

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Dr. Tahar Moulay de Saïda
Faculté de la Technologie
Département d'Electrotechnique



Mémoire de Fin d'Etudes

en vue de l'obtention du diplôme de

Master (LMD)

Spécialité : RESEAUX ELECTRIQUES

Filière : ELECTROTECHNIQUE

Intitulé :

**Utilisation des approches théoriques de Rusk modifiées
pour l'évaluation du champ électromagnétique rayonné
par la foudre.**

Présenté par :

**BEN SABROU Mohamed Amine
OUIIS Mohamed**

Devant le jury composé de :

**Dr A. BOUANANE
Dr. K. ARZAG
Dr. M. MANKOUR**

**Président
Encadreur
Examineur**

Soutenu le / /2020
Promotion 2019-2020

Remerciements

Nos remerciements vont tout premièrement à ALLAH tout Puissant pour la volonté, la santé, et la patience, Ce qu'il nous a donné pendant toutes ces années d'études.

Nous remercions nos parents, nos collègues et nos deux familles, pour leur affection inégalable et leur soutien. Sans leurs encouragements, nous ne pourrions pas terminer ce travail.

Ainsi, nous tenons également à remercier chaleureusement le superviseur Dr. **ARZAG Kaddour** pour le suivi constant tout au long de recherche sur ce thème, qui n'a cessé de me donner ses conseils et ses commentaires.

Nos remerciements vont aussi à tous les enseignants du département d'électrotechnique qui a contribué à notre formation.

Enfin, nous tenons à exprimer notre reconnaissance à tous nos amis et collègues pour leur soutien moral.

- Ouis Mohamed

- Bensabrou Mohamed amine

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail...

A mes chers parents,

A mes frères et sœurs,

A toute ma famille,

A tous mes amies,

A tous mes proches,

A tous ceux qui m'ont soutenu pendant toute la durée de mes
études.

- **BENSABROU MOHAMED AMINE**

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail...

A mes chers parents,

A mes frères et sœurs,

A toute ma famille,

A tous mes amies,

A tous mes proches,

A tous ceux qui m'ont soutenu pendant toute la durée de mes
études.

- **OUIS MOHAMED**

Table de Matières

Introduction générale	1
 Chapitre I : Phénoménologie de la foudre	
I.1 Introduction	3
I.2 Description du phénomène de foudre	4
I.2.1 Mécanismes de formation des nuages orageux	4
I.2.2 Répartition des charges à l'intérieur d'un nuage	5
I.3 Types de coups de foudre	6
I.3.1 Classifications des coups de foudre	6
I.3.2 Coup de foudre ascendant	7
I.3.3 Coup de foudre descendant	8
I.4 Les effet physique d'un impact de foudre	9
I.4.1 Effets électriques d'un impact de foudre	9
I.4.2 Effets électrodynamiques	9
I.4.3 Effets acoustiques : le tonnerre	11
I.4.4 Effets thermiques	11
I.4.5 Effets électromagnétiques	12
I.4.6 Effets électrochimiques	12
I.5 L'effet de pointe	12
I.6 Modélisation du courant de foudre	14
I.6.1. Les différentes classes des modèles de l'arc en retour :	14
a- Les modèles physiques	14
b- Les modèles électromagnétiques	14
c- Les modèles dits de RLC	15
d- Modèles d'ingénieurs	15
I.6.2 Modèles d'ingénieurs	15
I.6.2.1. Modèle de Bruce et Golde (BG) (1941)	15
I.6.2.2. Modèle de la ligne de transmission (TL)	16
I.6.2.3. Modèle de la Ligne de Transmission Modifié (MTL)	16
a- Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance linéaire (MTLL)	16
b- Modèle de la ligne de Transmission Modifiée avec Décroissance Exponentielle (MTLE)	17
I.6.2.4. Modèle de la source de courant mobile (TCS : « Traveling Curent Source »)	18
I.6.2.5. Généralisation des modèles d'Ingénieurs	19
I.6.3 Courant d'arc en retour à la base du canal de foudre	20
a- Modèle "bi exponentiel"	20
b- Modèle de "Heidler"	20

I-7 Conclusion	23
----------------	----

Chapitre II : Méthodes de calcul du champ électromagnétique généré par la foudre

II.1 Introduction	25
II.2 Caractérisation expérimentale du champ électromagnétique	25
II.2.1 Champs électriques et magnétiques mesurés	25
a- Distance de 1 à 200 km	25
b- Distance de 10 à 500 m	
II.3 Méthode de calcul du champ électromagnétique généré par la foudre	28
II.3.1 Calcul du champ au-dessus du sol	28
II.3.1.1 Equations général	28
II.3.1.2 Cas d'un sol parfaitement conducteur	29
II.3.1.3 Approximation de Cooray-Rubinstein pour le cas d'un sol avec conductivité fini	
II.3.2 Champ électromagnétique en dessous du sol	32
II.3.2.1 Approximation de Cooray	32
II.3.2.2 Algorithme de Delfino <i>et al</i>	33
II.3.3 Cas d'un sol stratifié	34
II.3.3.1 Algorithme de <i>Delfino et al.</i>	36
II.3.3.2 Approche simplifiée de <i>Shoory et al.</i>	37
II.4 Approches Théoriques de Rusck	39
II.5 Approches Théoriques de Rusck modifiées par H.K. Hoidalén	40
II.6 Conclusion	41

Chapitre III : Simulation du champ électromagnétique rayonné par la foudre

III-1 Introduction	42
III-2 Géométrie du problème étudié	42
III-3 Résultats numériques et validation	42
III-3-2 Composante verticale du champ électrique	43
III-3-2 Composante verticale du champ électrique	44
• Courant à la base du canal de foudre	44
III-3-3 Champ magnétique:	
• Courant à la base du canal de foudre	
III-4 Conclusion	47
Conclusion générale	49
Références	51

Introduction Générale

Conclusion Générale

La compatibilité électromagnétique est une discipline scientifique et technique qui trouve des solutions aux problèmes de la cohabitation entre les différents systèmes. Ainsi, dans les dernières décennies, la prise en compte de la compatibilité électromagnétique CEM est devenue de plus en plus une étape très essentielle pour la conception des systèmes électriques, électroniques et/ou de télécommunication. Cette classe importante qu'a prise la compatibilité électromagnétique dans le domaine du génie électrique ainsi que dans le domaine de l'industrie est dû principalement à l'utilisation croissante des dispositifs électroniques qui sont plus susceptibles aux agressions exercées par les perturbations d'origine électromagnétique (EM) à cause de leurs fonctionnement à des niveaux de puissance et de courant de plus en plus faibles.

Le but principale de la compatibilité électromagnétique CEM est de permet à tous systèmes électriques, électroniques ou de télécommunication à garder la propriété de fonctionner correctement dans son environnement électromagnétiques en présence d'autres systèmes et en présence des perturbations. Pour qu'un système soit compatible électromagnétiquement il faut satisfaire la condition qu'il ne doit pas produire lui-même des perturbations EM intolérables pour d'autres systèmes qui se trouvent dans le même environnement que lui, et aussi qu'il ne doit pas susceptible au agressions d'autres systèmes. Le terme CEM désigne aussi l'ensemble des techniques qui traitent toutes les perturbations EM ainsi que les moyens permettant d'éviter les effets indésirables qu'elles sont susceptibles de provoquer.

Les spécialistes de la CEM ont beaucoup intéressé au phénomène naturel dit la foudre a cause de ses effets destructrice soit d'une manière direct lorsqu'il frappe directement le système concerné ou indirect lorsqu'il tombe à distance par le couplage entre son champ électromagnétique généré par la propagation de son arc en retour le long du canal de la foudre avec le système concerné. Ce dernier genre de perturbations EM produites par un coup de foudre indirect est constituent un danger permanent pour les lignes et ouvrages constituant le réseau électrique ou le réseau de télécommunication. De plus, le problème devient de plus en plus difficile à gérer pour le cas des réseaux électriques vus son niveau de complexité qui est de plus en plus croissant faisant intervenir des dispositifs de contrôle-commande à base d'électronique. Ces dispositifs sensibles qui servent au pilotage à distance des réseaux électriques sont très vulnérables et donc souvent perturbés par les champs EM présents dans l'environnement du réseau électrique et ces composants. Ceci ce traduit par une modification

néfaste des ordres de décision ce qui engendre souvent des dysfonctionnements du réseau électrique. Devant cette situation, Il devient alors impératif de faire des investigations théoriques et expérimentales afin d'identifier les champs EM agresseurs et de quantifier leurs effets sur les différents éléments du réseau électrique afin de réaliser des stratégies de protection plus efficaces.

Dans ce contexte, le recours à des outils numériques pour quantifier les composantes du champ électromagnétique généré par la foudre a pris une grande place dans les travaux des laboratoires de recherche au niveau international. Ainsi plusieurs plus méthodes mathématiques ont été développées pour permettre la simulation de ce champ.

L'objectif du travail présenté dans ce mémoire est le calcul des composantes du champ électromagnétique généré par un coup de foudre nuage-sol, en adoptant les approches théorique de Sun Rusck modifiées par Hans Crestien Hoidalén.

Notre mémoire est subdivisé en trois chapitres. Le premier est consacré à la présentation d'une description succincte de la phénoménologie de la foudre, en donnant une vue générale sur son décharge et ces effets. La modélisation du courant de la foudre est aussi présentée dans ce même chapitre. Dans cette partie de modélisation nous intéressons aux modèles dédiés au courant à la base du canal de la foudre et aussi aux modèles décrivant la distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre.

Dans le chapitre II, nous abordons les méthodes utilisées pour calcul du champ EM rayonné par un coup de foudre nuage-sol en traitant les cas du champ calculé au dessus d'un sol parfaitement conducteur et dessus d'un sol avec conductivité finie, ainsi que le cas du champ calculé en dessous du sol. Parmi ces méthodes nous présentons dans ce même chapitre les approches analytiques de Rusck modifiées par Hoidalén.

Dans le chapitre III, nous nous intéressons à la mise en œuvre informatique des approches analytique de Rusck modifiées par Hoidalén pour le but de la simulation du champ électromagnétique généré par un coup de foudre nuage-sol. Une comparaison entre les résultats obtenus à l'aide de cette méthode avec d'autres résultats issus de la littérature spécialisé en utilisant d'autres approches est également présentée dans ce chapitre.

Notre mémoire s'achève par une conclusion générale où nous indiquons quelques perspectives futures dans l'axe de recherche relatif à nos travaux.

Chapitre I

Phénoménologie de la foudre

I.1 Introduction

La foudre est un phénomène naturel qui se développe lorsque la haute atmosphère devient instable en raison de la convergence d'une colonne d'air verticale chaude et chauffée par le soleil sur la masse d'air supérieure plus froide.

Ces courants d'air ascendants transportent de la vapeur d'eau qui, en rencontrant l'air plus frais, se condense généralement, provoquant une activité de tempête convective. La pression et la température sont telles que le mouvement vertical de l'air devient autosuffisant, formant la base d'une formation de cumulonimbus avec son noyau central capable de s'élever à plus de 15 000 mètres. Pour être capable de générer de la foudre, le nuage doit avoir une profondeur de 3 à 4 km. Plus le nuage est haut, plus la foudre est fréquente.

La colonne centrale du cumulonimbus peut avoir des courants ascendants dépassant 120 km/h, créant une turbulence intense avec des cisaillements de vent violents et un danger conséquent pour les aéronefs. Ce même courant ascendant donne lieu à une séparation de charge électrique qui conduit finalement à l'éclair.

La foudre peut également être produite par des tempêtes frontales où un front d'air froid se déplace vers une masse d'air chaud et humide. L'air chaud est soulevé, générant ainsi des cumulonimbus et des éclairs dans un mécanisme similaire à celui décrit précédemment. Une différenciation majeure de ce type d'événement est que le front froid peut continuer son mouvement et entraîner des cumulonimbus répartis sur plusieurs kilomètres de largeur.

La surface de la terre est chargée négativement et la basse atmosphère prend une charge d'espace positive opposée. Alors que les gouttelettes de pluie transportent la charge du nuage vers la terre, le nuage d'orage prend les caractéristiques d'un dipôle avec le bas du nuage chargé négativement et le sommet du nuage chargé positivement.

Les études sur les cascades montrent que les précipitations fines acquièrent une charge électrique positive. Les particules plus grosses acquièrent une charge négative. Le courant ascendant du cumulonimbus sépare ces charges en transportant les charges plus fines ou positives à haute altitude.

Les charges négatives plus lourdes restent à la base du nuage, ce qui fait observer qu'environ 90% de tous les éclairs nuage-sol se produisent entre une base de nuages chargée négativement et une terre chargée positivement (c'est-à-dire un éclair négatif). [1]

I.2 Description du phénomène de foudre

I.2.1 Mécanismes de formation des nuages orageux

De la rencontre entre des nuages un flux d'air froid descendant et un chaud ascendant venant du sol résulte la formation des nuages (Figure -1).

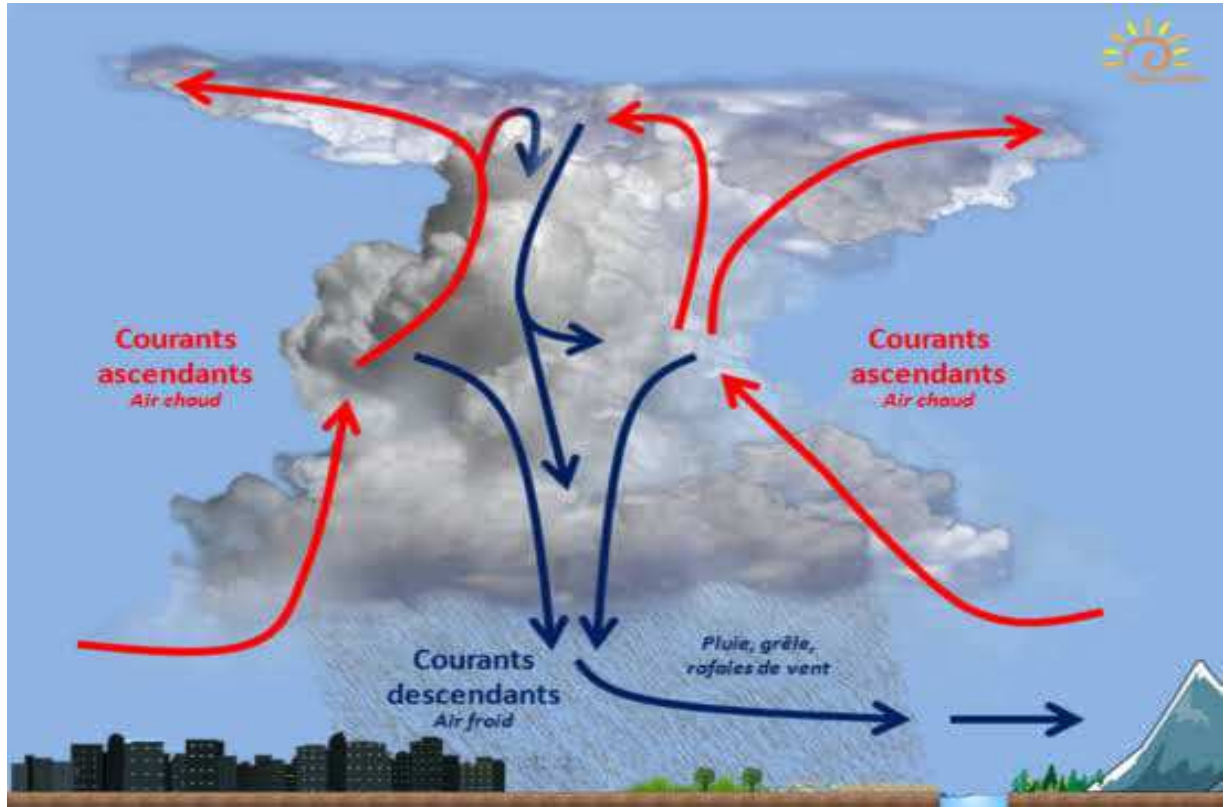


Figure I-1 : Représentation de flux d'air entraînant un épisode orageux [2].

Les nuages dit orageux sont à l'origine des cumulus à ce stade, un courant ascendant, d'air chaud prédomine au sein du nuage, ce dernier atteint sa vitesse maximale dans la partie supérieure du nuage qui est de l'ordre de 25 m/S.

Durant son ascension, l'eau contenue dans le courant de d'air chaud se condense au contact de l'air ambiant plus froid et provoque la création de gouttes d'eau et de glace, dans la partie haute du nuage, ainsi qu'un courant descendant constitue d'air froid. Sous ces dernières conditions le nuage orageux formé est appelé cumulonimbus [2].

I.2.2 Répartition des charges à l'intérieur d'un nuage

Le processus par lequel les nuages d'orage acquièrent une charge n'est pas complètement bien compris. A l'heure actuelle, Il existe deux théories fondamentales qui expliquent la répartition des charges électriques au sein d'un nuage [3]:

D'une part, la théorie de la convection qui considère que les ions libres dans l'atmosphère sont captés par les gouttelettes contenues dans le nuage. Les gouttelettes ainsi chargées sont ensuite transportées par les courants convectifs dans le nuage, produisant ainsi des zones de charges.

