

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUEES
DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Electrique

Spécialité : Réseaux électriques et haute tension

THÈME

**Etude de l'effet de la stratification du sol
sur le champ électromagnétique rayonné
par la foudre (stratification horizontale)**

*Préparé par : Mr EL Robrini Abdelmonim
Mr Yaagoubi Ahmed*

Devant le Jury :

Nom et prénoms	Grade	Qualité
Mimouni Abdenbi	Pr	Président
Mokhtari Abdelkader	MAA	Examineur
Lakhdar Asmaa	MAA	Examineur 1
Habri Khaled	MAA	Encadreur

PROMOTION 2016 /2017

REMERCIEMENTS

NOUS TENONS A EXPRIMER NOTRE GRATITUDE ET NOS
REMERCIEMENTS POUR TOUTES LES PERSONNES QUI ONT
CONTRIBUE A LA REALISATION DE CE PROJET DE FIN D'ETUDE.

NOUS TENONS TOUT D'ABORD A REMERCIER NOTRE ENCADREUR
MR HABRI POUR SON AIDE, SES CONSEILS, SON ENCOURAGEMENT
ET SA DISPONIBILITE DANS CE PROJET.

NOUS PRESENTONS NOS SINCERES REMERCIEMENTS A TOUS NOS
ENSEIGNANTS DU DEPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE QUI ONT
CONTRIBUENT A NOTRE FORMATION.

NOS PROFONDS REMERCIEMENTS POUR LES MEMBRES DE JURY
QUI ONT ACCEPTE D'EVALUER CE TRAVAIL.

ET ENFIN, NOUS TENONS A EXPRIMER NOTRE RECONNAISSANCE A
TOUS NOS AMIS ET COLLEGUES POUR LEUR SOUTIEN ET LEUR
COMPREHENSION.

Dédicace

*Avant tout je remercie Dieu qui nous a aidés à élaborer ce modeste travail
que je dédie :*

A la mémoire de mes grands-parents paternels

*Qui m'ont tant aimé et élevé dans le respect des autres, la discipline et la
rigueur.*

A mes grands-parents maternels

Qu'ils trouvent ici l'expression de ma reconnaissance et que Dieu les garde.

A mes parents

*Qui m'ont comblé de leur soutien et m'ont voué un amour inconditionnel.
Vous êtes pour moi un exemple de courage et de sacrifice continu, que cet
humble travail témoigne mon affection et mon éternel attachement.*

Et spécialement à ma chère et tendre mère

*A celle qui a tant souffert sans me faire souffrir qu'elle trouve dans ce
mémoire le témoignage de ma reconnaissance de son affection pour les
sacrifices, l'extrême amour et de bonté qu'elle m'a offerts.*

Et particulièrement à mon père

*A qui je dois ma réussite et tout le respect, qu'il trouve ici l'expression de
mon affection et une récompense des sacrifices consentis pour moi.*

*A mes frères Abdessalam et Abdeldjouad et ma sœur Rayane et
à toute ma famille*

A mes amis de l'université

A tous ceux que J'aime et qui m'aiment et qui me sont très chers

El robrini Abdelmonim

LISTE DES FIGURES

Figure I.1 Eclair de la foudre	7
Figure I.2 éclair intranuageux	8
Figure I.3 éclair internuageux	9
Figure I.4 éclair extranuageux	9
Figure I.5 L'éclair nuage-sol	10
Figure I.6 Illustration des différentes phases d'une décharge négative nuage-sol	13
Figure I.7 les quatre cas types de coup de foudre	14
Figure I.8 Développement du traceur par bonds	17
Figure I.9 Développement de l'arc en retour	17
Figure I.10 Forme moyenne normalisée du courant des arcs en retour premier	18
Figure I.11 Lancement de la fusée	19
Figure I.12 Lanceur fixe	19
Figure I.13 Champ électrique vertical correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km	21
Figure I.14 Densité du flux magnétique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km	22
Figure I.15 Formes détaillées du champ électrique rayonné normalisé à une distance de 100 Km. a) premier arc en retour b) arc en retour subséquent précédé d'un traceur obscur par pas c) arc en retour subséquent précédé d'un traceur obscur.	23
Figure II.1 Courant à la base du canal (normalisé) correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent calculé à l'aide du modèle bi-exponentiel.	29
Figure II.2 Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel).	30
Figure II.3 variations du courant de foudre selon le modèle de Bruce et Golde.	31
Figure II.4 Distribution spatio-temporelle selon le modèle de ligne de transmission.	32
Figure II.5 Modèle géométrique intervenant dans les équations du champ électromagnétique.	38

Figure II.6	Modèle Géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique propagé le long d'un sol stratifié horizontalement à deux couches.	45
Figure II.7	représentation fréquentielle de la fonction d'atténuation pour le cas d'un sol stratifié horizontalement (a) amplitude, (b) phase.	48
Figure II.8	Variations temporelles du champ électrique vertical au niveau du sol à une distance radiale de 100 km du point d'impact de la foudre pour différentes valeurs de h_1 .	50
Figure II.9	Variations temporelles du champ électrique vertical au niveau du sol à une distance radiale de 100 km du point d'impact de la foudre correspondant à la première approximation, la seconde approximation.	51
Figure II.10	Modèle Géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique propagé le long d'un sol stratifié verticalement à deux couches.	52
Figure II.11	Variations temporelles du champ électrique vertical au niveau du sol à une distance radiale de 100 km du point d'impact de la foudre en présence d'un sol stratifié verticalement.	55
Figure III.1	Géométrie du problème du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement.	59
Figure III.2	Modèle géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique en présence d'un sol stratifié horizontalement à deux couches.	60
Figure III.3	Variations temporelles du courant à la base du canal adopté lors de la simulation.	62
Figure III.4	Différentes formes d'onde du champ électrique vertical obtenues au point d'observation ($r=50$ m, $z=5$ m) pour différentes valeurs de la conductivité de la première couche σ_1 d'un sol stratifié horizontalement.	63
Figure III.5	Différentes formes d'onde du champ électrique radial obtenues au point d'observation ($r=50$ m, $z=5$ m) pour différentes valeurs de la conductivité de la première couche σ_1 d'un sol stratifié horizontalement.	63
Figure III.6	Différentes formes d'onde du champ magnétique azimutal obtenues au point d'observation ($r=50$ m, $z=5$ m) pour différentes valeurs de la conductivité de la première couche σ_1 d'un sol stratifié horizontalement.	64

Figure III.7 Différentes formes d'onde du champ électrique vertical obtenues au point 65
d'observation ($r = 50 \text{ m}$, $z = -5 \text{ m}$) pour différentes valeurs de la
conductivité de la première couche σ_1 d'un sol stratifié horizontalement.

