105210 (15pp), 2008.

[26] Gary C., "***La foudre : des mythologies antiques à la recherche moderne***", Edition Masson, 1995.

[27] Lalande P. "***Etude des conditions de foudroiement d'une structure au sol***", Thèse de Doctorat, Université de Paris-sud (France), 1996.

[28] Aguet M., Ianoz M., "***Haute tension***", Traité d'électricité, Dunod, 1987.

[29] Gary C., Cimador A., et Fieux R., "***La foudre : étude du phénomène – application à la protection des lignes de transport***", RGE, tome 84, N° 1, pp 24-35, 1975.

[30] Rubinstein M., Rachidi F., Uman M. A., Thottapillil R., Rakov V. A. and Nucci A., "***Characterization of vertical electric fields 500 m and 30 m from triggered lightning***", J. Geophys. Res., vol. 100, No D5, pp. 8863-72, 1995.

[31] E. M. Thomson, M. A. Uman and W. H. Beasley, "***Speed and current for lightning stepped leader near ground as determined from electric field records***", J. Geophys. Res., vol. 90, pp. 8136-8142, 1985.

[32] Uman M. A., Rakov V. A:, Rambo K. J., Vaught T. W., Fernandez M. I., Cordier D. J., Chandler R. M., Bernstein R. and Golden C. "***Triggering-lightning experiments at Camp Blanding, Florida***", Trans. IEE Japan, 117-B, pp. 446-52, 1997.

[33] Ortega P., Domens P. Gibert A., Hutzler B., Riquel G. "***Perfomance of 16.7 m air rod – plane gap under a negative switching impulse***", J. Phys.: D, vol. 27, pp. 2379-2387, 1994.

[34] Ben Rhouma A., "***Caractérisation et modélisation des champs électromagnétiques rayonnés par les décharges de foudre en vue de l'élaboration d'un simulateur expérimental***", Thèse De doctorat, Ecole Centrale de Lyon (France), 1996.

[35] Taudière I., "***Analyse du rayonnement électromagnétique VHF-UHF de l'éclair. Application à un modèle d'avancée du précurseur négatif***", Thèse de Doctorat, Université de Paris VI (France), 1988.

[36] Béroual A., "***Modélisation de la longue décharge négative par des circuits: Application à la foudre***", REE N° 8, Septembre 2004.

[37] Bedja A., "***Modélisation de la décharge négative dans les grands intervalles d'air***", DEA, CEGELY, Ecole Centrale de Lyon (France), 2002.

[38] Gorin B. N., Shkilev A. V., "***Electric discharge development in long bar-plane gaps in the presence of negative impulse voltage***", Elektrichestvo, No 6, 31-39, 1976

[39] Rakotonandrasana J. H. and Béroual A., "***A predictive model of negative discharge in long air gaps under impulse voltages***", 15th International Symposium on High Voltage Engineering, Ljubljiana – Slovenia, August 27-31, 2007.

[40] Rakotonandrasana J. H. and Beroual A., "***A negative lightning discharge model based on the similarity with long laboratory spark***", IX International Symposium on Lightning Protection (IX SIPDA), Foz do Iguaçu, Brazil, 26th to 30th November, 2007.

[41] Rees T., "***Contribution à l'étude expérimentale et théorique des décharge électriques de polarité négative dans l'air à pression atmosphérique***", Thèse de Doctorat, Université de Pau (France), 1997.

[42] Bacchiega G. L., Gazzani A., Bernardi M., Gallimberti I., Bondiou-Clergérie A., "***Theorical modelling of the laboratory negative stepped leader***", 1994, International Aerospace and Ground Conference on Lightning and Static Electricity, Mannheim (Germany), May 24-25, 1996.

[43] Rakotonandrasana J. H. and Beroual A., "***A predictive model of negative negative lightning discharge and return stroke***", XVII International Conference on Gas Discharges and their Applications (GD), Cardiff University (UK), 2008.