D'autre part, la théorie de gravitation, qui repose sur l'hypothèse que les particules chargées négativement sont plus lourdes que les particules chargées positivement. Dans ce cas, la séparation entre les charges négatives et positives se fait par gravité.

Néanmoins, aucune de ces deux théories ne permet d'obtenir une bonne corrélation avec les observations effectuées sur le terrain ou en laboratoire. Cependant, la majorité du monde scientifique s'accorde aujourd'hui sur le fait que le haut du nuage est chargé positivement et que le bas du nuage se compose de particules négatives mais peut aussi contenir des poches de particules positives, comme le montre la Figure I-2 [3].

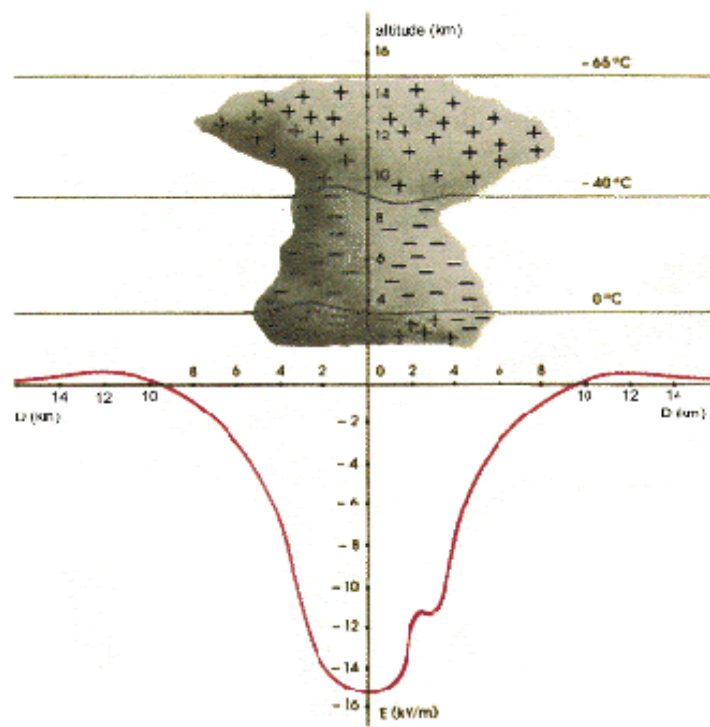


Figure I-2 : Distribution des charges électriques dans la masse d'un cumulo-nimbus et répartition du champ électrique au sol, au moment où va se produire la foudre [3].

Que le nuage soit chargé positivement ou négativement, l'accumulation des charges à sa base est assez importante pour créer une différence de potentiel pouvant atteindre plusieurs kilovolts. Cette différence de potentiel engendre de manière locale un champ électrique pouvant aller de 10 à 50 kV/cm. Pour pouvoir observer une décharge électrique, le champ électrique doit dépasser la valeur critique du champ de rupture de l'air estimée à 30 kV/cm. Il faut noter, cependant, que le champ électrique peut devenir beaucoup plus intense à cause des aspérités du terrain, arbres, sommets montagneux, constructions, qui sont le siège d'effets de pointe ou de couronne [3].

I.3 Types de coups de foudre

I.3.1 Classifications des coups de foudre

Sous l'effet des charges électriques d'un nuage orageux et au cours de leur formation, le champ électrique au sol et à l'intérieur du nuage varie considérablement. Lorsqu'il atteint la valeur limite de claquage, il y a une décharge électrique, qui se répartit en trois types principaux [4,5].

La première phase d'un coup de foudre commence par le développement d'un pré-décharge peu lumineuse ou traceur soit à partir de la base du nuage ou à partir du sol.

On assiste après à l'amorçage d'un arc empruntant le canal ionisé du pré-décharge. On définit quatre grandes catégories de coup de foudre, en fonction de la polarité de la base de nuage déchargé, positive ou négative et en fonction du sens de propagation du traceur ascendant ou descendant (Figure. I-3). Ces quatre catégories sont notamment :

- (a) - Coup de foudre du type descendant négatif,
- (b) - Coup de foudre du type ascendant positif,
- (c) - Coup de foudre du type descendant positif,
- (d) - Coup de foudre du type ascendant négatif.

Les configurations (a) et (b) sont les plus fréquentes, 80 à 90 % dans les régions tempérées et la configuration (c) présente 10 à 20 % des cas, mais la configuration (d) est extrêmement rare [4,5].

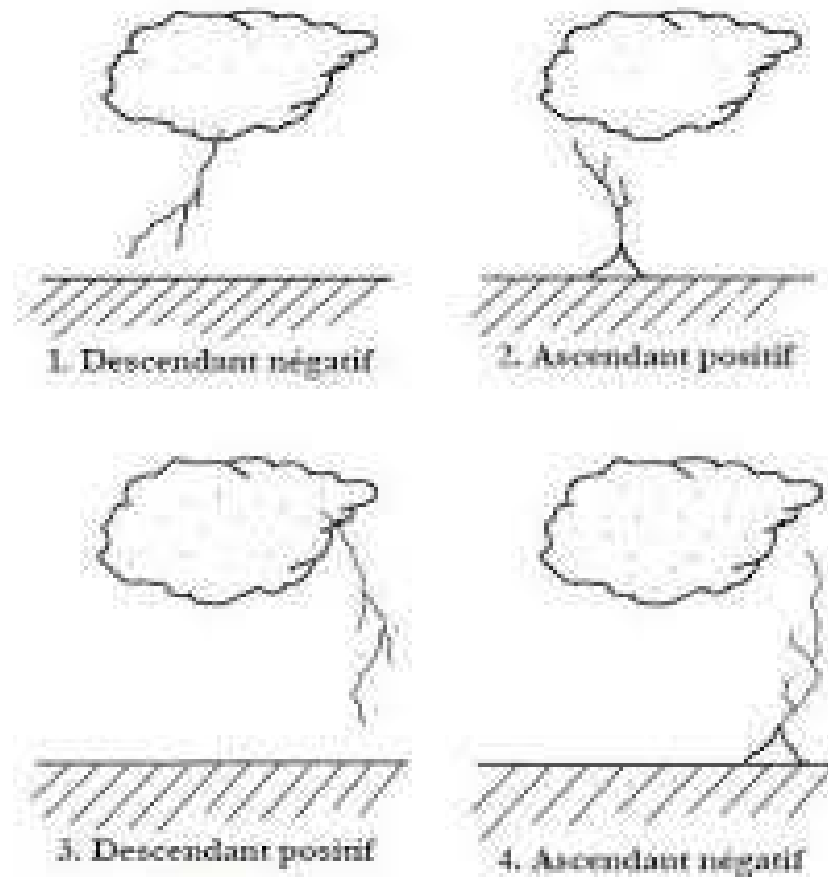


Figure I-3 : - Représentation schématique des différents coups de foudre [6].

I.3.2 Coup de foudre ascendant

Les coups de foudres ascendants sont généralement produits dans des endroits d'importantes prééminences, où les effluves d'effet couronne apparaissent au sommet des aspérités. Ces effluves se développeraient d'autant plus loin et avec plus d'intensité que la dimension de la prééminence est importante.

A partir d'une certaine intensité d'effluves, le phénomène se modifie brusquement et peut se développer plus loin pour atteindre le nuage, c'est le coup de foudre ascendant. Ceci est fréquemment observé à partir des tours dont la hauteur dépasse 300 m, et à partir des gratte-ciels.

La chronologie des événements pour le cas le plus fréquent (ascendant positif) est la suivante :

Aux premiers temps on observe l'apparition de filaments couronnes issus d'un tronc ionisé commun, qui est l'amorce d'un traceur. A partir d'une certaine valeur du champ électrique, ce traceur se développe brusquement en direction du nuage avec une vitesse moyenne de

($2 \cdot 10^4$ à $6 \cdot 10^4$) m/s [7]. Au cours de cette progression, le traceur se ramifie plusieurs fois, et on assiste à la formation d'une arborescence. Au moment où ces ramifications lèchent la base de nuage, il s'établit une décharge, dont la durée peut atteindre la seconde, et qui écoule des courants de l'ordre du millier d'ampères [4].

I.3.3 Coup de foudre descendant

Le traceur d'un coup de foudre descendant négatif [4,8] se développe en progressant vers la terre par bonds successifs de 50 à 100m (Stepped leader). Entre les bonds, on observe des temps d'arrêt de l'ordre de 40 à 100 ms, avec une vitesse de progression moyenne de 0,15 à 0,20 m/ms (deux fois plus grande que celle du traceur ascendant positif). Dès que la pointe du traceur se rapproche du sol, des prés décharges ascendantes se développent généralement depuis un arbre, une salie, en direction du traceur descendant, alors qu'elles n'existaient auparavant que sous forme d'effluves d'effet couronne localisées. Lorsque l'une de ces pré décharges et le traceur par bonds se rejoignent, il s'établit un court circuit entre le nuage et le sol, qui va permettre le passage d'un courant de forte intensité, neutralisant les charges de ce dernier; on observe alors un trait fortement lumineux qui progresse depuis le sol jusqu'au nuage avec une vitesse estimée à 108 m/s. C'est l'arc de retour ou « return stroke ».

Lorsque la première décharge cesse de s'écouler, il peut se passer 100 ms avant qu'une seconde décharge n'apparaisse. Cette seconde décharge commence par l'apparition d'un traceur (dart leader) qui progresse d'une façon continue (contrairement au stepped leader) en suivant le même chemin établi par le stepped leader dont la vitesse de propagation est de l'ordre de 106 m/s et plusieurs décharges successives peuvent ainsi avoir lieu selon ce type de mécanisme. La figure (I-4) montre l'évolution temporelle d'un coup de foudre descendant.

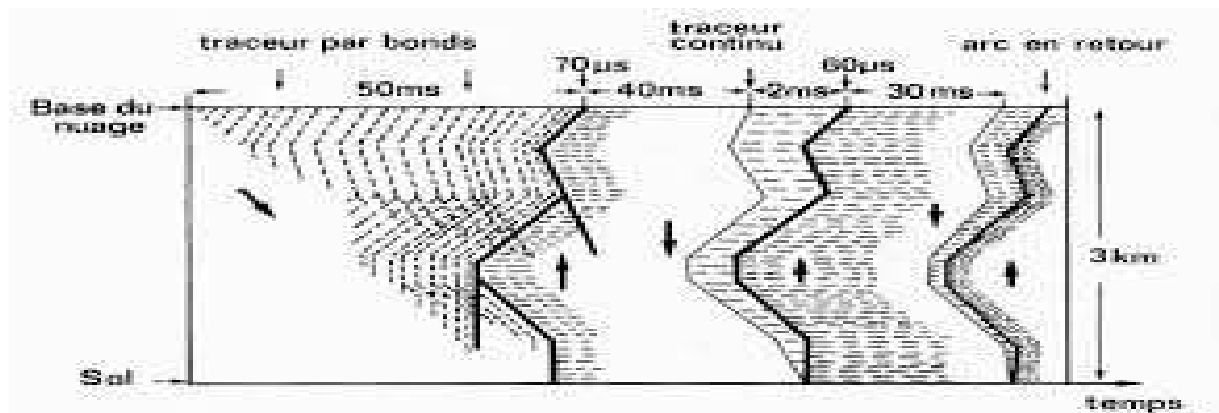


Figure I-4 : évolution spatio-temporelle d'un coup descendant et courant mesuré à la surface de la terre [8].

I.4 Les effet physique d'un impact de foudre

I.4.1 Effets électriques d'un impact de foudre

Dans les chemins variés et complexes empruntés par la foudre pour s'écouler vers la terre apparaissent des différences de potentiel importantes sur de faibles distances. Celles-ci provoquent des claquages locaux qui endommagent les conducteurs présents dans le sol.



Figure I-5 : Troupeau foudroyé (le courant de foudre a traversé les pattes antérieures et postérieures) [9].

Ces tensions présentent un grave danger pour les êtres vivants (Figure I-5), notamment en surface (tension de pas). De plus, des effets électriques indirects, liés au couplage galvanique ou couplage par conduction, engendrent des perturbations sur les lignes d'énergie électrique et sur les lignes de télécommunications ainsi que sur les réseaux de masse [8].

I.4.2 Effets électrodynamiques :

Entre conducteurs parallèles ou quasi parallèles parcourus par des courants de même sens s'exercent des forces d'attraction (antennes tubulaires minces, descentes de paratonnerre et descentes de gouttière, etc.) qui entraînent des contraintes mécaniques et déforment ces conducteurs qui s'entrechoquent ou même s'écrasent.



Figure. I-6: Façade foudroyée et lézardée par la violente onde de pression accompagnant l'éclair [9].

Ces effets sont négligeables si l'écartement entre conducteurs parallèles dépasse 50 centimètres.



Figure I-7 : Arbre foudroyé écorce éclatée [9].

Ne confondons pas ces effets électrodynamiques avec l'effet de souffle ou de déflagration capable de briser vitres et parois (Figure I-6), de projeter êtres vivants et objets matériels à distance, d'engendrer surdités et hémorragies internes graves, de provoquer l'éclatement explosif de l'écorce des arbres (figure I-7), de mâts mauvais conducteurs, de poutres et de murailles, là où s'accumule l'humidité (fortes densités de courant), etc [9].

I.4.3 Effets acoustiques : le tonnerre

Le tonnerre est une onde de choc violente qui génère des pressions importantes à courte distance (pressions de centaines d'atmosphères dans le plasma du canal de foudre). Celles-ci provoquent des bris de vitres proches du point d'impact. L'onde de choc acoustique d'un coup proche (de l'ordre de quelques mètres) est à l'origine des déflagrations importantes citées au paragraphe précédent. La perception du tonnerre ne dépasse guère 10 kilomètres dans les régions tempérées à forte urbanisation et à grande densité de population [9].

I.4.4 Effets thermiques

La décharge atmosphérique produit la fusion des parties métalliques au point d'impact. Les coups chauds (ceux qui durent plus d'un centième de seconde) peuvent enflammer du bois sec et provoquer des incendies. Dans des sols mauvais conducteurs (silice), il y a vitrification au passage du courant de foudre (plasma à 30.000 °C !) et formation de fulgurites (Figure I-8), structures géologiques particulières de sable siliceux fondu ressemblant à du verre naturel. Les fulgurites suivent la forme ramifiée des éclairs ; on parle d'éclairs fossilisés [9].



Figure I-8 : Fulgurite venant du Sahara libyen exposée au musée de Minéralogie de Dresden [9].

Leurs dimensions peuvent atteindre plusieurs dizaines de mètres (exemple : une fulgurite de 35 m de longueur a été extraite du désert libyen). Hormis au point d'impact, la foudre ne peut faire fondre que des fils métalliques assez fins. Les décharges de longue durée entraînent facilement une mise à feu. Il faut prendre garde aux mauvais contacts. L'eau contenue dans le bois ou les maçonneries (en particulier dans les fissures, les jointures, les cavités, la sève des arbres, etc.) s'évapore instantanément et la pression qui en résulte provoque une explosion [9].

I.4.5 Effets électromagnétiques :

Les effets électromagnétiques sont des effets induits sur des boucles ouvertes où les différences de potentiel atteintes peuvent provoquer des étincelles et donc des incendies, surtout en présence de matières inflammables ou explosibles. Vu l'importance des amplitudes de courant en jeu, des surtensions sont véhiculées jusqu'aux équipements électriques et électroniques en leurs extrémités provoquant des dégâts, voire des destructions complètes, et altérant la qualité du service. Les signaux parasites détruisent des composants électroniques de plus en plus miniaturisés et donc de plus en plus sensibles aux surtensions [9].

I.4.6 Effets électrochimiques :

Même sur des descentes de paratonnerres fréquemment foudroyés il n'y a pas lieu de s'attendre à des décompositions électrochimiques. La corrosion accélérée due à des courants circulant dans le sol est importante sur les conducteurs enterrés (câbles, canalisations, installations de mise à la terre, etc.). Toutefois, compte tenu de la courte durée des coups de foudre, ces effets sont généralement négligeables par rapport à ceux provoqués par les courants telluriques (courants électriques qui circulent naturellement dans la Terre, surtout dans les couches sous-jacentes, contenant ou non des parties métalliques, au niveau du sol ; ces courants résultent des champs électriques induits par les variations du champ magnétique terrestre, dès que le sol est légèrement conducteur), appelés aussi courants vagabonds [9].

I.5 L'effet de pointe :

L'effet de pointe peut être mis en évidence de manière simple comme indiqué sur les figures (I-9) et (I-10). La figure (I-10) présente un claquage dans l'air entre deux sphères de même diamètre, selon les travaux remarquables notées par les spécialistes le claquage s'effectue sur la plus courte distance séparant les deux boules. En plus, pour le cas du phénomène de claquage entre deux pointes (Figure I-10), le claquage se produit entre les deux pointes même pour une distance plus grande que celle des deux boules. [2,10].