Figure III.8 Différentes formes d'onde du champ électrique radial obtenues au point 65
d'observation ($r=50 \text{ m}$, $z=-5 \text{ m}$) pour différentes valeurs de la conductivité
de la première couche σ_1 d'un sol stratifié horizontalement.

Figure III.9 Différentes formes d'onde du champ magnétique azimutal obtenues au point 66
d'observation ($r=50 \text{ m}$, $z=-5 \text{ m}$) pour différentes valeurs de la conductivité
de la première couche σ_1 d'un sol stratifié horizontalement.

Figure III.10 Taux d'atténuation des trois composantes du champ électromagnétique 67
sous l'effet de la variation de la conductivité de la couche supérieure
comportant le point d'observation ($r=50 \text{ m}$, $z=-5 \text{ m}$)

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I.1 Paramètres du courant d'un coup de foudre descendant négatif	18
Tableau II.1 Paramètres des fonctions bi-exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal.	29
Tableau II.2 Paramètres des fonctions exponentielles.	30
Tableau II.3 P (z') et v pour les cinq modèles d'ingénieur.	36
Tableau II.4 Paramètres électriques des deux couches.	48
Tableau II.5 Paramètres des deux fonctions d'Heidler utilisé pour calculer le champ électrique vertical.	49
Tableau III.1 Variation des valeurs de la conductivité de la première couche adoptées lors de la simulation.	61
Tableau III.2 Paramètres des deux fonctions d'Heidler simulant le courant de foudre à la base du canal.	61

Résumé

L'objectif de ce mémoire a été l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié, structure qui correspond mieux à la réalité physique. Le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre est effectué en dessous et au dessus du sol, et ceci à travers l'exploitation d'un code de calcul qui a été développé et validé auparavant par d'autres chercheurs dans ce domaine. Cette étude nécessite au préalable la connaissance de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour, ce dernier est lié au courant à la base du canal de foudre à travers les modèles d'ingénieur. Nous avons dans un premier temps abordé la modélisation du courant associé à la phase d'arc en retour ainsi que celle du courant au sol, sur la base de modèles appartenant à la famille des modèles d'ingénieur.

La suite du travail a été consacrée à la simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement, L'étude a nécessité l'exploitation du code de calcul suscitée et qui été réalisé sous environnement Matlab, sur la base la méthode des différences finies (FDTD). Nous nous sommes intéressés à l'étude de l'influence de la stratification horizontale du sol sur les formes d'ondes du champ électromagnétique rayonné par la foudre. Notre travail a été orienté, dans ce contexte vers la visualisation de l'effet de la variation conductivité de la couche supérieure du sol sur les formes d'ondes de ces trois composante. Les résultats de simulation ont montré clairement la sensibilité de ces trois composante du champ électromagnétique a cette variation lorsqu'il s'agit d'un point d'observation situé en dessous du sol. En revanche, dans le cas d'un point d'observation au dessus du sol, cette sensibilité est négligeable.

Nous avons ainsi mis en évidence, à la lumière de ces résultats, l'effet de la stratification horizontale du sol sur les allures temporelles du champ électromagnétique rayonné par la foudre.

Tables des matières

Introduction générale	2
Chapitre I : Phénomène de foudre (caractéristique et observation expérimentale)	
I.1 Introduction	5
I.2 Historique	5
I.3 Quelques définitions de base	6
I.4 Phénoménologie	6
I.4.1 Mécanisme de la formation de l'orage	7
I.4.2 Formation des éclairs et leurs types	7
I.4.3 Décharge négative nuage-sol et ses différentes phases	10
I.4.4 Coups de foudre et leurs catégories	13
I.4.5 Effets de la foudre	14
I.5 Observations expérimentales	16
I.5.1 Traceur	16
I.5.2 Arc en retour	17
I.5.3 Vitesse de l'arc en retour	17
I.5.4 Courant à la base du canal	18
I.5.5 Déclenchement artificiel de la foudre	19
I.5.6 Champ électromagnétique rayonné par la foudre	20
I.6 Conclusion	24
CHAPITRE II : Modélisation du rayonnement électromagnétique de la foudre	
II.1 Introduction	25
II.2 Classification de modèles du courant d'arc en retour	25
II.3 Détermination du courant de la foudre à la base du canal	26
II.3.1 Exemple de modélisation du courant à la base du canal	29
II.3.2 Modélisation de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour le long du canal (Modèles d'ingénieur)	31
II.3.2.1 Modèle de Bruce et Golde (BG)	31
II.3.2.2 Modèle de la ligne de transmission TL (Transmission Line)	32