[44] Townsend J. S., Tizard H. T. Proc. Phys. Soc. (London), A88, page 336, 1913

[45] Baldo G., Gallimberti I., Garcia H. N., Huztler B., Jouaire J., Simon M. F., "***Breakdown phonomena of long gap under switching impulse conditions. Influence of distance and voltage level***", IEEE Trans. PAS 94, pp.1131-1140, 1975.

[46] Gallimberti I., Bondiou A.,"***Modélisation des décharges précurseurs des éclairs***", Rapport interne ONERA, 1992.

[47] Baldoni S., Gallimberti I., "***The inception mechanism of the first corona in non uniform gaps***", Padova University Report Upee 72/04, 1972.

[48] Baldoni S., Gallimberti I., Gary C., Hepworth J. K., Klewe R. C.,Varey R. H., "***Analysis of first corona pulse***", Electra N° 23, pp.105-120, 1972.

[49] Baldoni S., Gallimberti I., "***Statistical analysis of corona inception***", Electra N°35, pp.77-83, 1974.

[50] Gallimberti I., "***The development of long sparks and the influence of humidity***", Electra N° 53, pp.103-113, 1977.

[51] Somerville I. C., Tedford D. J., "***Time-lag to breakdown: the detachment of atmospheric negative ion***", 5th Int. Conf. on Gas Discharges, IEEE publ. 165, pp.250-253, 1978.

[52] Meek J. M., Craggs J. D., "***Electrical breakdown of gases***", Ed.Wiley, 1978

[53] Hutzler B., Kleimaier M., "***Un éventuel mécanisme de propagation de la décharge négative***", Electra N° 74, 1981.

[54] Fofana I., "***Modélisation de la décharge positive dans les grands intervalles d'air***", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon (France), 1996.

[55] Suzuki T., "***Transition from primary streamer to the arc in positive point-to plane corona***", J. Appl. Phys., vol. 42, pp.3766-77, 1971.

[56] Gallimberti I., Hartmann G., Marode E., "***Transition du leader à l'arc***", Electra N° 53, 123-132, Juillet 1977.

[57] Dawson G. A., Winn W. P., "***A model for streamer propagation***", Zeitschrift für Physik 183, 159-171, 1965.

[58] Meghriche N., "***Modélisation dynamique des décharges sur les surfaces d'isolateurs pollués sous différentes formes de tension : Elaboration d'un critère analytique de propagation***", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon (France), 1998.

[59] Fofana I., Ben Rhouma A., Béroual A. and Auriol P., "***A Model of Positive Ligthning Stepped Leader and Radiated Electromagnetic Fields***", 12th Internationnal Zurich Symposium & Technical Exibition on Electromagnetic Compatibility, February 18-20, 1997.

[60] Gibert A., Duputy J., Domens P., Hutzler B., Edlinger., Riu J.P., "***Caractéristiques du canal de décharge déduites d'enregistrements***", Electra N° 74, 1981.

[61] Aleksandrov G. N., "***Mechanism of corona-to-spark transition in long air gaps***", Soviet Physics-Technical Physics, vol. 10, No 7, pp.948-951, january 1966.

[62] Gallimberti I., "***Mathematical model for streamer model in non uniform gaps***", Padova University Report Upee 72/03, 1972

[63] Pigini A., Rizzi G., Garbagnati E., Porrino A., Baldo G. and Pesavento G., "***Performance of large air gaps under lightning overvoltages: experimental study and analysis of accuracy of predetermination methods***", IEEE Trans. On Power Delivery, vol. 4, N° 2, pp. 1379-92, 1989.

[64] Gallimberti I., Hartmann G., Marode E., "***Transition du leader à l'arc***", Electra N° 53, 123-132, Juillet 1977

[65] Marode E.,"***The mechanism of breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. I. Experimental: nature of the streamer track. II. Theoritical : computer simulation of streamer track***", J. Appl. Phys, vol. 46, pp.2005-2020, 1975

[66] Reather H., "***Electron Avalanches and Breakdown in Gases***", London, Butterworths, p.390, 1964.