Figure. I- 9 : Claquage dans l'air entre deux sphères [2,10]

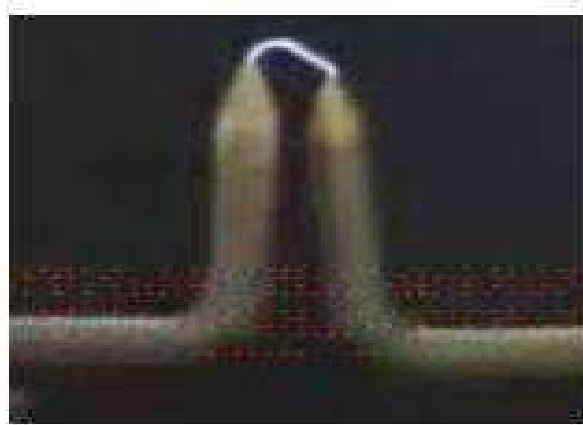


Figure. I-10 : Claquage dans l'air entre deux pointes [2,10]

De manière générale, le potentiel électrique V , et le champ électrique en son voisinage E , d'un conducteur de charge Q et de rayon de courbure R sont donnés selon le théorème de Gauss par les équations (I-1) et (I-2) [10]:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R^2} \quad (\text{I-1})$$

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R} \quad (\text{I-2})$$

Si on considère l'exemple de deux conducteurs soumis au même potentiel électrique V mais possédant un rayon de courbure R_1 et R_2 différent. On obtient les valeurs de champs E_1 et E_2 suivantes :

$$E_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R_1^2} \quad \text{et} \quad E_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R_2^2} \quad (\text{I-3})$$

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{R_1}{R_2} \quad (\text{I-4})$$

Ainsi, entre un objet possédant un rayon de courbure $R_1 = 10$ cm et un autre de rayon $R_2 = 1$ mm soumis au même potentiel, il existera un rapport 100 ($E_2 = 100 E_1$) entre les champs électriques développés en leurs voisinages. Cela explique pourquoi la foudre tombe préférentiellement sur les objets pointus (à faible rayon de courbure), puisqu'en leur voisinage le champ électrique dépasse le champ de rupture diélectrique de l'air. De plus, si les pointes sont portées à un potentiel important, le champ électrique peut entraîner l'ionisation de l'air environnant, accompagné de crépitements et d'effluves lumineux bleutés : c'est l'effet de couronne.

Lorsque la valeur du champ électrique dépasse la valeur critique de rupture diélectrique, la décharge se produit selon un mécanisme complexe, c'est le coup de foudre.

I.6 Modélisation du courant de foudre

La foudre est un générateur de courant, ce courant circule entre le sol et le nuage, il peut entrer en contact direct avec une structure quelconque (foudroiement) ou indirect par action du champ électromagnétique rayonné (Couplage électromagnétique).

Le courant de foudre est constitué du courant du premier arc en retour et du courant d'arc en retour subséquent. La modélisation du courant de foudre nous permet d'avoir la distribution spatio-temporelle du de ce courant de foudre le long du canal de foudre [10].

I.6.1. Les différentes classes des modèles de l'arc en retour :

En général ces sont classés en quatre grandes classes [10,11,12]

a- Les modèles physiques :

Les modèles appartenant à cette classe sont basés sur une approche physicochimique décrivant l'évolution radiale d'une décharge électrique dans un plasma. Ces modèles incluent la température, la pression, et la masse volumique en fonction du temps.

b- Les modèles électromagnétiques :

Dans ces modèles la représentation de l'arc en retour est basée sur "la théorie des antennes" la solution de cette théorie implique dans la solution des équations de maxwell pour calculer la distribution du courant le long du chemin d'écoulement.

c- Les modèles dits de RLC :

Ces modèles représentent la décharge de la foudre comme un processus transitoire sur une ligne de transmission et sont basés sur " la théorie des circuits" caractérisée par la résistance, inductance, capacité par unité de longueur. L'utilité de ces modèles est de déterminer la distribution du courant le long de la ligne d'écoulement.

d- Modèles d'ingénieurs [10,11,12] :

Ces modèles sont en général sous la forme d'un système de deux équations d'écrivant la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre.

I.6.2 Modèles d'ingénieurs

I.6.2.1. Modèle de Bruce et Golde (BG) (1941) :

Il s'agit l'un des premiers modèles dans le genre et probablement le plus simple. Selon ce modèle, le courant $i(z,t)$ à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour est égal au courant à la base du canal du foudre, et à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour, le courant est nul (Fig. I-11):

$$\begin{cases} i(z', t) = i(0, t) & \text{si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v \cdot t \end{cases} \quad (\text{I-5})$$

Où v est la vitesse de propagation de l'onde de foudre.

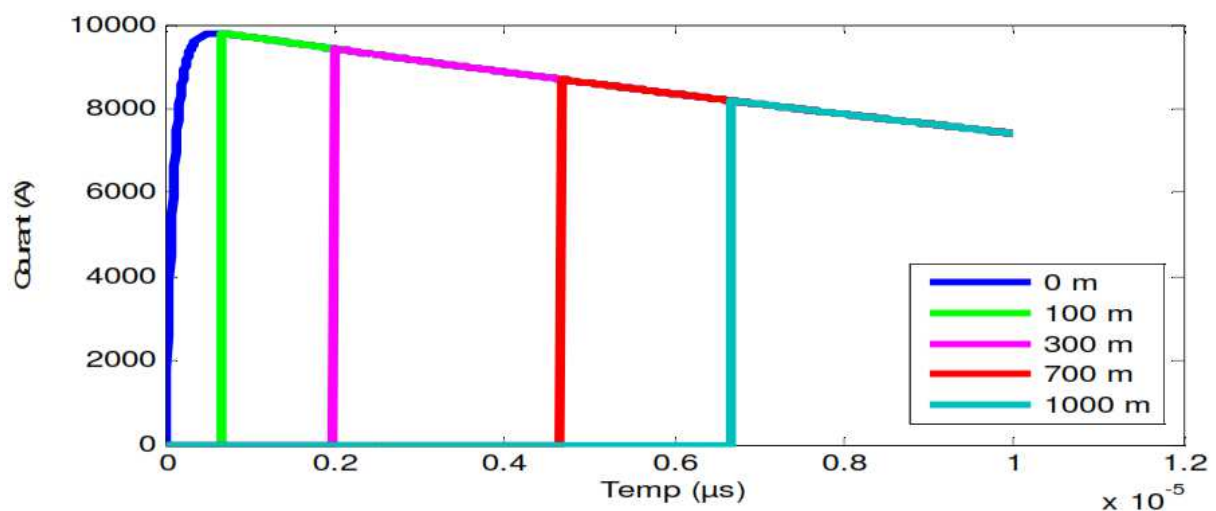


Fig. I-11 Distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour selon le BG [10]

I.6.2.2. Modèle de la ligne de transmission (TL) :

Ce modèle fut présenté par Uman et Mclain[11,12]. Ce modèle assimile la foudre à une ligne de transmission. Il suppose que le courant de l'arc en retour se propage le long du canal de la foudre sans aucune atténuation (Fig. I-12). La distribution du courant est définie par :

$$\begin{cases} i(z', t) = i(0, t - z'/v) & \text{si } z' \leq v.t \\ i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v.t \end{cases} \quad (\text{I-6})$$

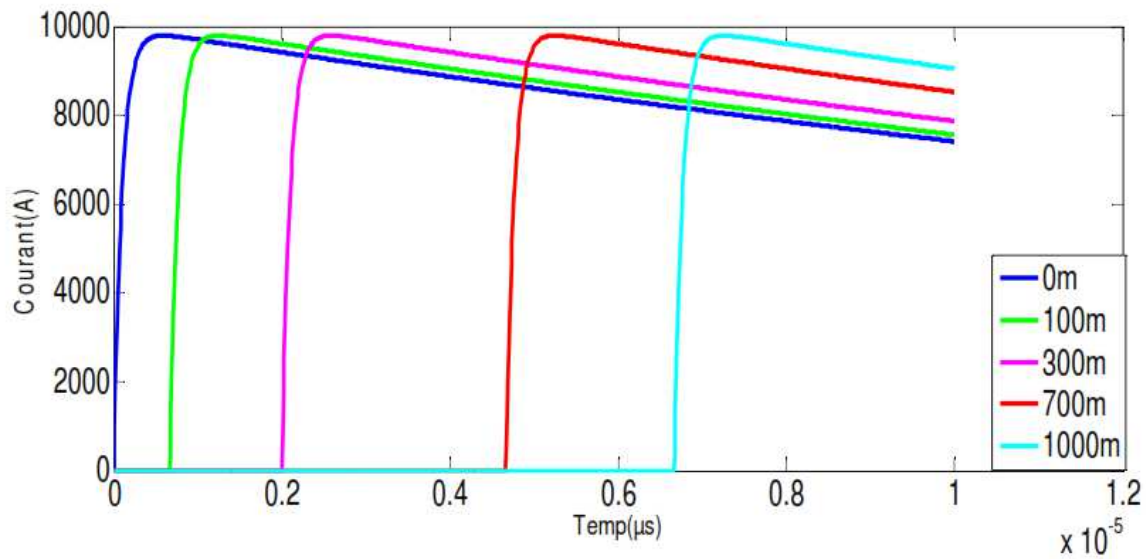


Fig. I-12 Distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour selon le TL [10]

I.6.2.3. Modèle de la Ligne de Transmission Modifié (MTL) :

Ce modèle a été mis en point par Rakov et Dulzon en 1987 et Nucci [10,11,12].

a- Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance linéaire (MTLL)

Ce modèle a été mis en point par Rakov et Dulzon [10,11,12]. L'allure du courant de foudre diminue linéairement lorsque ce propage vers le haut du canal (Fig. I-13).

Selon ce modèle la distribution du courant de la foudre est :

$$\begin{cases} i(z', t) = (0, t - z'/v)(1 - z'/H) & \text{si } z' \leq v.t \\ i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v.t \end{cases} \quad (\text{I-7})$$

Avec H est la hauteur du canal de la foudre.

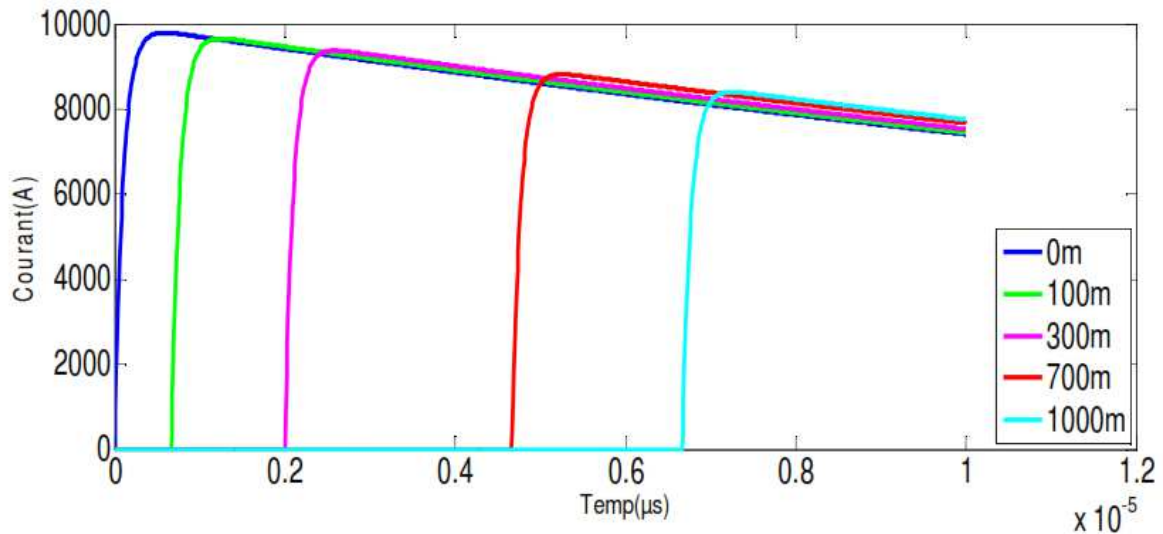


Fig. I-13 Distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour selon le MTLL [10].

b- Modèle de la ligne de Transmission Modifiée avec Décroissance Exponentielle (MTLE) :

Selon Nucci [10,11,12] le courant de la foudre est supposé décroissant en forme d'exponentielle de la forme (Fig. I-14).

$$\begin{cases} i(z', t) = (0, t - z'/v) e^{-i/\lambda} & \text{si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v \cdot t \end{cases} \quad (\text{I-8})$$

λ : La constante de décroissance du courant de foudre en fonction de la hauteur.

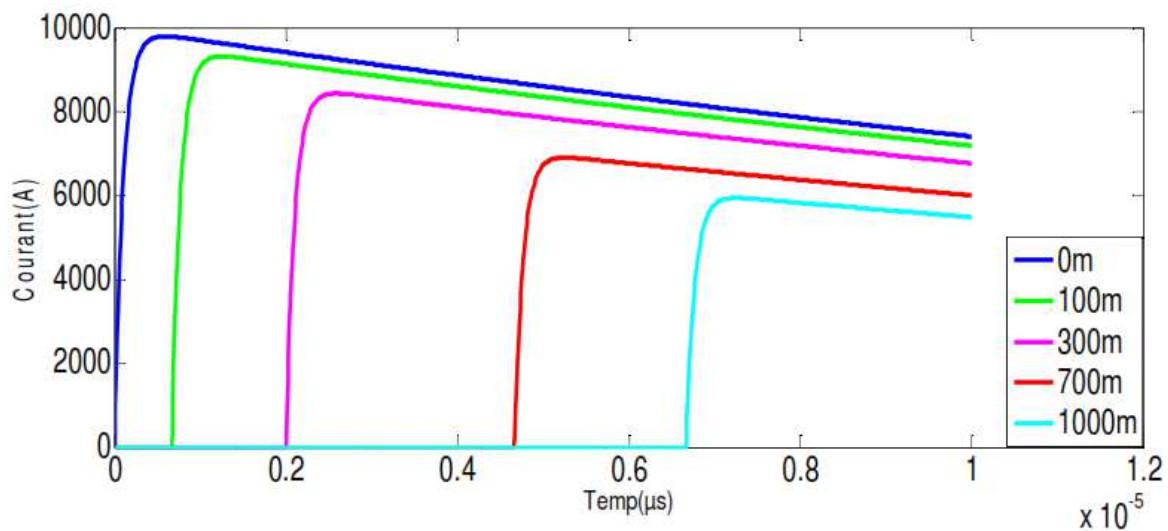


Fig. I-14 Distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour selon le MTLE [10]

I.6.2.4. Modèle de la source de courant mobile (TCS : « Traveling Curent Source »)

Selon ce modèle, proposé par *Heidler* en 1985[10,11,12], les charges localisées dans le canal de foudre sont neutralisées instantanément à l'arrivée du front de l'arc en retour. Une source de courant est associée au front de l'arc en retour et parcourt le canal à la vitesse v de celui-ci. Le courant résultant se propage jusqu'au sol à la vitesse de la lumière (Fig. I-15). Le courant injecté par la source mobile à une hauteur z' atteint la base du canal avec un retard égal à : z'/v_0 , comme on peut le constater à travers l'écriture de l'expression mathématique suivante:

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t + z'/v_0\right) & \text{si } z' \leq v.t \\ i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v.t \end{cases} \quad (\text{I-9})$$

$$\begin{cases} i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v.t \end{cases} \quad (\text{I-10})$$

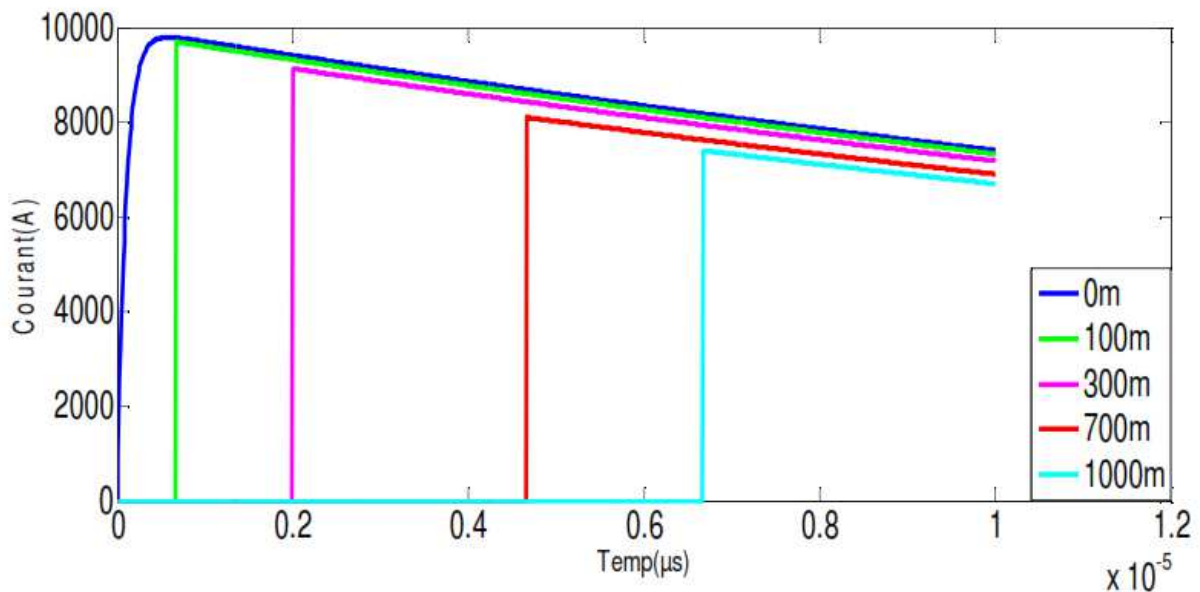


Fig. I-15 Distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour selon le TCS [10]

I.6.2.5. Généralisation des modèles d'Ingénieurs

Dans les références [10], Rakov a présenté les modèles d'Ingénieurs à savoir les modèles : TL, MTLE, MTLL, BG et TCS, à l'aide d'une seule expression. Cette dernière s'écrit comme suit :

$$i(z', t) = P(z') i(0, t - z'/v) u(t - z'/v_f) \quad (\text{I-11})$$

Où:

u : Fonction échelon unité ayant pour valeurs:

$$u(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } t \geq z'/v \\ 0 & \text{si } t \leq z'/v \end{cases} \quad (\text{I-12})$$

$P(z')$. : Facteur d'atténuation de l'onde de courant d'arc en retour

v_f : Vitesse de propagation du front ascendant (appelée aussi par la vitesse de l'arc en retour).

v : Vitesse de propagation de l'onde de courant.