II.3.2.3	Modèle de la source du courant mobile TCS (Travelling Curent Source)	33
II.3.2.4	Modèle de la ligne de transmission modifié MTL (Modified Transmission Line)	33
II.3.2.5	Modèle de Diendorfer et Uman	34
II.3.2.6	Généralisation des modèles d'Ingénieur	35
II.4	Formulation du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre	36
II.4.1	Calcul du champ électromagnétique au-dessus du sol	36
II.4.1.1	Formules générales	36
II.4.1.2	Approximation d'un sol parfaitement conducteur	38
II.4.1.3	Approximation de Cooray-Rubinstein	40
II.4.2	Champ électromagnétique en dessous du sol	41
II.4.2.1	Formule de Cooray	41
II.4.2.2	Formule de Delfino et al	42
II.4.2.3	Méthode FDTD	43
II.5	Calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre en présence d'un sol stratifié	44
II.5.1	Cas d'un sol stratifié horizontalement	44
II.5.1.1	Première approximation	46
II.5.1.2	Seconde approximation	47
II.5.2	Cas d'un sol stratifié verticalement	51
II.6	Conclusion	55
Chapitre III : Analyse de l'effet de la stratification du sol sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre		
III.1	Introduction	58
III.2	Géométrie du problème	58
III.3	Objectif de la simulation	59
III.4	Etude de l'effet de la conductivité de la première couche d'un sol stratifié horizontalement sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre	59
III.4.1	Analyse des résultats obtenus pour un point d'observation situé au-dessus du sol	62
III.4.2	Analyse des résultats obtenus pour un point d'observation situé en dessous du sol	64
III.5	Conclusion	67

Conclusion générale	70
Références bibliographiques	73

Introduction générale

Chapitre I

Phénomène de foudre (caractéristiques et observations expérimentales)

I.1 Introduction

La foudre est un phénomène perturbateur important du fonctionnement de toutes les installations électriques. En effet, on distingue deux types d'agressions électromagnétiques liées à la décharge orageuse, selon que l'éclair touche directement l'ouvrage électrique ou tombe à proximité. Dans le premier cas, on parle de coup de foudre direct. Dans le second, on parle de coup de foudre indirect, du fait qu'il génère un champ électromagnétique perturbateur.

Comme tout phénomène naturel, la caractérisation du phénomène de la foudre passe nécessairement par la connaissance des mécanismes naturels qui les gouvernent ainsi que les observations expérimentales qui s'y rattachent que l'on peut obtenir à partir de la littérature spécialisée.

Ce premier chapitre a pour le but de la connaissance de quelques termes de la foudre et tous ce qui concerne ce phénomène.

I.2 Historique

Depuis longue temps de l'humanité, l'homme a été terrorisé et fasciné par la foudre et le tonnerre. Pour expliquer ces phénomènes et pour conjurer le danger, il faisait appel à des divinités. La foudre était associée à la colère des dieux et à la notion de châtement pour les fautes ou les péchés.

On retrouve ces représentations primitives chez tous les peuples et dans toutes les religions de la terre, y compris chez les chrétiens du Moyen Age.

Ce n'est qu'au 17^{ème} siècle que l'homme commence à se dégager de ces superstitions, et c'est du 18^{ème} siècle que l'on peut dater les débuts de la connaissance proprement scientifique de la foudre. Celle-ci coïncide avec la formidable épopée des travaux de Franklin, Nollet, Dalibard et d'autres savants, au cours de laquelle la nature électrique de la foudre fut identifiée, grâce notamment aux expériences du cerf-volant et de la tige de Marly.

Le 19^{ème} siècle fut principalement consacré à la collecte d'observations visuelles et statistiques de foudroiements, faute d'une instrumentation adéquate pour pouvoir véritablement progresser.

Au cours du premier tiers du 20^{ème} siècle cependant, disons jusqu'en 1930, divers dispositifs de mesure et d'observation photographique avaient déjà permis de défricher un

peu la phénoménologie de l'électricité atmosphérique, et de rassembler quelques données numériques.

Depuis le milieu du 20^{ème} siècle à aujourd'hui, le développement des réseaux de transport et de distribution d'énergie, de l'informatique et de l'électronique motive sérieusement la recherche en matière de protection contre la foudre et donc sur le phénomène lui-même. [1]

I.3 Quelques définitions de base

Pour mieux comprendre le sujet il faut connaître :

- **La foudre** : est une décharge électrique (un courant transitoire de très forte amplitude) se produisant dans un grand intervalle dont les « électrodes » sont d'une part un nuage orageux chargé et d'autre part la terre. [2]
- **L'éclair** : est l'ensemble des manifestations lumineuses provoquées par les décharges d'origine atmosphérique.
- **Le tonnerre** : est le bruit induit par la décharge électrique, entre deux nuages ou entre la base d'un nuage et le sol, ou à l'intérieur d'un même nuage, dont l'éclair est la manifestation lumineuse.
- **L'orage** : est une perturbation atmosphérique violente, accompagnée d'éclairs, de tonnerre, de rafales de vent, d'averses de pluie ou de grêle.
- **Le cumulo-nimbus** : est une masse puissante de nuages sombres, en forme de double enclume à grand développement vertical (de 400 m à 15000 m d'altitude) et s'étendant sur une surface de plusieurs km². [3]
- **Champ électrique au sol** : La dissociation des charges dans le nuage orageux entraîne la génération d'un champ électrique intense dans l'espace nuage-sol. Lorsque qu'il atteint, au niveau d'un sol plan, une intensité de 4 à 10 kilovolts par mètre, selon les conditions locales, une décharge au sol est imminente. [4]
- **Point d'impact** : Point où un coup de foudre frappe la terre, une structure ou une installation de protection contre la foudre. [4]

I.4 Phénoménologie

Depuis les origines, la foudre a impressionné l'homme qui en a fait un attribut de la puissance divine. Ce phénomène naturel terrorise non seulement parce que son atteinte est souvent mortelle mais aussi par le mystère qui l'entoure. [5]

I.4.1 Mécanisme de la formation de l'orage

La source la plus commune de la foudre est la séparation des charges dans les nuages d'orage, les cumulo-nimbus. Les orages les plus fréquents font suite à des fronts froids. A l'arrivée d'un de ceux-ci, la masse d'air froid s'infiltré sous l'air chaud et le soulève, ceci engendre des turbulences dans l'air chaud rejeté en altitude: ainsi se forment les nuages d'orage ou les cumulo-nimbus. [6]

I.4.2 Formation des éclairs et leurs types

A l'intérieur du nuage, les champs électriques créés par la distribution des charges de polarités différentes peuvent être intenses et atteindre des valeurs suffisantes pour déclencher des éclairs. Lorsque le champ électrique est suffisamment important, des rééquilibres s'opèrent entre charges électriques positives et négatives, par l'intermédiaire d'un arc électrique connu sous le nom *éclair* (voir figure I.1) qui présente ici un formidable court-circuit. Il se produit en mettant en jeu non seulement le nuage, mais également tous les éléments susceptibles d'attirer l'éclair par influence électrostatique.