[67] Beroual A., "***Electronic and gaseous processes in the prebreakdown phenomena of dielectric liquids"***, Journal of Applied Physics 73 (9), pp. 4528-4533, 1 May 1993.

[68] E. M. Bazelyan, Yu. P. Raizer and N. L. Aleksandrov, 2007, "***The effect of reduced air density on streamer-to-leader transition and on properties of long positive leader***", J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 40**,** 4133–4144.

[69] C. Gary, A. Cimador, et R. Fieux "***La foudre : étude du phénomène - application à la protection des lignes de transport***", RGE tome 84, no 1, pp 24-35, 1975.

[70] Uman M. A., "***The lightning discharge***", Int. Geophys. series, N. Y. Academic press, vol. 39, 1987.

[71] B. F. J. Schonland, "***The lightning discharge***", Handb. Phys., 22, 576-628, 1956.

Titre : Modélisation de la décharge négative dans les longs intervalles d'air - Application à la foudre

Mots clés : Long intervalle d'air ; décharge négative ; foudre ; streamer ; pilots ; stem ; leaders d'électrode et spatiaux ; critère propagation ; saut final ; arc en retour ; modélisation ; rayonnements électromagnétiques

Title: ***Modelling negative discharges in long air gaps – Lightning application***

Keywords: *Long airgap; negative discharge; lightning; streamer; pilot; stem; electrode and space leaders; propagation criteria; final jump; return stroke; modelling; electromagnetic radiations .*

Résumé :

Ce travail porte sur la modélisation de la décharge négative dans les grands intervalles d'air soumis à des ondes de tension de type bi-exponentielles (foudre ou manœuvre) ou constantes. Ainsi, un modèle dynamique et autonome permettant de prédire l'ensemble des paramètres macroscopiques de la décharge négative et tenant compte des différentes phases de propagation (initiation de la première couronne, système pilote, formation des leaders d'électrode et spatiaux, jonctions et ré-illuminations, saut final) jusqu'à l'arc en retour, est présenté. Ce modèle est basé sur des schémas électriques équivalents dont les paramètres varient avec le temps en fonction des caractéristiques du canal et de la géométrie de la décharge, les lois de l'électromagnétisme et la théorie des gaz. Les propagations des leaders et des streamers sont basées sur des critères de champs électriques tenant compte de l'aspect aléatoire du trajet de la décharge.

Le modèle permet de déterminer les caractéristiques spatio-temporelles de la décharge telles que le courant du leader (canal principal), la charge correspondante, des trajectoires plausibles, sa vitesse instantanée, le gradient de potentiel et le rayon thermique du leader négatif d'électrode, la puissance et l'énergie injectées dans l'intervalle, l'instant et la tension d'amorçage ainsi que l'évolution de l'arc en retour. Il permet également, pour une configuration d'électrodes donnée, de déterminer la tension de claquage $U_{50,}$ constituant ainsi un outil appréciable pour le dimensionnement des structures isolantes. Les résultats issus de ce modèle sont en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement.

Un modèle de foudre négatif a été également établi en se basant sur la grande similarité observée entre les grandes étincelles de laboratoire et les décharges atmosphériques. Les caractéristiques obtenues à partir de ce modèle ont été trouvées conformes aux mesures effectuées lors des décharges naturelles. L'environnement électromagnétique associé au précurseur de foudre a été ensuite caractérisé et les champs électriques et magnétiques obtenues sont aussi en bon accord avec celles relevées expérimentalement.

Direction de Recherche :

Monsieur Abderrahmane Béroual, Professeur des universités
Abderrahmane.Beroual@ec-lyon.fr

Laboratoire Ampère (CNRS UMR5005)
http://www.ampere-lab.fr

Ecole Centrale de Lyon
36 avenue Guy de Collongue
69134 Ecully CEDEX (France)

Version électronique de cette thèse :
http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00xxxxxxxx