Le tableau II.4 résume les paramètres : v et $P(z')$.

Modèle	$P(z')$	v
BG	1	∞
TL	1	v_f
TCS	1	$-c$
MTLL	$1 - z'/H$	v_f
MTLE	$\exp(-z'/\lambda)$	v_f

Tableau II.4 : Valeurs des paramètres $P(z')$ et v pour les cinq modèles d'Ingénieur [10]

I.6.3 Courant d'arc en retour à la base du canal de foudre :

Le courant associé à un coup de foudre est un courant de court-circuit entre le nuage et le sol. Les campagnes de mesures nous donnent les différentes caractéristiques de ce courant à la base du canal de foudre. Ces caractéristiques sont d'une très grande importance dans la détermination des formules des courants d'arcs en retour à la base du canal de coup de foudre ainsi que pour la détermination de la distribution du courant de foudre le long du canal de foudre.

a- Modèle "bi exponentiel" [7,10,11,12]:

C'est le premier modèle adopté pour la représentation du courant à la base du canal de la foudre [7,10,11,12]. Le premier arc en retour et l'arc en retour subséquent sont représentés respectivement par les formules mathématiques suivantes :

Premier arc en retour

$$i(0,t) = I_0 (\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta_1 t)) \quad (\text{I-13})$$

Arc en retour subséquent

$$i_s(0,t) = I_0/2 (\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta_1 t)) \quad (\text{I-14})$$

Où:

I_0 : désigne l'amplitude du courant de foudre.

α : est l'inverse du temps de montée de l'impulsion du courant de foudre.

β_1 : l'inverse de la durée de l'impulsion du courant de foudre.

Ces paramètres sont estimés à partir des mesures. *Dennis et Pierce* ont proposé les valeurs suivantes [7,10,11,12] :

1^{er} arc en retour: $I_0 = 30\text{kA}$, $\alpha = 2.10^4 \text{ S}^{-1}$, $\beta_1 = 2.10^5 \text{ S}^{-1}$

Arc en retour subséquent : $I_0 = 10\text{kA}$, $\alpha = 1,4.10^4 \text{ S}^{-1}$, $\beta_1 = 6 \cdot 10^6 \text{ S}^{-1}$

Ainsi, *Leteinturier* a proposé les valeurs suivantes [10,11,12], pour ces paramètres :

$$I_0 = 20\text{kA}$$

$$\alpha = 3.10^4 \text{ S}^{-1}$$

$$\beta_1 = 10^7 \text{ S}^{-1}$$

D'autre part, le modèle d'arc en retour subséquent a été modifié par *Cianos et Pierce* qui ont proposé l'expression suivante du courant à la base du canal [7,10,11,12] :

$$I(0, t) = i_1(0, t) + i_2(0, t) \quad (\text{I-15})$$

Avec :

$$i_1(0, t) = I_{01} * (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (\text{I-16})$$

$$i_2(0, t) = I_{02} * (e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad (\text{I-17})$$

Et :

I_{01} : Amplitude de courant i_1

α : Inverse du temps de montée de l'impulsion du courant i_1

β : Inverse de la durée de l'impulsion du courant i_1

Par une simple analogie, les mêmes définitions pour les variables associées au courant i_2 peuvent être obtenues.

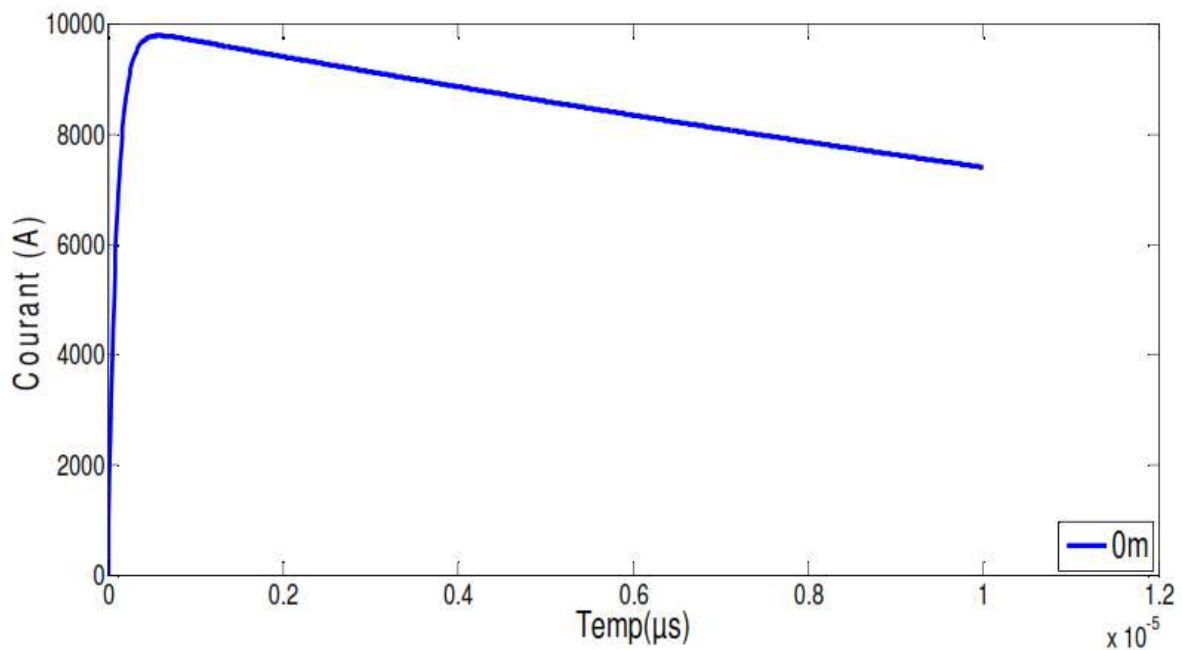


Fig. I-16 variations temporelle du courant à la base du canal de la foudre en adoptant le modèle biexponentielle [10].

La figure I-16 présente les variations temporelles du courant à la base du canal de la foudre calculé à l'aide du modèle biexponentielle. Cette figure montre que ce courant est sous la forme d'une impulsion caractérisé par un temps monté très court (0.7 μ s).

b- Modèle de "Heidler" [10,11]:

En 1985, *Heidler* a présenté expression analytique dont le but est de calculer le courant à la base du canal de foudre pour un premier arc en retour ainsi que pour les arcs subséquents. Selon ce modèle, le courant à la base du canal de foudre s'écrit sous la forme suivante [10,11,12] :

$$i_1(t) = \frac{I_{01}}{\eta} \frac{\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n}{1+\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (\text{I-18})$$

I_1 : Amplitude maximale du courant i_1

τ_1 : Temps de montée du courant i_1

τ_2 : Durée de l'impulsion de i_1

η : Paramètre défini de telle sorte que le maximum de i_1 soit I_1 :

$$\eta = \exp\left[-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)\left(n \cdot \frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{\frac{1}{n}}\right]$$

Cependant, la somme de deux fonctions de type (I-14) à été utilisée, pour l'objectif d'obtenir la forme du courant de foudre à la base du canal pour un arc en retour subséquent.

Ainsi, ce courant se présente sous la forme :

$$I(0, t) = i_1(t) + i_2(t) \quad (\text{I-19})$$

Où :

$$i_1(t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{\left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}}{1+\left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{12}}\right) \quad (\text{I-20})$$

$$i_2(t) = \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{\left(\frac{t}{\tau_{21}}\right)^{n_2}}{1+\left(\frac{t}{\tau_{21}}\right)^{n_2}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{22}}\right) \quad (\text{I-21})$$

$$\eta_1 = \exp\left[-\left(\frac{\tau_{11}}{\tau_{12}}\right)\left(n_1 \cdot \frac{\tau_{12}}{\tau_{11}}\right)^{\frac{1}{n_1}}\right] \quad (\text{I-22})$$

$$\eta_2 = \exp\left[-\left(\frac{\tau_{21}}{\tau_{22}}\right)\left(n_2 \cdot \frac{\tau_{22}}{\tau_{21}}\right)^{\frac{1}{n_2}}\right] \quad (\text{I-23})$$

L'expression du courant à la base du canal de foudre, selon ce modèle, s'écrit alors :

$$I(0, t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{\left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}}{1+\left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{12}}\right) + \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{\left(\frac{t}{\tau_{21}}\right)^{n_2}}{1+\left(\frac{t}{\tau_{21}}\right)^{n_2}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{22}}\right) \quad (\text{I-24})$$

Avec :

I_{01} : Amplitude du courant i_1

τ_{11} : Temps de montée de l'impulsion du courant i_1 ,

τ_{12} : Durée de l'impulsion de courant i_1 ,

η_1 : Facteur de correction de l'amplitude du courant i_1 ,

η_2 : Facteur de correction de l'amplitude du courant i_2 ,

n_1 : Nombre entier compris dans l'intervalle [2.....10].

Mêmes définitions pour le courant i_2 .

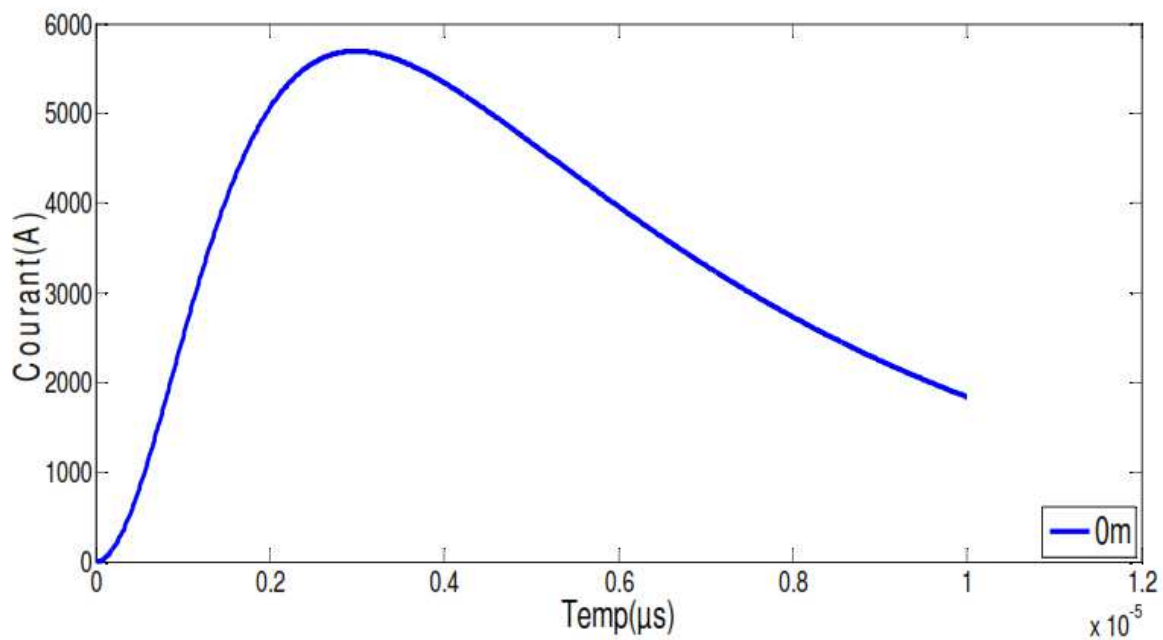


Fig. I-17 variations temporelle du courant à la base du canal de la foudre en adoptant le modèle Heidler pour le premier arc en retour [10]

La figure I-17 montre les variations temporelles du courant à la base canal en utilisant le modèle d'Heidler qui est caractérisé par un temps de monté important (3 μs).

I-7 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté d'une manière succincte les aspects liés au phénomène naturelle dit « la foudre ». Dans cette présentation, la formation des nuages orageux dit « cumulonimbus », ainsi que la représentation des charges à l'intérieur de ces nuages ont été entamé. De plus, nous avons intéressé à la classification des types des coups de foudre. Par la suite, les es effets de la foudre ont été présenté. En dernier, on est intéressé à la modélisation du courant électrique de la foudre, la ou nous avons présenté les différentes classes des modèles du courant de l'arc en retour, avec une attention spéciale qui a été donné

modèle dit « d'ingénieurs » à cause de leur popularité au sein de la communauté scientifique, dans cette même partie, la modélisation du courant à la base du canal de la foudre à été illustré. Les différentes méthodes adoptées pour le calcul du champ électromagnétique généré par un de foudre nuage-sol fera l'objet du prochain chapitre.

Chapitre II

Méthodes de calcul du champ électromagnétique généré par la foudre

II.1 Introduction

Afin de caractériser, le champ électromagnétique généré par la foudre beaucoup d'études et de recherches expérimentales et théoriques ont été réalisées pour formuler et modéliser ce champ. Dans ce deuxième chapitre nous essayerons de donner une vue sur la caractérisation expérimentale du champ électromagnétique généré par la foudre ainsi que de présenter un état de l'art sur quelques méthodes mathématiques qui sont utilisés pour calculer ce champ.

II.2 Caractérisation expérimentale du champ électromagnétique :

La connaissance des caractéristiques des composantes du champ électromagnétique produit par la foudre est nécessaire pour étudier les effets du couplage entre ce champ et les différents systèmes électriques, électroniques et de télécommunication. Dans cette section les champs électriques et magnétiques de foudre mesurés à des différentes distances seront présentés.

II.2.1 Champs électriques et magnétiques mesurés :

a/ Distance de 1 à 200 km :

Dans cette partie, nous présentons des mesures du champ magnétique azimuthal, et les composantes horizontale et verticale du champ produits par les arcs en retour négatives sur des échelles de temps microsecondes et sous-microsecondes. Des analyses approfondies sur les champs mesurés dus à des coups de foudre positifs et à des processus de foudre autres que les coups de foudre nuage-sol sont présentées dans l'étude de Rakov (1999) de la référence [14].

Les ondes du champ magnétique azimuthal et du champ électrique vertical mesurées à des distances allant de 1 à 200 km par rapport au canal de la foudre ont été publiées par Lin *et al.* (1979) [15,16]. Les formes des ondes obtenues par ces chercheurs, sont effectuées à l'aide de nombreuses mesures acquises en Floride, et sont présentées sur la Fig. II-1. Les variations tracées en trait continu correspondent aux premiers arcs en retour alors que celles tracées en traits discontinus correspondent aux arcs en retour subséquents.