Parmi celles-ci, il faut distinguer l'éclair de la foudre, bien que dans le langage courant, il n'est pas fait de différence entre les deux termes.[7]



Figure I.1 Eclair de la foudre[7]

Les éclairs se divisent en quatre catégories principales, ces dernières se caractérisant par la situation spatiale de l'arc électrique et de ses jonctions. Ainsi, on pourra observer des éclairs de types **intranuageux**, **internuageux**, **extranuageux** et **nuage-sol** [8]

- **L'éclair intranuageux** : nous savons que lorsque le cumulonimbus a terminé de constituer ses champs électriques, la partie supérieure du nuage est composée de charges positives tandis que la majeure partie moyenne et inférieure sont composées de charges négatives, une infime partie de la base étant chargée positivement. La proximité de ces champs permet l'obtention d'une décharge à l'intérieur même du nuage orageux, formant dans ce cas-ci, un éclair intranuageux (figure I.2).[8]

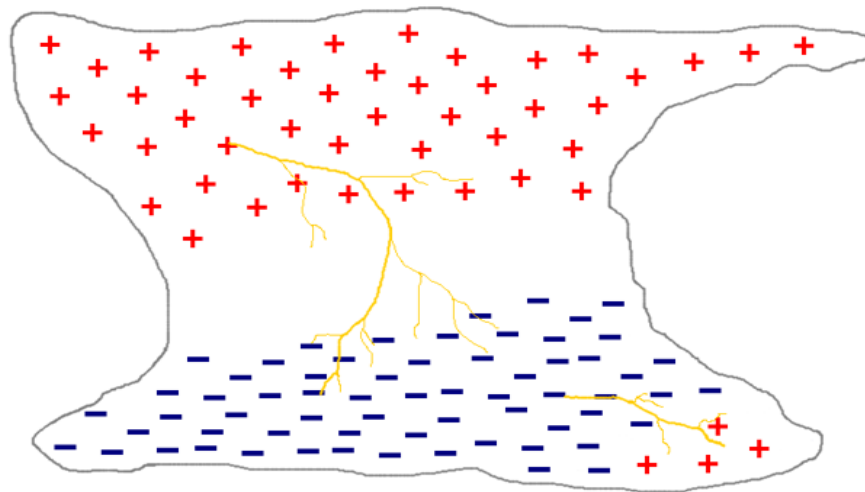


Figure I.2 éclair intranuageux[8]

- **L'éclair internuageux** : Lors d'une formation orageuse de type multicellulaire, on observe une concentration d'orage assez importante dans un espace relativement restreint (les cumulonimbus entrent en contact les uns avec les autres). Dès lors, des décharges électriques peuvent survenir entre la région négative d'un orage pour rencontrer l'environnement positif d'un autre cumulonimbus. Ces éclairs (figure I.3) traversant souvent de l'air libre entre les deux points concernés donnent lieu à des arcs apparents dans le ciel. [8]

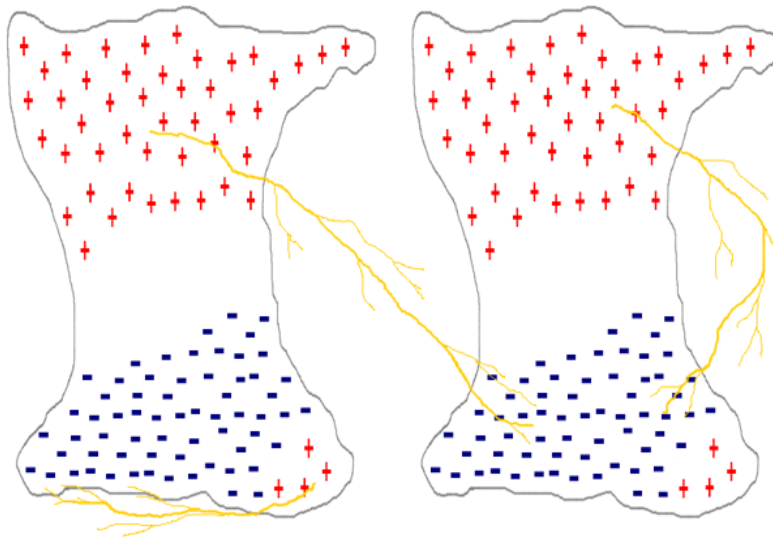


Figure I.3 éclair internuageux[8]

- **L'éclair extranuageux** : L'éclair extranuageux (figure I.4) constitue un genre particulier. En effet, comme son nom l'indique, celui-ci va sortir partiellement du nuage à plus ou moins mi-hauteur pour y rentrer ensuite, formant une sorte de boucle dans l'air à proximité du flanc de l'orage. Dans quelques cas, il arrive que l'éclair s'évanouisse dans l'air. [8]