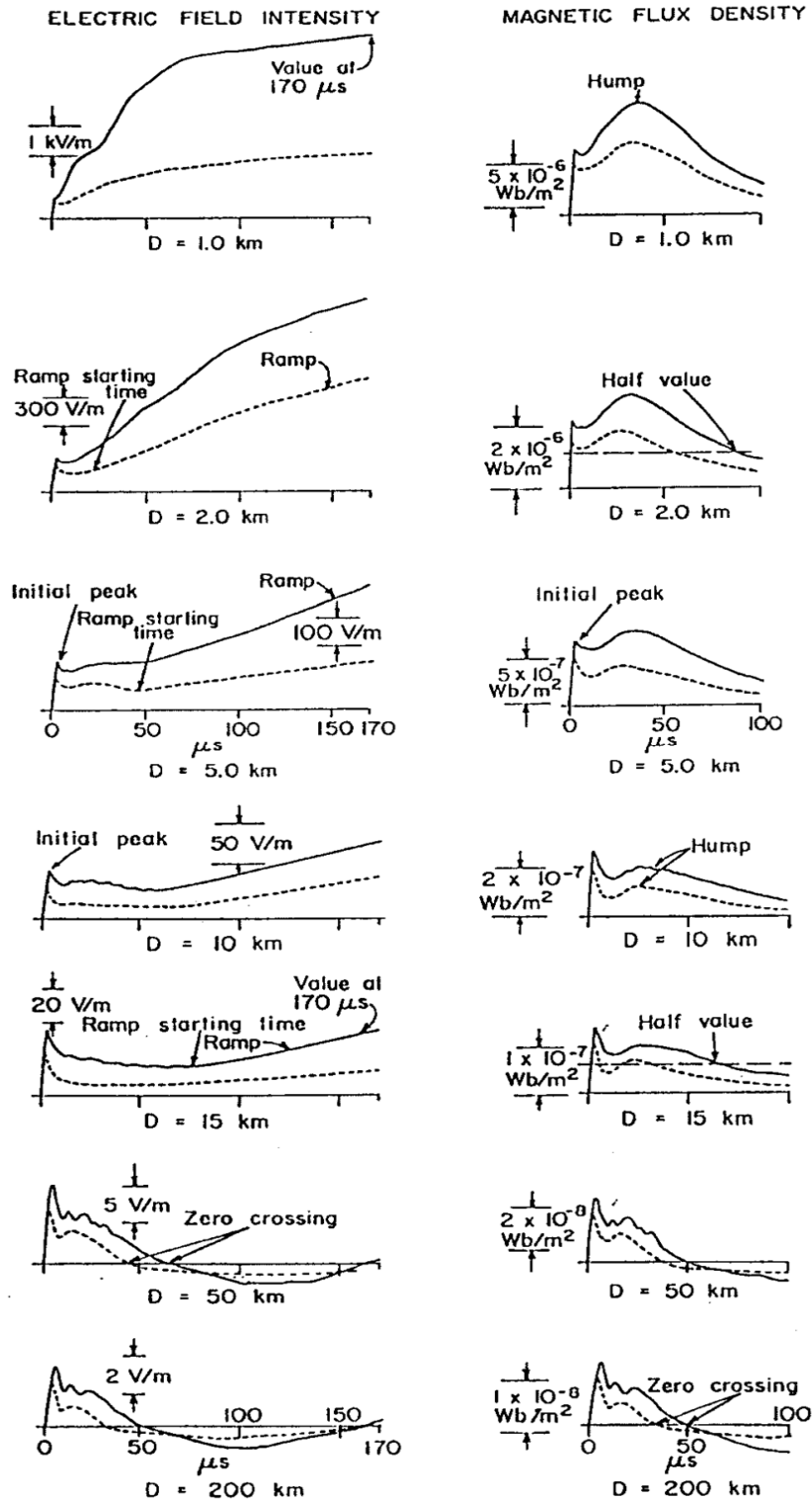


Fig. II-1 : Formes d'onde typiques de l'intensité du champ électrique vertical (colonne de gauche) et de la densité de flux magnétique azimuthal (colonne de droite) pour les premiers arcs de retour (ligne continue) et les arcs en retour subséquents (ligne en pointillés) à des distances de 1, 2, 5, 10, 15, 50 et 200 km [15,16].

La figure II-1 montre que les champs électriques et magnétiques éloignés ont des formes d'ondes essentiellement identiques et sont généralement bipolaires.

L'analyse de ces grandeurs mesurées montre que :

- Le champ électromagnétique présente, pour toute distance comprise entre 1 km et 200 km, un premier pic, dont l'intensité est approximativement inversement proportionnelle à la distance.
- A des distances relativement proches, le champ magnétique présente une bosse à environ 30 μ s, alors que le champ électrique possède une croissance en rampe après son pic initial.
- Les champs électriques et magnétiques lointains (distance supérieure à environ 50 km) ont essentiellement la même forme d'onde, et présentent une inversion de polarité.

A cause de la raideur des fortes impulsions du champ électromagnétique rayonné par l'arc en retour (impulsion HF), la foudre constitue une contrainte majeure pour le matériel électrique et/ou électronique fonctionnant dans l'environnement proche de ce champ électromagnétique. Il est donc plus que nécessaire de calculer ce dernier avec une bonne précision.

b/ Distance de 10 à 500 m :

Rubinstein *et al.* (1995)[17] ont analysé les formes d'ondes de champ électrique vertical pour 31 séquences traceur / arc en retour à 500 m et 2 séquences traceur/arc en retour à 30 m du canal de la foudre. Les coups de foudre ont été déclenchés en utilisant la technique classique des fusées et des fils (déclenchement artificiel de la foudre) au niveau du centre spatial de Kennedy (Kennedy Space Center), en Floride, en 1986 et 1991, respectivement. Ces chercheurs ont constaté qu'à des dizaines à des centaines de mètres du canal de la foudre, les formes d'onde de champ électrique vertical combinées traceur/arc en retour apparaissent sous forme d'impulsions asymétriques en forme de la lettre V. Le bas du V est associé à la transition du traceur à l'arc en retour. Depuis 1993, l'environnement électromagnétique de la foudre très proche a été étudié au Centre international de recherche et d'essais sur la foudre (ICLRT) à Camp Blanding, en Floride. Les formes d'ondes de champ électrique enregistrées en 1997 à six distances comprises entre 10 et 500 m du canal de foudre, pour une séquence typique de traceur/arc en retour dans un éclair déclenché, sont illustrées à titre d'exemple sur la figure II-2. Il est à noter que l'amplitude de la forme d'onde en V diminue et sa durée augmente avec l'augmentation de la distance entre le canal de la foudre et le point de mesure.

Selon Crawford *et al.* (2000) [18,19], à quelques exceptions près, la variation de l'amplitude en fonction de la distance est proche d'une proportionnalité inverse (Fig. II-2).

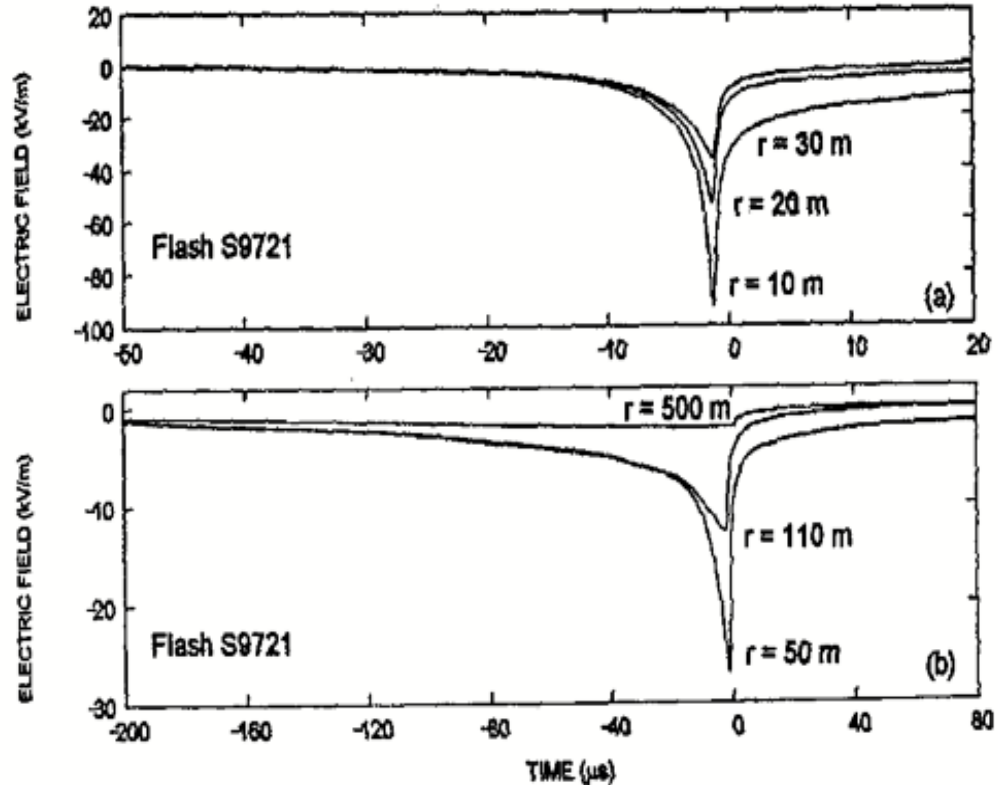


Fig.II-2 : Formes d'onde du champ électrique de la première séquence traceur/arc en retour du flash S9721 enregistrée en 1997 aux distances (a) 10, 20 et 30 m et (b) 50, 110 et 500 m au Camp Blanding, Floride. Adapté de Crawford *et al.* (1999)[18,19].

II.3 Méthode de calcul du champ électromagnétique généré par la foudre

II.3.1 Calcul du champ au-dessus du sol :

II.3.1.1 Equations général :

Le traitement complet du problème de rayonnement d'un dipôle a été réalisé par Banos en 1966 [20], en déterminant la solution des équations de Maxwell pour chaque milieu en accord avec les conditions aux limites à l'interface air-sol.

En coordonnées cylindriques, les équations du champ crée par un dipôle vertical placé à une hauteur z' dans le domaine fréquentiel sont données par les expressions suivantes [10,20] :

$$dE_r(r, z, j\omega) = \frac{j\omega I(z') \mu_0 dz'}{4\pi k_2^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial r \partial z} (G_{22} - G_{21} + k_1^2 V_{22}) \right] \quad (\text{II-1})$$

$$dE_z(r, z, j\omega) = \frac{j\omega I(z') \mu_0 dz'}{4\pi k_2^2} \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_2^2 \right) (G_{22} - G_{21} + k_1^2 V_{22}) \right] \quad (\text{II-2})$$

$$dH_\phi(r, z, j\omega) = \frac{-I(z') dz'}{4\pi} \left[\frac{\partial}{\partial r} (G_{22} - G_{21} + k_1^2 V_{22}) \right] \quad (\text{II-3})$$

Avec

$$G_{21} = \frac{\exp(jk_2 R_r)}{R_r} = \int_0^\infty \frac{\exp(-\gamma_2(z'+z))}{\gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad (\text{II-4})$$

$$G_{22} = \frac{\exp(jk_2 R_d)}{R_d} = \int_0^\infty \frac{\exp(-\gamma_2|z'-z|)}{\gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad (\text{II-5})$$

$$V_{22} = \int_0^\infty \frac{2 \exp(-\gamma_2(z'+z))}{k_2^2 \gamma_1 + k_1^2 \gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad (\text{II-6})$$

Et

$$R_r = \sqrt{r^2 + (z' + z)^2} \quad ;$$

$$R_d = \sqrt{r^2 + (z' - z)^2}$$

$$\gamma_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2} \quad ;$$

$$\gamma_2 = \sqrt{\lambda^2 - k_2^2}$$

$$k_1 = \sqrt{\omega^2 \mu_g \epsilon_g - j\omega \mu_0 \sigma_g} \quad ;$$

$$k_2 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_g}$$

Avec :

$\mu_g, \epsilon_g, \sigma_g$: désignant respectivement la perméabilité, la permittivité et la conductivité du sol.

J_0 : est la fonction de Bessel d'ordre 0.

$I(z')$: est la transformée de Fourier de la distribution du courant le long du canal $i(z', t)$.

II.3.1.2 Cas d'un sol parfaitement conducteur :

Le calcul du champ électromagnétique devient plus simple en utilisant l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur. Dans ce cas, les composantes des champs électrique et magnétique en un point $P(r, \phi, z)$ (Figure II-3) générées par un petit segment infinitésimal dz' à la hauteur z' portant un courant $I(z', t)$ peuvent être calculées dans le domaine temporel par [10]:

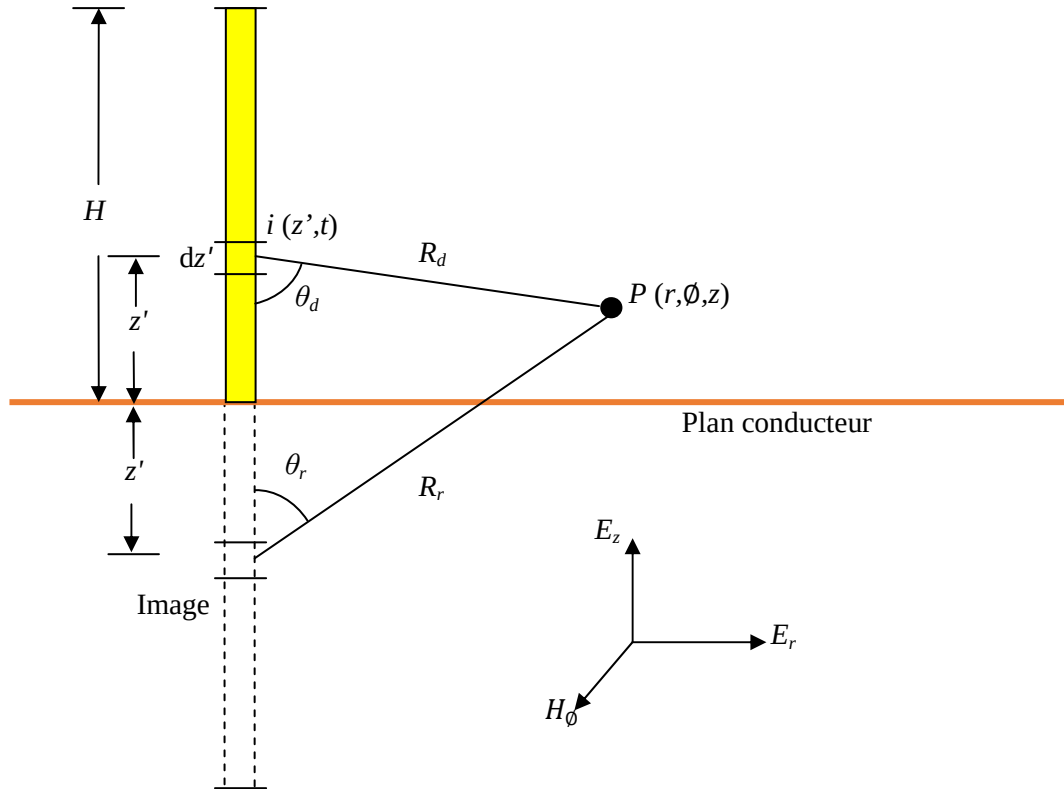


Fig. II-3: Grandeurs Géométriques intervenant dans les équations du champ électromagnétique.

$$dE_r(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{2(z-z')^2}{R^5} \int_0^t i\left(z', \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau + \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) - \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \right] \quad (\text{II-7})$$

$$dE_z(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{3(z-z')^2}{R^5} \int_0^t i\left(z', \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau + \frac{3(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) - \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \right] \quad (\text{II-8})$$

$$dH_{\phi}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi} \left[\frac{r}{R^3} i \left(z' \tau - \frac{R}{c} \right) + \frac{R}{cR^2} \frac{\partial i \left(z', t - \frac{R}{c} \right)}{\partial t} \right] \quad (\text{II-9})$$

$$R = \sqrt{r^2 + (z - z')^2}$$

ϵ_0 : est la permittivité diélectrique du vide.

c : La vitesse de la lumière

R : La distance entre le dipôle et point d'observation

r : La distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation P.

Les champs, électrique et magnétique totaux s'obtiennent par l'intégration des équations (II-7)-(II-9) le long du canal et de son image.

- Le champ électrique est composé de trois termes, le premier terme contenant l'intégrale du courant, appelé « champ électrostatique », le deuxième contenant le courant, appelé « champ d'induction » et le troisième contenant la dérivée du courant, appelé « champ rayonné ».

- Le champ magnétique est composé d'un terme d'induction, appelé aussi « champ magnétostatique » et un terme de rayonnement.

- A des distances proches du canal de foudre, le champ électrique est dominé par la composante électrostatique et le champ magnétique est dominé par la composante magnétostatique,

- A des distances lointaines du canal de foudre, le champ électromagnétique lointain est dominé par la composante rayonnée.

Remarque :

Bien que cette hypothèse permette une simplification des équations du champ, elle n'est pas toujours valable. Pour des distances ne dépassant pas quelques kilomètres, elle est une approximation raisonnable dans le calcul du champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal. Comme il a été montré par plusieurs chercheurs tels que Rachidi *et al* [21], Rubinstein [22], Zeddami et Degauque [23]. Quant à la composante horizontale du champ électrique, elle est beaucoup plus affectée par la conductivité finie du sol [24], [25] et [26]. Pour les distances supérieures à plusieurs kilomètres, la propagation au dessus d'un sol de conductivité finie n'est plus négligeable et a pour conséquence majeure une atténuation des

composantes hautes fréquences, qui se traduit par une diminution de la valeur de pic et de la raideur du front du champ.