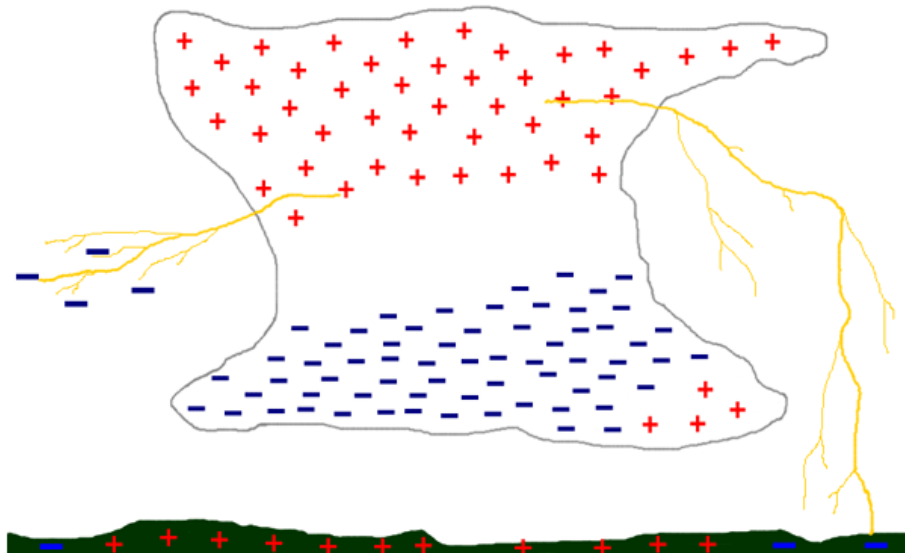


Figure I.4 éclair extranuageux[8]

- **L'éclair nuage-sol** : la décharge nuage-sol, communément appelée "coup de foudre", représente probablement le type d'éclair le plus populaire. En effet, ce genre d'éclair (figure I.5) est non-seulement l'unique du genre à pouvoir être observé au plus près par un observateur sur le terrain mais c'est également celui qui s'avère être le plus puissant autant au niveau du courant, de la tension et des perturbateurs électromagnétiques qu'au niveau du coup de tonnerre provoqué par la chaleur générée. [8]

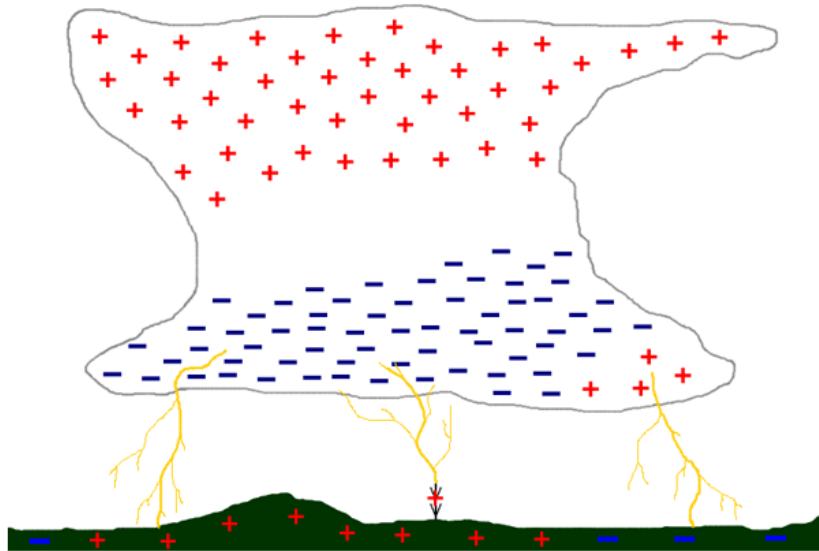


Figure I.5 L'éclair nuage-sol[8]

I.4.3 Décharge négative nuage-sol et ses différentes phases

Une décharge négative (nuage-sol) typique apporte une quantité de charge négative de quelques dizaines de Coulomb à la terre. La décharge totale est appelée éclair et a une durée de l'ordre de 0.5 seconde. Chaque éclair est constitué de plusieurs composantes de décharge dont typiquement trois ou quatre impulsions de courant de forte amplitude dites arcs en retour.

Chaque arc en retour dure environ 1 ms, la séparation entre deux arcs en retour successifs étant typiquement plusieurs dizaines de millisecondes. La figure I.6 illustre le processus d'un éclair négatif; plusieurs phases peuvent y être distinguées [4]:

- **La phase de décharge préliminaire "Preliminary breakdown"**

Des enregistrements spectroscopiques ont montré que plusieurs décharges dans la partie inférieure du nuage se manifestent précédant de quelques centaines de millisecondes l'émergence du premier arc électrique. Ces décharges sont dues

probablement à l'existence de charges positives enserrées dans la partie inférieure du nuage au côté des cristaux de glace de polarité négative. L'apparition de ces décharges est possible dès que le gradient de claquage de l'air séparant ces deux masses est atteint.

- **La phase du traceur par pas “Stepped leader”**

A la suite de la décharge préliminaire, une série d'arcs électriques commence à progresser vers le sol par bonds intermittents d'une longueur de 30 à 50 m avec une vitesse moyenne de 150 à 200 Km/s. La durée entre deux bonds successifs est de 500 μ s. D'autre part à chaque pas du traceur correspond une impulsion de courant d'amplitude supérieure à 1 kA, la charge électrique drainée vers le sol et de 5 à 10 coulombs. Ces impulsions de courant créant à leur tour des impulsions de champs électromagnétiques de durée de l'ordre de 1 μ s et de temps de montée d'environ 0.1 μ s. Le point d'impact du leader n'est déterminé qu'à l'approche de ce dernier du sol (20 à 100 m). Cette distance est appelée « distance de choc ». Elle est fonction de l'état de surface du sol (présence d'aspérités ou de proéminences) et de la quantité de charges électriques drainées par le leader.