II.3.1.3 Approximation de Cooray-Rubinstein pour le cas d'un sol avec conductivité finie:

Récemment, Rubinstein et Coory [22,27] a proposé une approche selon laquelle la composante horizontale du champ électrique à une hauteur z au-dessus du sol peut se décomposer en deux termes :

Le second terme est le champ horizontal calculé pour un sol de conductivité infinie et le deuxième représente l'effet de la conductivité finie du sol et s'obtient par une fonction similaire à Wavetilt mais utilisant le champ magnétique ; Le champ horizontal total est donné par la relation suivante dans le domaine fréquentiel [10]:

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\phi p}(r, 0, j\omega) \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\varepsilon_g + \sigma_g/j\omega}} \quad (\text{II-10})$$

Où

ε_g et σ_g sont respectivement la permittivité relative et la conductivité électrique du sol.

$H_{\phi p}(r, 0, j\omega)$ est la transformée de Fourier du champ magnétique azimuthal au niveau du sol calculé en supposant un sol parfait;

$E_{rp}(r, z, j\omega)$ Est la transformée de Fourier du champ électrique horizontal à l'altitude calculé en supposant un sol parfait.

II.3.2 Champ électromagnétique en dessous du sol :

Les perturbations induites par la foudre dans les câbles souterrains posent des problèmes majeurs au niveau des équipements et des installations électriques et électroniques situées au dessous du sol. La détermination de ces perturbations exige la connaissance du champ électromagnétique généré par la foudre en dessous du sol.

II.3.2.1 Approximation de Cooray :

En 2001, Cooray [28] propose des expressions simplifiées permettant le calcul des champs électriques pénétrant dans le sol et générés par une onde de foudre. Ces expressions se basent sur la connaissance du champ électrique dans le cas d'un sol de conductivité finie, au niveau de l'interface sol-air.

Ainsi dans le domaine fréquentiel ces expressions s'écrivent comme suit :

$$E_r(j\omega, r, d) = E_r(j\omega, r, 0)e^{-k_g d} \quad (\text{II-11})$$

$$E_z(j\omega, r, d) = E_z(j\omega, r, 0) \frac{\varepsilon_0 e^{-k_g d}}{\sqrt{\sigma_g + j\omega\varepsilon_g}} \quad (\text{II-12})$$

$$H_\phi(j\omega, r, d) = H_\phi(j\omega, r, 0)e^{-k_g d} \quad (\text{II-13})$$

Avec

$$k_g = \sqrt{j\omega\mu_0\sigma_g - \omega^2\mu_0\varepsilon_g}$$

d est la profondeur du point de calcul dans le sol

On peut clairement remarquer que les équations (II-11) – (II-13) sont données dans le domaine fréquentiel nécessitant l'utilisation de la transformée de Fourier inverse (TFI) pour passer au domaine temporel.

Le calcul du champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal, au niveau du sol, peut s'effectuer en utilisant l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur. Quant au champ électrique horizontal il peut se faire en utilisant une des méthodes adoptées pour le cas d'un sol avec conductivité finie tel que l'approximation du *Cooray-Rubenstein*.

En 2004, Petrache [29] a fait une comparaison entre les expressions simplifiées de Cooray et les solutions numériques exactes publiées par Zeddam [23] . Le point d'observation est situé à une distance de 100 m du canal de foudre à deux profondeurs au dessous du sol (1 m et 10 m) et pour deux valeurs de conductivités du sol : 0.01 S/m et 0.001 S/m. Il a trouvé que l'approximation de Cooray permet l'obtention de résultats très satisfaisants par rapport aux solutions numériques [10,30].

II.3.2.2 Algorithme de Delfino et al. :

En 2006, Delfino et al. [31] Ont développé un algorithme efficace pour tester la validité de la formule de Cooray, pour une évaluation exacte du champ électromagnétique en dessous d'un sol imparfait. La formule de Cooray utilisée pour la prédiction du champ électromagnétique permet l'obtention d'un bon accord avec la solution exacte pour les grandes valeurs de la conductivité du sol (≈ 0.01 S/m). Cependant, pour les petites valeurs de

la conductivité (≈ 0.001 S/m), la formule de Cooray donne des résultats moins satisfaisants par rapport à la formulation exacte [10,32]. Mathématiquement ces équations sont données par :

$$\begin{cases} E_r = \frac{j}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \exp(-\mu z') \exp(\mu_E z) \frac{\lambda^2 \mu_E}{n^2 \mu + \mu_E} d\lambda \\ E_z = \frac{j}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \exp(-\mu z') \exp(\mu_E z) \frac{\lambda^3}{n^2 \mu + \mu_E} d\lambda \\ H_\phi = \frac{n^2}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \exp(-\mu z') \exp(\mu_E z) \frac{\lambda^2}{n^2 \mu + \mu_E} d\lambda \end{cases} \quad (\text{II-14})$$

Avec

$$\mu^2 = \lambda^2 - k^2 ;$$

$$\mu_E^2 = \lambda^2 - k_E^2 ;$$

k : nombre d'onde dans l'air,

k_E : nombre d'onde dans le sol,

n : indice de réfraction complexe,

J_0 : fonction de Bessel d'ordre zéro,

J_1 : fonction de Bessel du premier ordre.

$$k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$$

$$k_E^2 = \omega^2 \epsilon \mu_0 + j \omega \mu_0 \sigma$$

$$n^2 = k_E^2 / k^2$$

II.3.3 Cas d'un sol stratifié

L'influence de la stratification du sol (sol multicouches) sur les variations spatio-temporelles du champ électromagnétique généré par la foudre a attiré l'attention des nombreux spécialistes dans le domaine des études liées à l'analyse et d'évaluation de l'impulsion électromagnétique de la foudre (LEMP). Wait [33] est le premiers chercheur qui a

présenté une approche analytique pour la propagation du champ électromagnétique en présence d'un sol multicouches.

L'approche de *Wait* a été exploitée par *Cooray et Cummins* [34] pour l'analyse du champ électromagnétique généré par un coup de foudre en présence d'un sol stratifié. Récemment, *Delfino et al.* [35] ont présenté un algorithme efficace exprimé par des expressions exactes pour le champ électromagnétique généré par un coup de foudre sur un sol stratifié a été présenté. En se basant sur l'algorithme de *Delfino et al.*, *Shoory et al.* [36] ont développé une approche simplifiée pour dont le but est l'analyse de l'effet d'un sol stratifié sur le champ électromagnétique généré par la foudre.

Par ailleurs, la méthode des différences finies, dans le domaine temporel en deux dimensions exprimée en coordonnées cylindriques en deux dimensions 2D-FDTD et associée au modèle de courant d'arc en retour de type MTLE, a été exploitée par *Mimouni et al.* [37] pour calculer le champ électromagnétique au dessus et en dessous d'un sol stratifié horizontalement à une distance proche du canal de foudre.

Très récemment *Packnahard et al.* [38] ont exploité le logiciel COMSOL pour évaluer l'effet de la stratification horizontale du sol sur le champ électromagnétique et sur les courants induits sur les câbles sous-terrains. Ce même logiciel a été utilisé par *Sheshyekani et al.* [39] pour examiner le champ électromagnétique généré par un coup de foudre et les surtensions induites par ce champ sur les lignes aériennes en présence d'un sol stratifié horizontalement. Dans ce même contexte, *Arzag et al.* [40,41] et à l'aide de la méthode des différences finie dans le domaine temporelle en trois dimensions 3D-FDTD basé sur la formulation de Taflove [43] associé au modèle électromagnétique pour la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour ont présentés des études liées à l'influence du sol stratifié horizontalement sur les composantes du champ électromagnétique.

La figure II.4 présente la géométrie du problème adoptée pour l'étude de l'effet de la stratification du sol sur les composantes du champ électromagnétique rayonné par coup de foudre.

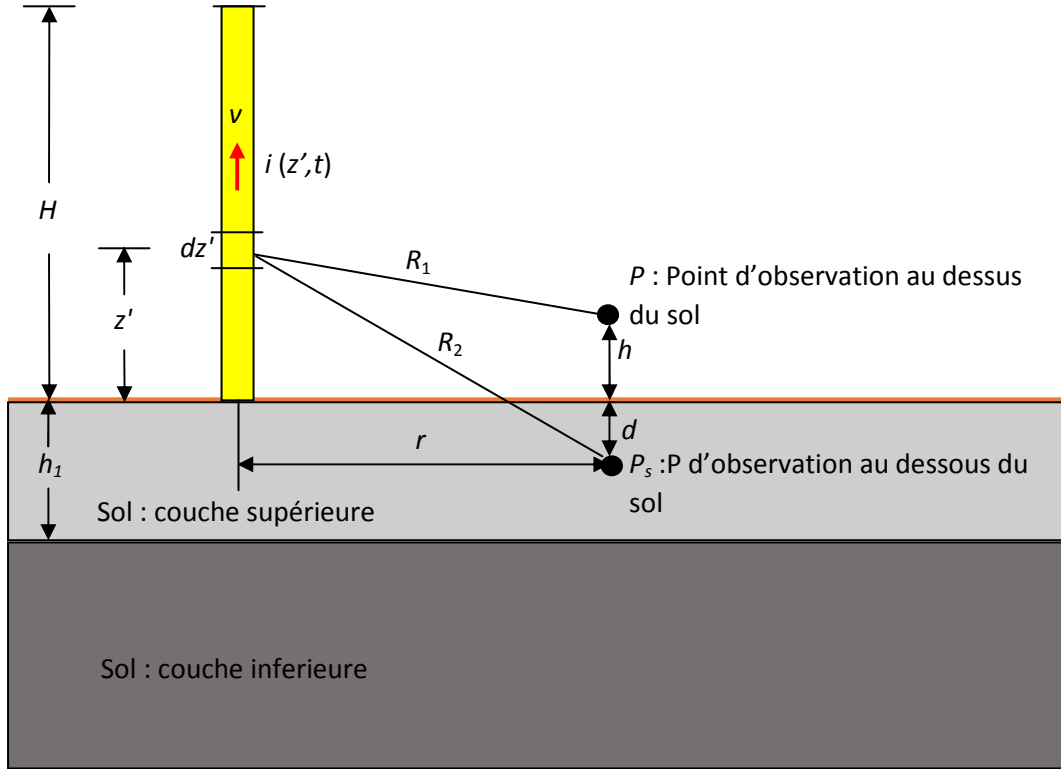


Fig. II-4: Géométrie du problème lié à l'évaluation de l'influence du sol stratifié sur champ électromagnétique généré par la foudre [10].

II.3.3.1 Algorithme de *Delfino et al.*

En 2011 *Delfino et al.* [35] ont développé un algorithme dont le but est l'évaluation du champ électrique horizontal et vertical ainsi que le champ magnétique azimuthal. Selon ces auteurs, les trois expressions du champ peuvent être écrites sous la forme suivante :

$$\begin{cases} E_{zL} = E_{ziL} - \frac{jI(0, \omega)}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^{+\infty} \left(\frac{1 - R(\lambda)}{2} \right) \cdot J_0(\lambda r) \cdot \exp(-\mu z) \cdot \frac{\lambda^3}{\mu} Q(\lambda) d\lambda \\ E_{rL} = E_{riL} - \frac{jI(0, \omega)}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^{+\infty} \lambda^2 J_1(\lambda r) \cdot \left(\frac{1 - R(\lambda)}{2} \right) \cdot \exp(-\mu z) \cdot Q(\lambda) d\lambda \\ H_{\phi L} = H_{\phi iL} - \frac{jI(0, \omega)}{2\pi} \int_0^{+\infty} \left(\frac{1 - R(\lambda)}{2} \right) \cdot J_1(\lambda r) \cdot \exp(-\mu z) \cdot \frac{\lambda^2}{\mu} Q(\lambda) d\lambda \end{cases} \quad (\text{II-15})$$

Avec :

E_{ziL} , E_{riL} , $H_{\phi iL}$: désignant respectivement le champ électrique vertical, le champ électrique horizontal et le champ magnétique azimutal calculés pour un sol idéal (sol parfaitement conducteur).

$$R(\lambda) = \frac{w_0(\lambda) - z_1(\lambda)}{w_0(\lambda) + z_1(\lambda)}$$

$$w_0(\lambda) = \frac{\mu}{k^2}$$

$$\mu^2 = \lambda^2 - k^2$$

$$k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$$

$$z_1(\lambda) = w_0(\lambda) \frac{w_2(\lambda)(e^{\alpha_1} + e^{-\alpha_1}) + w_1(\lambda)(e^{\alpha_1} - e^{-\alpha_1})}{w_1(\lambda)(e^{\alpha_1} + e^{-\alpha_1}) + w_2(\lambda)(e^{\alpha_1} - e^{-\alpha_1})}$$

$$\alpha_1 = \mu_{Ei} h_1 ; \quad \mu_{Ei}^2 = \lambda^2 - k_{Ei}^2 ; \quad k_{Ei}^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{ri} \mu_0 + j\omega \mu_0 \sigma_i$$

$$w_i(\lambda) = \frac{\mu_{Ei}}{k_{Ei}^2}$$

$i = 1$: désigne la première couche du sol.

$i = 2$: désigne la deuxième couche du sol

II.3.3.2 Approche simplifiée de Shoory et al.

Selon, Shoory [36] le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal généré par un coup de foudre nuage-sol, au dessus d'un sol stratifié horizontalement avec deux couches, en un point P peuvent être écrites comme suit:

$$\begin{cases} E_{zL}(r, z) = E_{ziL}(r, z) F_{str} \\ H_{\phi L}(r, z) = H_{\phi iL}(r, z) F_{str} \end{cases} \quad (\text{II-16})$$

Où :

F_{str} est la fonction d'atténuation du sol stratifié dérivée par Wait [33] s'exprimant comme suit :

$$F_{str}(p_{str}) = 1 - j\sqrt{\pi p_{str}} e^{-p_{str}} \operatorname{erfc}(j\sqrt{p_{str}}) \quad (\text{II-17})$$

p_{str} : est appelée distance numérique et le terme erfc indique le complément de la fonction d'erreur de l'argument complexe.

Avec :

$p_{rst} = -0.5 \gamma_0 r \Delta_{str}^2$: Distance numérique.

$\gamma_0 = j\omega\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$: Nombre d'ondes dans l'espace.

$\Delta_{str} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} Z_{str}$: est l'impédance de surface normalisée des deux couches du sol.

$$Z_{str} = K_1 \frac{K_2 + K_1 \tanh(u_1 h_1)}{K_1 + K_2 \tanh(u_1 h_1)}$$

$$K_1 = \frac{u_1}{\sigma_1 + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{r1}}$$

$$K_2 = \frac{u_2}{\sigma_2 + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{r2}}$$

$$u_1 = \sqrt{\gamma_1^2 - \gamma_0^2}; \quad u_2 = \sqrt{\gamma_2^2 - \gamma_0^2}$$

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{r1})};$$

$$\gamma_2 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_2 + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{r2})}$$

Le champ électrique horizontal est donné par la formule suivante [36] :

$$E_{rL}(r, z) = E_{riL}(r, z) - H_{\phi L}(r, 0)Z_{str} \quad (\text{II-18})$$

Shoory *et al* ont aussi donné les expressions mathématiques des trois composantes du champ électromagnétique rayonné par un canal de foudre, dans le domaine temporel, en utilisant l'intégrale de convolution :

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{zL}(r, z, t) = \int_0^t e_{ziL}(r, z, \tau) f_{str}(t - \tau) d\tau \\ h_{\phi L}(r, z, t) = \int_0^t h_{\phi iL}(r, z, \tau) f_{str}(t - \tau) d\tau \\ e_{rL}(r, z, t) = e_{riL}(r, z, t) - h_{\phi L}(r, 0, t) Z_{str}(t - \tau) d\tau \end{array} \right. \quad (II-19)$$

II.4 Approches Théoriques de Rusck :

Sun Rusck [43] de l'Institut Royal de Stockholm a lancé une vaste recherche sur la foudre et ces effets électromagnétiques sur un réseau électrique. Dans son travail original de PHD en 1958 [43], Rusck a présenté des approches théoriques pour le calcul des trois composantes du champ électromagnétique associé à un coup de foudre, ces approches sont exprimées par le biais d'expressions analytiques de la manière suivante [43,44]:

$$E_v = Z_0 I_0 \frac{v}{v_0} \left\{ \frac{1}{\sqrt{(vt - z)^2 + \left[1 - \left(\frac{v}{v_0}\right)^2\right] r_0^2}} + \frac{1}{\sqrt{(vt + z)^2 + \left[1 - \left(\frac{v}{v_0}\right)^2\right] r_0^2}} - \dots \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{(H - z)^2 + r_0^2}} - \frac{1}{\sqrt{(H + z)^2 + r_0^2}} \right\} \quad (III-20)$$

$$E_A = -Z_0 I_0 \frac{v}{v_0} \left\{ \frac{1}{\sqrt{(vt - z)^2 + \left[1 - \left(\frac{v}{v_0}\right)^2\right] r_0^2}} + \frac{1}{\sqrt{(vt + z)^2 + \left[1 - \left(\frac{v}{v_0}\right)^2\right] r_0^2}} \right\} \quad (III-21)$$

$$B = \frac{2Z_0}{v_0} \frac{I_0}{v_0 T} \beta \left\{ \sqrt{1 + \beta^2 \left[\left(\frac{v_0 t}{r_0} \right)^2 - 1 \right]} - \sqrt{1 + \beta^2 \left[\left(\frac{v_0 (t - T)}{r_0} \right)^2 - 1 \right]} \right\} \quad (\text{III-22})$$

Avec :

E_v : Champ électrique du au potentiel électrique scalaire V/m.

E_A : Champ électrique du au potentiel électrique vecteur.

B : Champ d'induction magnétique web/m².

I_0 : Valeur maximale du courant de la foudre.

v : Vitesse de l'arc en retour le long du canal de la foudre.

r_0 : Distance horizontal entre le canal de la foudre et le point d'observation.

H : Hauteur du canal de foudre.

z : Hauteur du point d'observation.

v_0 : Vitesse de la lumière 3×10^8 m/s.

t : Temps.

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$$

$$Z_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 30\Omega$$

$$\beta = \frac{v}{v_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{500}{Z_0 I_0}}} \quad (\text{Coefficient de Lundhom et Rusck})$$

II.5 Approches Théoriques de Rusck modifiées par H.K. Hoidalén :

En 2003 le chercheur norvégien Hans Kristien Hoidalén [46,47,48] a effectué des modifications sur les approches de Rusck afin de les présenter dans les coordonnées cartésiennes. Pour un sol parfaitement conducteur les composantes du champ électromagnétique peuvent être calculées analytiquement à l'aide de la formulation suivante [44,45,46,47,48] :

$$E_x = \frac{\mu_0 \cdot v_0 \cdot I_0}{2\pi \cdot \beta} \cdot x \cdot z \cdot \left[-\frac{1 - \beta^2}{\xi^3} + \frac{1}{r^3} \right] \quad (\text{III-23})$$

$$E_z = \frac{\mu_0 \cdot v_0 \cdot I_0}{2\pi \cdot \beta} \cdot \left[-\frac{1 - \beta^2}{\xi} + \frac{1}{r} \right] \quad (\text{III-24})$$

$$B_y = \frac{\mu_0 \cdot I_0}{2\pi \cdot r^2} \cdot \frac{v \cdot t \cdot x}{\xi} \quad (\text{III-25})$$

Avec

$$\xi = \sqrt{(v \cdot t)^2 + (1 - \beta^2) \cdot r^2}$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

II.6 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre nous nous sommes intéressés à la présentation de quelques méthodes qui ont le but est le calcul des composantes du champ électromagnétiques générés par un coup de foudre nuage-sol. En plus, une vue sur quelques allures du champ électromagnétique mesurées par des différents chercheurs ont été présentées. Les méthodes de calcul présentées dans ce chapitre traitent différents cas du sol, tel que le champ calculé au dessus du sol parfaitement conducteur ainsi que au dessus d'un sol avec conductivité finie, plus le cas du champ calculé au dessous du sol. A la fin du chapitre nous avons entamé les approches de S. Rusck modifiées par H. K. Hoidalén qui seront exploitées dans le prochain chapitre afin de représenter les composantes du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre nuage-sol.

Chapitre III

Simulation du champ électromagnétique rayonné par la foudre

III-1 Introduction

Après la représentation théorique des méthodes de calcul des composantes du champ électromagnétique généré par les coups de foudre effectuée dans le chapitre précédent, nous nous intéressons dans ce troisième chapitre à la mise en œuvre numérique des approches théorique de Rusck modifié par Hoidalen (voir section II-5 du chapitre II). Les composantes du champ électromagnétique concernées prisent en compte dans notre simulation sont ceux des composantes horizontale et verticale du champ électrique et du composante azimuthal du champ magnétique (induction magnétique).

III-2 Géométrie du problème étudié

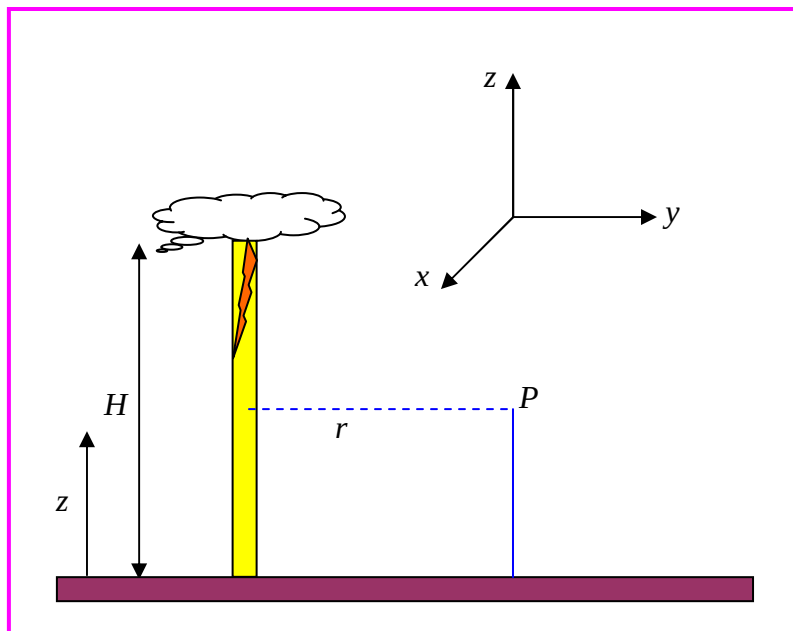


Fig. III-1: Géométrie adoptée pour le calcul du champ électromagnétique.

La figure III-1 représente la géométrie du problème adopté pour le calcul du champ électromagnétique au point d'observation P situé à une hauteur z par rapport au sol et distant de r du canal vertical de la foudre ayant une altitude H et qui se trouve. Le calcul est effectué suivant les coordonnées cartésiennes x , y et z .

III-3 Résultats numériques et validation

Sur la base de la théorie de Rusck-Hoidalen présentée précédemment dans le chapitre II, nous avons développé un programme sous environnement Matlab dédié au calcul du champ

électromagnétique. Pour tester la véracité de notre programme nos résultats seront validés par le biais d'une analyse comparative entre ces dernières et ceux obtenus par F. Rachidi [49] et D. Orzan [50]. Dans ce qui suit trois exemples sont présentés concernant les trois composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre.

III-3-1 Composante horizontale du champ électrique

• Courant à la base du canal de foudre

Dans cette première simulation nous avons exploité la formule biexponentielle (eq. III-1) pour présenter le courant à la base du canal de la foudre. Les valeurs des paramètres liés à ce modèle sont consignées dans le tableau III-1. Les variations temporelles de ce courant sont présentées sur la figure III-2. Il est remarqué que ce courant atteint une valeur maximale de 9,9 kA à l'instant $t = 0.7 \mu\text{s}$.

$$i(0, t) = I_0 [\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta_1 t)] \quad (\text{III-1})$$

I_0	α	β_1	v
10 kA	3.10^4 s^{-1}	10^7 s^{-1}	$1,1.10^8 \text{ m/s}$

Tableau III-1 : Paramètres du courant à la base du canal de foudre [49]

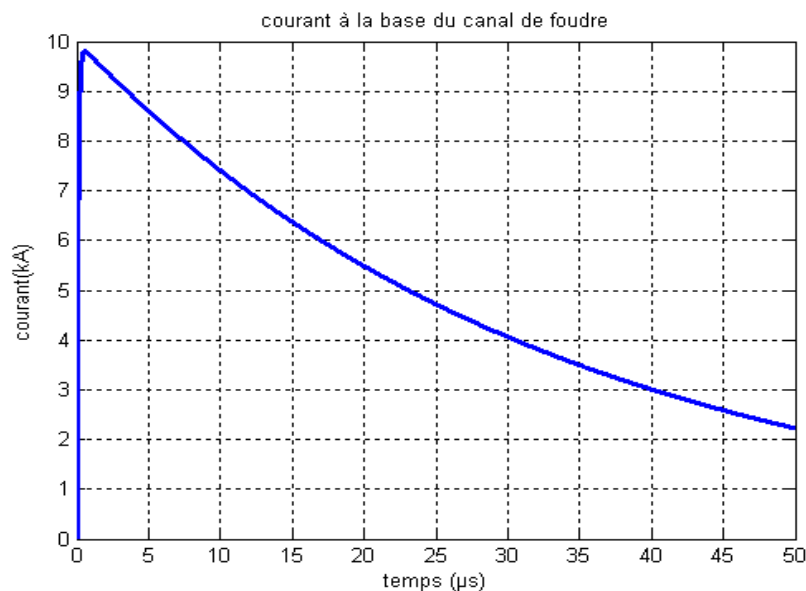


Fig. III-2 : Forme du courant à la base du canal de foudre

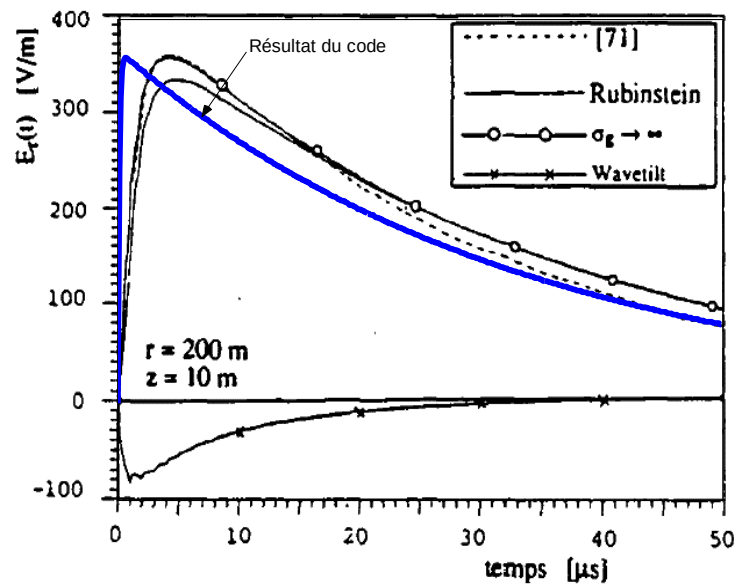


Fig. III-3 : Champ électrique horizontal ($r=200$ m, $h=10$ m)

Comme il est présenté sur la figure III-3 et En s'appuyant sur la forme bi-exponentielle du courant à la base du canal de foudre (équation III.1) et le modèle TL (section I.7.2 du chapitre I) pour représenter la distribution spatiotemporel du courant de foudre de l'arc en retour, nous avons calculés la composante horizontale du champ électrique à une distance radiale de 200 m par rapport au canal de la foudre et une altitude de 10 m par rapport au sol. La comparaison entre les résultats obtenue par la mise en œuvre numérique du approches théorique de Rusck-Haoidalen avec ceux présentées par Rachidi dans la référence [49] basés sur l'approche du dipôle électrique montre une bonne concordance tant sur du point de vue forme d'onde que sur celui de l'amplitude de cette onde.

III-3-2 Composante verticale du champ électrique

• Courant à la base du canal de foudre

De même que la section précédente, en se basant sur la formule biexponentielle illustré par l'équation III-2 nous avons calculé le courant à la base du canal de la foudre. Ce courant est représenté sur la figure III-4, cette dernière montre que le courant est sous une d'impulsion ayant une amplitude maximale de 23 KA et un temps de monté égale à 0,7 μ s.

$$i(0, t) = I_0 [\exp(-t / \tau_1) - \exp(-t / \tau_2)] \quad (\text{III-2})$$

I_0	τ_1	τ_2	v
23,5 kA	3,33 μs	0,1 μs	$1,1 \cdot 10^8 \text{ m/s}$

Tableau III-2 : Paramètres du courant à la base du canal de foudre [50]

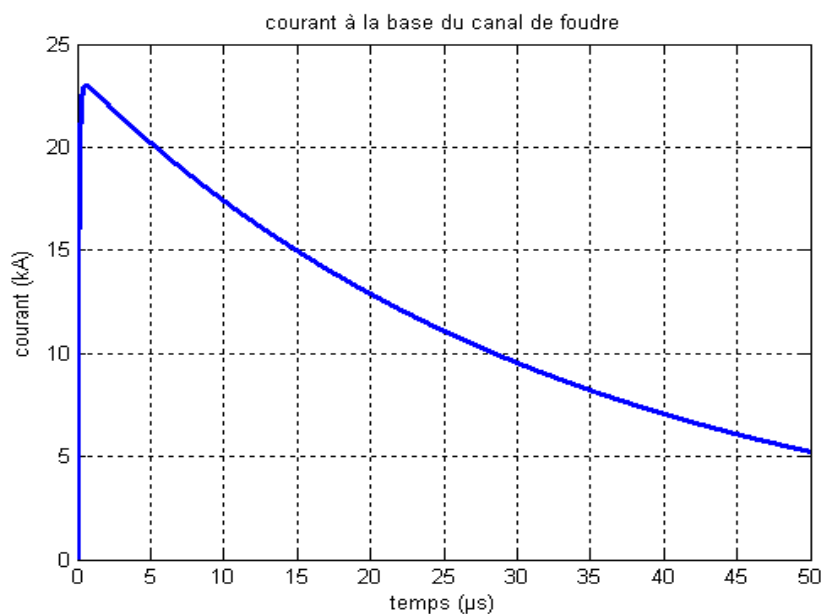


Fig. III-4 : Forme du courant à la base du canal de foudre.

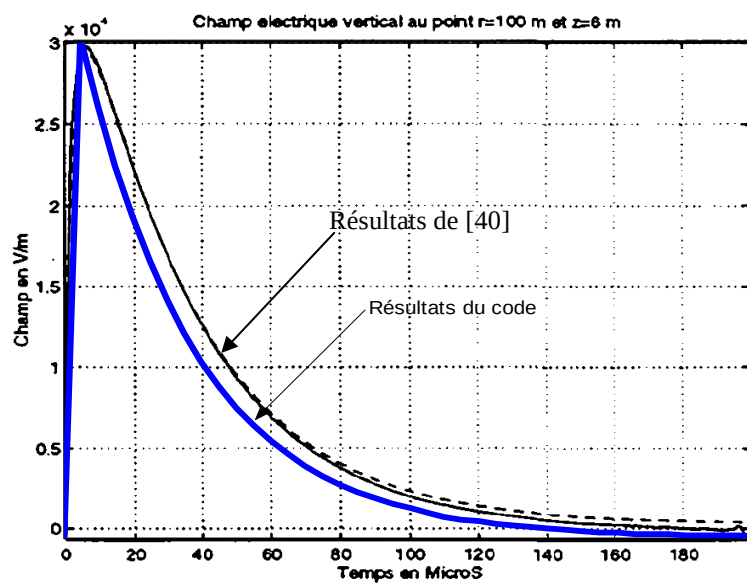


Fig. III-5: Champ électrique vertical ($r=100 \text{ m}$, $h=6 \text{ m}$)

En utilisant les mêmes démarches que la section précédente la composante verticale du champ électrique a été calculée et comparé avec les résultats de D. Orzan présentées au niveau de la référence [50]. Le même constat est observé où la concordance satisfaisante entre la forme d'onde du champ électrique vertical simulé à l'aide du programme (code) que nous avons développé et celle présenté dans la référence [40] est assurée (fig. III-5).

III-3-3 Champ magnétique:

• Courant à la base du canal de foudre

Dans ce cas de figure, le fonction d'Heidler (Eq. III-3) pour le courant à la base du canal, ainsi que le modèle MTLE pour la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour subséquent le long du canal de la foudre ont été pris en compte. Les paramètres de ce courant sont configurés dans le tableau (III-3).

$$i(0.t) = \frac{I_1}{\eta_1} \frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1 + (t/\tau_{11})} \exp(-t/\tau_{12}) + \frac{I_2}{\eta_2} \frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1 + (t/\tau_{21})} \exp(-t/\tau_{22}) \quad (\text{III -3})$$

I_1	τ_{11}	τ_{12}	n_1	I_2	τ_{21}	τ_{22}	n_2	λ	v
10.5kA	2 μ s	4,8 μ s	2	9kA	20 μ s	26 μ s	2	2km	1,5.10 ⁸ m/s

Tableau III-3 : Paramètres du courant à la base du canal de foudre [40]

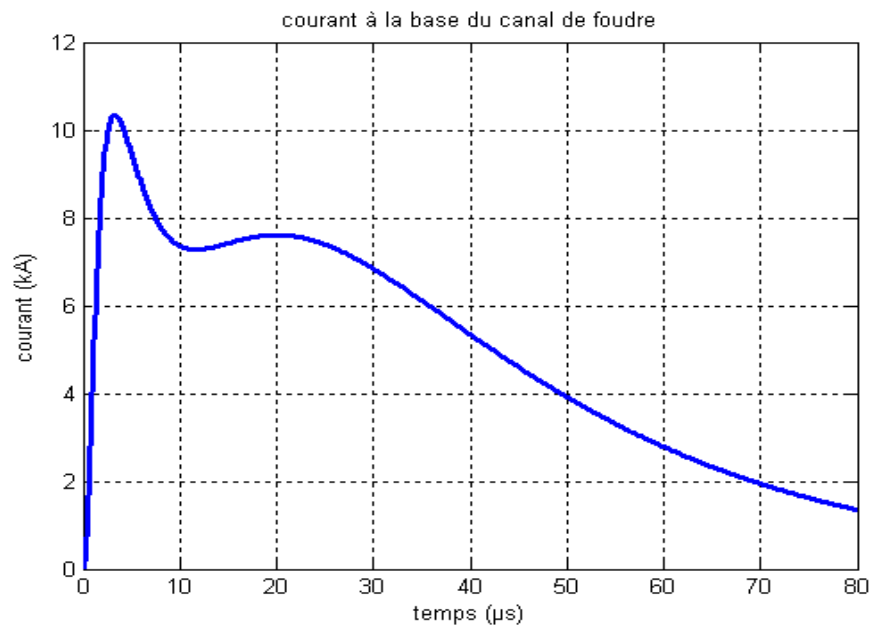


Fig. III-6 : Forme du courant à la base du canal de foudre.