- **La phase du premier arc en retour “First return stroke”**

Une intensification du champ électrique au niveau du sol est provoquée par l'approche du leader, à quelque dizaines de mètres du sol le potentiel électrique de l'extrémité basse du canal avoisine les 100 MV ce qui correspond à un champ électrique dix à vingt fois supérieur au seuil d'ionisation de l'air. Ce champ intense va donc provoquer l'arrachage des charges positives se trouvant à la surface du sol et initier un traceur positif appelé « contre précurseur » ou « précurseur de capture », qui progressera du sol vers le leader à une vitesse moyenne de 10^8 m/s. Cette rapproche entre les traceurs (ascendant et descendant) est appelée « processus d'attachement » (“Attachment process”). La jonction s'effectue à quelques dizaines de mètres au-dessus du sol. Le canal du traceur est alors déchargé lorsqu'une onde de potentiel de sol, le premier arc en retour (“First return stroke”), se propage vers le nuage et neutralise le canal chargé par le traceur avec une vitesse décroissante en fonction de la hauteur de l'ordre de 1/3 de la vitesse de la lumière. Le premier arc en retour produit un courant au niveau du sol d'une valeur de pic typique de 30 kA et d'un temps de montée de l'ordre de quelques microsecondes. La durée de l'impulsion du courant (à la mi-hauteur) est de l'ordre de 50

μs . Durant cette phase, la température du canal s'élève rapidement pour atteindre des valeurs jusqu'à 30000°K qui génère un canal de haute pression provoquant une onde de choc appelée tonnerre.

- **La phase du traceur obscur “Dart leader”**

Quand les charges drainées par le premier arc en retour arrivent à la base du canal, le processus de la foudre peut s'arrêter, si toute la charge du nuage est neutralisée. Or, sous l'effet des charges résiduelles du nuage, une nouvelle décharge nuage-sol relativement semblable à la première a lieu. Après la phase du premier arc en retour, l'éclair peut disparaître. Cependant, si une quantité résiduelle de charges est encore présente au sommet du canal, il se développe dans le canal précédemment tracé un traceur obscur (“dart leader”) possédant une vitesse de l'ordre de $3 \cdot 10^2\text{ m/s}$ et apportant une charge d'environ de 1C à la quelle est associée un courant de 1 kA . Entre la fin du premier arc en retour et le début du traceur obscur, une activité électrique, désignée par les processus J et K, se manifeste. [9], [10]

- **La phase de l'arc en retour subséquent “Subséquent return stroke”**

Le traceur obscur déclenche enfin l'arc en retour subséquent (“Subséquent return stroke”). Cette décharge est caractérisée par une trajectoire continue et sans ramification, une vitesse de progression élevée et pratiquement constante de l'ordre de 1 à $1.2 \times 10^8\text{ m/s}$ et enfin par des courants intenses atteignant des amplitudes de l'ordre de 200 kA et de temps de montée de l'ordre $0.5\ \mu\text{s}$. L'arc en retour subséquent est certainement la phase la plus redoutable dans le mécanisme de la foudre, en raison de la raideur des fortes impulsions électromagnétiques rayonnées pendant cette phase (Endommagement possible des systèmes électriques et électroniques terrestres). De nouvelles séquences traceur-arc peuvent ensuite se produire, donnant parfois jusqu'à 15 arcs en retour. Le dernier arc en retour est souvent à l'origine d'un fort courant de l'ordre de 100 A (“Continuing current”) qui draine la charge résiduelle de la cellule orageuse.

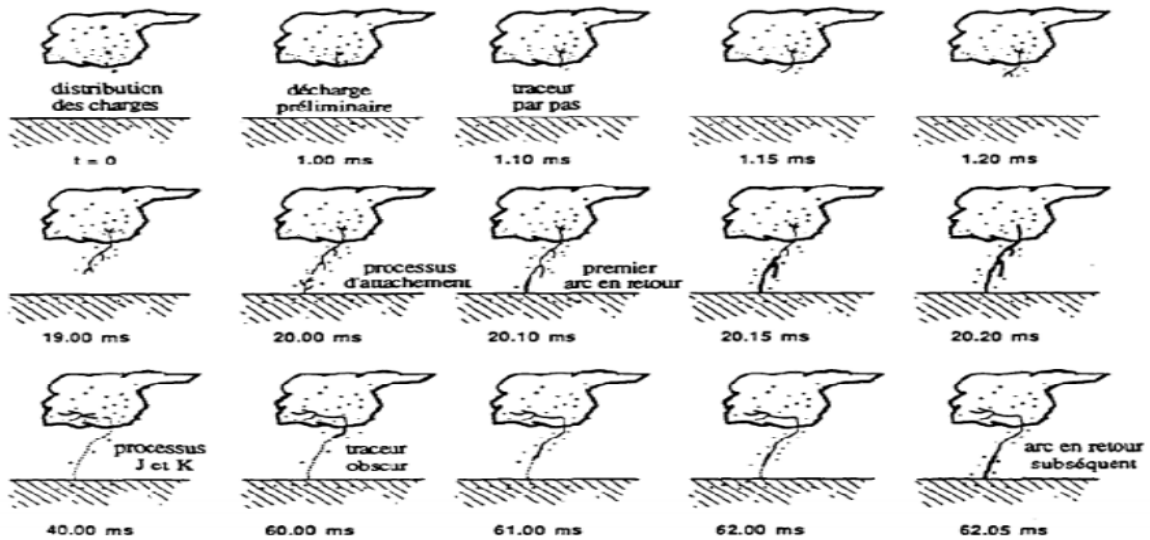


Figure I.6 Illustration des différentes phases d'une décharge négative nuage-sol

I.4.4 Coups de foudre et leurs catégories

Les aspérités du sol ou des structures créent un " effet de pointe " qui amplifie de façon très importante le champ électrique local. Cette augmentation du champ électrique se traduit par un effet "Corona ", ionisation locale de l'air. Un canal d'air ionisé reliant le nuage au sol permet l'écoulement du coup de foudre [3]. On distingue (voir figure I.7) quatre types caractéristiques de coups de foudre : **Descendant négatif**, **Descendant positif**, **Ascendant positif**, **Ascendant négatif**