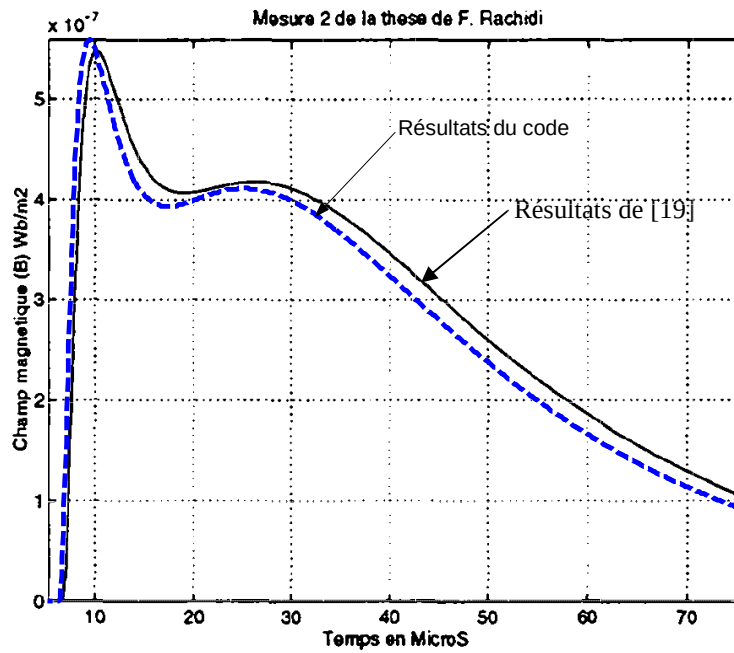


Fig. III-7: Champ magnétique ($r = 2$ Km, $h = 10$ m):

La figure (III-6) montre la forme d'onde du courant à la base du canal de foudre. De ce résultat on peut remarquer la présence d'une bosse sur la forme d'onde. La comparaison entre nos résultats de simulation et ceux de D. Orzan représentés dans la référence [50] montre est illustrée sur la figure (III-7). Une bonne concordance entre les deux résultats a été observée. De plus, l'approche adoptée dans notre programme de calcul a permis de présenter les caractéristiques typiques de l'allure du champ magnétique, à savoir le pic initial et la bosse « hump ».

Ainsi, la concordance satisfaisante entre nos résultats et ceux issus de la littérature à savoir les référence [39] et [40] qui a été clairement remarquée au niveau de l'étude comparative nous ont permis de valider notre programme (code) de calcul des composantes du champ électromagnétique généré par un coup de foudre nuage-sol. De plus, cette approche se montre comme une bonne alternative au calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre.

III-4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les résultats de simulation du champ électromagnétique généré par un coup de foudre nuage-sol. Pour atteindre ce but nous avons exploité les approches théoriques de Rusck modifiées par Hoidalén. Ainsi, et pour le but de la

validation de notre programme de calcul développé sur l'environnement Matlab, nos résultats ont été comparés avec d'autres résultats issus de la littérature spécialisée notamment celle de Rachidi et Orzan. Cette comparaison à montre une concordance satisfaisante entre les résultats obtenue et ceux utilisé pour la comparaison, ce qui démontre que dans le cas d'un sol parfaitement conducteur, il est possible d'utiliser l'approche de Rusck-Hoidalen pour étudier le champ électromagnétique généré par la foudre. Ces approches ont l'avantage qu'ils n'engendrent pas un coût de modélisation important, car elle est basée sur une approche analytique.

Conclusion générale

Conclusion Générale

Dans ce travail nous nous sommes fixés comme objectif le calcul des composantes du champ électromagnétique généré par un coup de foudre nuage-sol. Le cahier de charge relatif à ce travail spécifiait la mise en œuvre des approches analytiques de *Sun Rusck* modifié par *H. C Hoidalen* pour représenter le champ électromagnétique de la foudre dans les coordonnées cartésiennes.

Avant la partie de calcul, nous avons présenté dans les deux premiers chapitres une étude théorique liée à la phénoménologie de la foudre et aux méthodes de calcul du champ électromagnétique. Dans le premier chapitre une description du phénomène naturel dit la foudre a été présentée associée aux effets de ce phénomène. Ainsi dans ce même chapitre nous nous sommes intéressés à la modélisation du courant de la foudre, tel que nous avons donné les formules du courant à la base du canal de la foudre et les modèles mathématiques décrivant la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour lors de sa propagation le long du canal de la foudre, à cet effet une attention spéciale a été donnée aux modèles dit « d'ingénieurs », ces derniers ont été exploités dans le troisième chapitre pour calculer le champ électromagnétique à cause de leur simplicité de mise en œuvre numérique. Le deuxième chapitre a été consacré à la présentation sous la forme d'état de l'art des méthodes de calcul du champ électromagnétique généré par la foudre, en traitant les cas du champ calculé au-dessus d'un sol parfaitement conducteur et au-dessus d'un sol avec une conductivité finie, ainsi que le cas de la présence d'un sol stratifié. Les approches analytiques de Rusck et celles de Rusck modifié par Hoidalen ont été aussi présentées dans ce même chapitre.

Partant du cahier de charge, nous avons mis en œuvre le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre en utilisant les approches de Rusck-Hoidalen. Les résultats obtenus ont été validés par d'autres résultats issus de la littérature spécialisée, obtenus à l'aide de la méthode de dipôles. La comparaison des résultats a donné une bonne concordance ce qui nous a permis de valider l'approche analytique mise en œuvre ainsi que le programme informatique que nous avons développé sur la base de cette approche. Nous avons ensuite montré l'intérêt d'utiliser les approches de Rusck caractérisées par leur simplicité de mise en œuvre permettant un gain en temps de calcul non négligeable.

Enfin pour terminer, nous espérons avec ce modeste travail avoir contribué, sous un éclairage au calcul des composantes du champ électromagnétiques généré par un coup de foudre nuage-sol. Les perspectives de ce travail peuvent se résumer comme suit :

- ❖ prise en compte la résistivité du sol pour obtenir une extension des approches théoriques de Rusck pour le du champ électromagnétique.
- ❖ 'utilisation de ces approches pour effectuer des études de couplage entre le champ électromagnétique généré par la foudre et les réseaux électriques.

Références

Références

- [1] Journal de l'IOSR de génie électrique et électronique (IOSR-JEEE)
- [2] Y. Bourgois « Modélisation des perturbations électromagnétiques générées sur un réseau télécommunication par une agression de type foudre » thèse doctorat, Université de Limoges, France, 2009 .
- [3] C. Gary. La foudre : des mythologies antiques à la recherche moderne. Edition Masson. Edition 2, 1995
- [4] G. Le Roy, C. Gary, B. Hutzler, J. Lacot, C. Dubaton; « Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions (la foudre) », Ed Eyrolles, 1984, Paris. pp. 92-251
- [5] T. Horvath ; « Computation of Lightning Protection », Research Studies Press LTD, England 1991
- [6] A. Beroual, « Note de cours Master 2 Recherches Génie électrique : Matériaux du Génie Electrique Rigidité diélectrique des gaz », 2005
- [7] C. Gary. « La foudre : des mythologies antiques à la recherche moderne ». Edition Masson. Edition 1, 1994.
- [8] E. Kuffel, W. S. Zaengl: « High voltage engineering », Pergamon Press, G.B; 1ère Ed; 1984. pp: 463-488.
- [9] <https://www.futura-sciences.com/planete/personnalites/meteorologie-christian-bouqueneau-1135/>
- [10] K. Arzag « Calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre à l'aide de la méthode FDTD en trois dimensions » Thèse de Doctorat en sciences, USTO-MB, Oran, 2017
- [11] B. Guemri, « Etude et analyse du couplage champ électromagnétique- ligne de transmission », Thèse de magister, USTO-MB, Oran, Algérie 2004.
- [12] J.L. Bermudez Arboleda, « Lightning currents and electromagnetic fields associated with return strokes to elevated strike objects », These doctorate es science, EPFL, Lausanne, Suisse, 2003
- [13] C. Gary, « Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions », Edition EYROLLES, Paris
- [14] V.A. Rakov, « Lightning electric and magnetic fields, » in Proc. 13th Int. Zurich Symp. On Electromagnetic Compatibility, Zurich, Switzerland, 1999, pp. 561-566.
- [15] Y.T. Lin, M.A. Uman, J.A. Tiller, R.D. Brantley, W.H. Beasley, E.P. Krider, and C.D. Weidman, « Characterization of lightning return stroke electric and magnetic fields from simultaneous two-station measurements », J. Geophys. Res., vol. 84, pp. 6307-6314, 1979.
- [16] Y.T. Lin, M.A. Uman, and R.B. Standler, « Lightning return stroke models, » J. Geophys. Res, vol. 85, pp. 1571-1583 1980.

- [17] M. Rubinstein, F. Rachidi, M.A. Uman, R. Thottappillil, V.A. Rakov, and C.A. Nucci, "Characterization of vertical electric fields 500 m and 30 m from triggered lightning", *J. Geophys. Res.*, vol. 100, pp. 8863-8872, 1995.
- [18] D.E. Crawford, V.A. Rakov, M.A. Uman, G.H. Schnetzer, K.J. Rambo, and M.V. Stapleton, "The close lightning electromagnetic environment: Leader electric field change vs. distance" *J. Geophys. Res.* submitted, 2000.
- [19] D.E. Crawford, V.A. Rakov, M.A. Uman, G.H. Schnetzer, K.J. Rambo, and M.V. Stapleton, "Multiple-station measurements of triggered-lightning electric and magnetic fields" in *Proc. 11th Int. Conf. on Atmospheric Electricity*, Guntersville, Alabama, pp. 154-157, 1999.
- [20] Baños, A., *Dipole Radiation in the Presence of a Conducting Half-Space*, Oxford, 1966.
- [21] F. Rachidi, C. A. Nucci, M. Ianoz, and C. Mazzetti "Influence of a lossy ground on lightning –induced voltages on overhead lines", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 38(3), pp. 250-264, 1996.
- [22] M. Rubinstein "An approximate Formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long range", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 38(3), pp. 531-535, 1996.
- [23] A. Zeddami, and P. Degauque "Current and voltage induced on a telecommunication cable by a lightning stroke", edited by H.P. Corp., pp. 377-400, 1990.
- [24] B.Djebbari, J. Hamelin, C. Leteinturier, and J. Fontaine "Comparaison between experimental measurements of the electromagnetic field emitted by lightning and different theoretical models. Influence of the upward velocity of the return stroke" 14th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, Zurich, Switzerland, 1981.
- [25] C. Leteinturier "Champ électromagnétique émis par une décharge orageuse. Modèle théorique intégrant les variations de la résistivité du sol ", Centre National d'Etude de Télécommunications, Note technique, NT/LAA/RLM/66, Nov. 1980.
- [26] A. Zeddami "Couplage d'une onde électromagnétique rayonnée par une décharge orageuse à un câble de télécommunication", Thèse de Doctorat, Université de Lille, France, 1988.
- [27] V. Cooray, "Horizontal fields generated by return strokes", *Radio Science*, Vol. 27, n°. 4, pp. 529-537, 1992.
- [28] V. Cooray "Underground electromagnetic field generated by return strokes of lightning flashes" *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 44(1), pp. 75-84, 2001.
- [29] E. Petrache « Lightning electromagnetic coupling to overhead transmission line networks and to buried cables » Thèse doctorat es science, EPFL, Lausanne, Suisse, 2004.
- [30] A. Mimouni « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre », Thèse Doctorat En Sciences, UST « MB » d'Oran, Algérie, 2007.

- [31] F. Delfino, R. Procopio, M. Rossi, F. Rachidi, and C.A. Nucci, “Evaluation of underground lightning electromagnetic fields,” International Symposium on Electromagnetic Compatibility EMC Europe 2006, September 4-8, 2006, Barcelona, Spain.
- [32] Y. Baba and V. A. Rakov , “Evaluation of lightning return stroke electromagnetic models”, the 29th International Conference on Lightning protection ~ICLP 2008~, 23rd – 26th June 2008 – Uppsala, Sweden.
- [33] J. R. Wait, “Radiation from a vertical electric dipole over a stratified ground,” I.R.E. Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-1, no. 1, pp. 9–11, Jul. 1953.
- [34] V. Cooray and K. L. Cummins, “Propagation effects caused by stratified ground of electromagnetic fields of return strokes”, presented at the 20th Int. Lightning Detection Conf. 2nd Int. Lightning Meteorology Conf., Tucson, AZ, USA, 2008.
- [35] F. Delfino, R. Procopio, M. Rossi, A. Shoory, and F. Rachidi, “Lightning electromagnetic radiation over a stratified conducting ground: Formulation and numerical evaluation of the electromagnetic fields”, Journal of Geophysical Researches, Vol. 116, pp. D04101-1–D04101-8, 2011.
- [36] A. Shoory, F. Rachidi, F. Delfino, R. Procopio, and M. Rossi, “Lightning electromagnetic radiation over a stratified conducting ground—Part 2: Validity of simplified approaches”, Journal of Geophysical Researches, Vol. 116, 2011.
- [37] A. Mimouni, F. Rachidi, and M. Rubinestein, “Electromagnetic fields of a lightning return stroke in presence of a stratified ground”, IEEE Transaction Electromagnetic Compatibility, vol. 56, no. 2, pp. 413–418, Apr. 2014.
- [38] J. Paknahad, K. Sheshyekani, F. Rachidi, M. Paolone, “Lightning Electromagnetic Fields and Their Induced Currents on Buried Cables. Part II: The Effect of a Horizontally Stratified Ground”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 56, no 5, pp 1146-1154, Oct. 2014.
- [39] K. Sheshyekani, J. Paknahad “Lightning Electromagnetic Fields and Their Induced Voltages on Overhead Lines: The Effect of a Horizontally Stratified Ground”, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 30, no. 1, feb. 2015.
- [40] K. Arzag, B. Ghemri, Z. Azzouz, Lightning Electric and Magnetic Fields Computation using the 3D-FDTD Method and Electromagnetic Models in Presence of Different Ground Configurations, IEEJ. Trans. On Power and Energy, Vol. 138, NO. 5, pp 315-320, Mai, 2018.
- [41] K. Arzag, Z. Azzouz, Y. Baba, B. Ghemri, 3D Computation of lightning electromagnetic fields in the presence of a horizontally stratified ground, International Journal of Power and Energy Systems, Vol. 37, No. 4, pp 120-128, 2017.

- [42] A. Taflov, and S. C. Hagness, Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method, Second Edition, Artech House, Boston-London, 2000.
- [43] S. Rusck, «Induced lightning over voltages on power transmission lines with special reference to the over voltage protection of low voltage networks», PhD thesis, Royal Institute - Stockholm, Sweden, 1958.
- [44] k. Arzag «couplage des perturbations électromagnétiques rayonnées par un coup de foudre avec des lignes électriques » Thèse de Magister, USTO-MB, Oran, Algérie, 2008.
- [45] K. Arzag “ Etude CEM sur le couplage du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre avec une ligne aérienne », Medetereanean Journal of Modeling and Simulation MJMS, N 2, pp 19-29, 2014
- [46] H.K. Hoidalén « Analytical formulation of lightning induced voltages on multiconductor overhead lines above lossy ground » IEEE Trans. On EMC, vol.45, No.1, fev.2003
- [47] H. K. Hoidalén «Calculation of lightning induced overvoltages using MODELS » SINTEF Energy Research, Trondheim, Norway
- [48] H.K. Hoidalén «Lightning induced voltages in low-voltage systems and its dependency on overhead line terminations » SINTEF Energy Research, Trondheim, Norway
- [49] F. Rachidi-Haeri “Effet électromagnétique de la foudre sur les lignes de transmission aériennes : modélisation et simulation », thèse de Doctorat Es-science, EPFL, Lausanne, Suisse 1991.
- [50] D. Orzan « Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de ligne multifilaires » Thèse doctorat es science, EPFL, Lausan, Suisse, 1998.