- **Le Coup de foudre descendant négatif** : Dans les régions tempérées, plus de 90% des coups de foudre nuage sol sont de cette catégorie .Ce type de décharges appelées décharges négatives, Cette forme de décharge est déclenchée par un traceur descendant charger négativement. Le traceur ici progresse en direction du sol par bonds successif d'environ 10 mètre La figure ci-dessous illustre ce catégorie. [6]
- **Le coup de foudre descendant positif** : Les coups de foudre appartenant à cette catégorie sont aussi déclenchés par un traceur descendant, mais chargé positivement (décharge dite positive). Cette catégorie regroupe moins de 10% des décharges nuage-sol la figure suivante montre le phénomène. [6]
- **Le coup ascendant (négatif et positif)** : Les décharges des catégories (Ascendant négatif ou positif) qui sont déclenchées par des traceurs ascendants, sont relativement rares et apparaissent généralement aux sommets des montagnes ou des longues structures. [6]

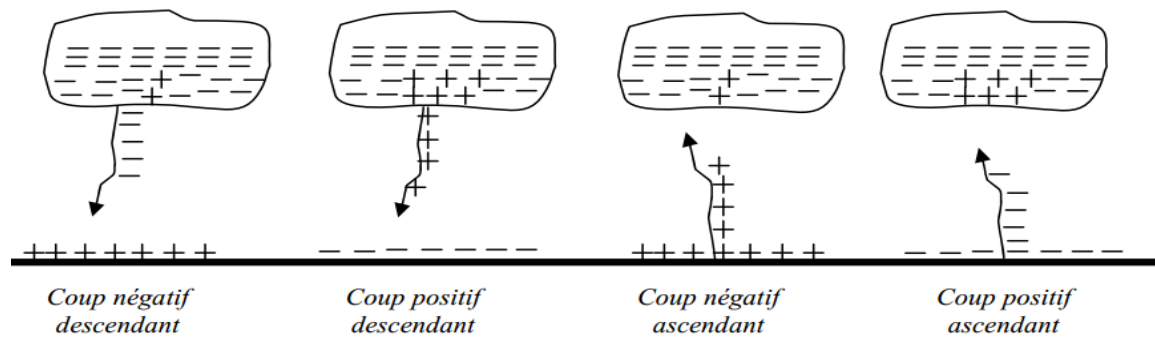


Figure I.7 les quatre cas types de coup de foudre [6]

I.4.5 Effets de la foudre

La foudre est un courant électrique de haute fréquence qui entraîne les mêmes effets que tout autre courant circulant dans un conducteur électrique, notamment :

- **Effets thermiques** : En particulier dans les matériaux mauvais conducteurs, une partie de l'énergie est libérée sous forme de chaleur : l'eau contenue dans le bois ou la maçonnerie est échauffée et vaporisée d'où des arbres ou du béton éclatés. Un point de mauvais contact (quelques dixièmes d'ohms) provoquera des dégagements de chaleur suffisants pour faire fondre du métal et enflammer des matériaux situés à proximité. Ces effets sont liés :
 - à la quantité de charges Q à écouler en un temps très bref : effets d'impact aux points de jonction de l'éclair avec un matériau conducteur par exemple perforation d'une tôle d'acier de 2 à 3 mm d'épaisseur.
 - aux effets Joule, qui sont fonction du matériau conducteur, du carré de l'intensité du courant et du temps de passage par exemple la soudure par point de contact de relais ou une vitrification locale.
- **Montée en potentiel et amorçages** : Le courant de foudre, de nature impulsionnel, présente des fronts de montée très raides. Dans ces conditions, l'impédance haute fréquence du circuit électrique conditionne les risques d'amorçages : une impédance élevée est particulièrement néfaste car elle conduit à des différences de potentiel considérables. Ces différences de potentiel se traduisent par :
 - Des destructions d'équipements électriques ou électroniques.

- es claquages (étincelles) entre descentes de paratonnerre et objets métalliques proches reliés au sol : risques d'inflammation.
- **Effets électromagnétiques** : Le canal de foudre ainsi que les éléments écoulant le courant de foudre à la terre créent un champ électromagnétique. Des courants et tensions induits vont alors apparaître dans les conducteurs proches. A 100 m du point d'impact, un éclair peut induire une tension de 80 v/m² dans une boucle non protégée d'équipements interconnectés. Les différences de potentiels résultantes peuvent à leur tour entraîner des claquages dans les éléments électriques ou électroniques reliés à ces conducteurs. Ces claquages peuvent être également de forte intensité et créer un risque d'inflammation ou de destruction du même type que celui créé par le coup direct. Certains équipements sensibles aux perturbations électromagnétiques peuvent être perturbés ou détruits par le champ créé par un éclair proche.
- **Effets électrodynamiques** : Ces effets sont ceux qui peuvent être rencontrés dès qu'un courant fort circule dans un conducteur : par analogie, on peut se référer aux phénomènes apparaissant sur des jeux de barres de poste de puissance en cas de court-circuit. Les effets peuvent être soit attractifs, soit répulsifs suivant la disposition des conducteurs les uns par rapport aux autres. Ces efforts peuvent atteindre plusieurs centaines à plusieurs milliers de newtons pour des coups de foudre violents et conduisent à des déformations mécaniques pouvant entraîner des ruptures ou des arrachages de support.[3]
- **Effets électriques** : Dans les chemins variés et complexes empruntés par la foudre pour s'écouler dans le sol apparaissent des différences de potentiel importantes sur de faibles distances provoquant des claquages locaux qui endommagent les conducteurs présents dans le sol. Ces tensions présentent un grave danger pour les êtres vivants 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 et sur les lignes de télécommunications ainsi que sur les réseaux de masse. [5]

- **Effets électrochimiques** : Ces effets sont relativement peu importants sur les installations au sol et les quantités de matière pouvant se décomposer par électrolyse restent faibles, même pour des quantités de charges transférées importantes. Une surveillance des prises de terre est nécessaire car il y a risque de corrosion. [3]
- **Effets acoustiques** : Les forces électrodynamiques liées au courant s'écoulant dans l'éclair créent une dilatation de l'air du canal de foudre, accompagnée d'une élévation de pression dans le canal. Cette surpression et sa disparition brutale, créent une onde de choc. La distance du canal de foudre et son orientation par rapport à l'observateur, déterminent le spectre sonore perçu par l'opérateur. [3]
- **Effets lumineux** : Les effets sur les installations sont limités aux équipements optiques (cellules, caméra...). D'autre part, les lésions oculaires sont à prendre en compte. [3]

I.5 Observations expérimentales

La phase de l'arc en retour (premier et subséquent) a constituée durant ces dernières décennies un souci majeur pour les chercheurs dans ce domaine en raison des variations très brutales et des amplitudes très élevées du courant mis en jeu dans cette phase. En effet, plusieurs expériences ont été effectuées lors de campagnes expérimentales reconnues à l'échelle internationale afin de permettre la caractérisation du courant traversant le canal et du champ électromagnétique rayonné. Ces expériences ont permis aussi la validation de plusieurs modèles mathématiques établis pour la description de la phase d'arc en retour et de son rayonnement électromagnétique.

I.5.1 Traceur

Le canal ionisé formé établi ainsi entre les deux pôles un pont suffisamment conducteur pour permettre à la foudre de se propager. On dit un traceur car il trace le chemin de l'éclair, en formant une ramification dans le ciel visible par l'œil nu, en progressant par bonds. La figure I.8 présente les différentes étapes du développement d'un traceur par bonds. [1]

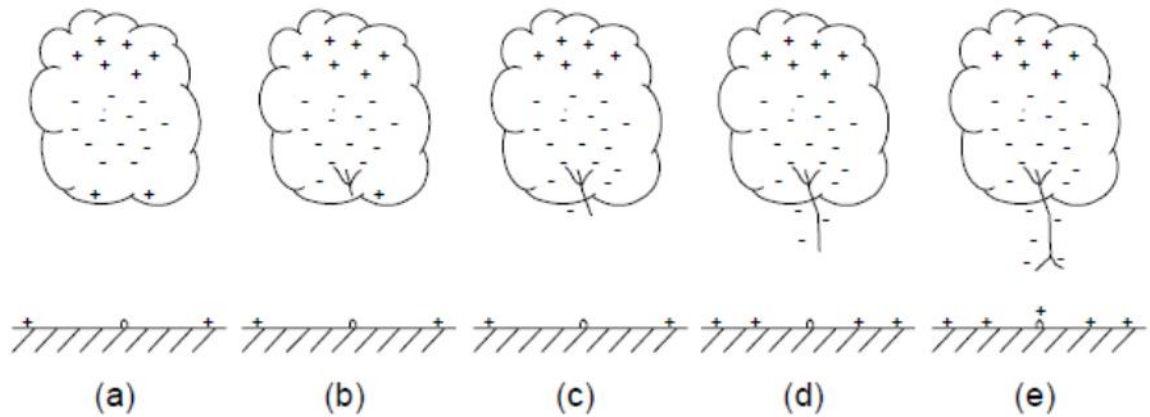


Figure I.8 Développement du traceur par bonds [1]

I.5.2 Arc en retour

Dès que la pointe du traceur s'approche du sol, les pré-décharges ascendantes se forment et rejoignent le traceur ascendant situé à quelques dizaines de mètres au-dessus du sol (60 mètre en moyenne), dès que le traceur par bonds négatif rencontre les pré-décharges positives du sol, une connexion se produit entre elle. Les pré-décharges qui neutralisent à ce moment le traceur par bonds en remontant le canal ionisé est appelé *arc en retour* (voir figure I.9) [1]

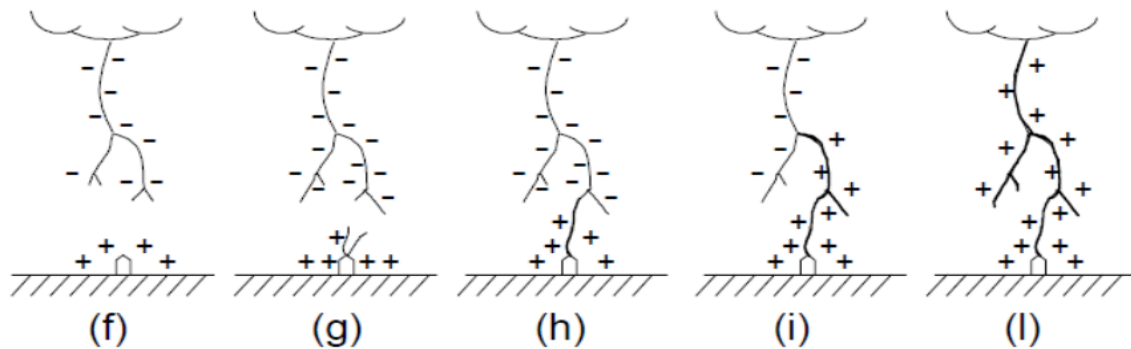


Figure I.9 Développement de l'arc en retour [1]

I.5.3 Vitesse de l'arc en retour

La vitesse moyenne des arcs en retour est de l'ordre du tiers de la vitesse de la lumière. La vitesse des arcs en retour subséquents est en général plus grande que celle des arcs en retour premiers. D'autre part, il a été mis en évidence que la vitesse de l'arc en retour, tant pour les premiers que pour les subséquents, décroît en fonction de la hauteur, cette décroissance est plus marquée pour les premiers arcs en retour. [5]

I.5.4 Courant à la base du canal

Depuis les années 50, plusieurs campagnes expérimentales ont été réalisées afin de caractériser le courant de foudre. La description la plus complète du courant de l'arc en retour est donnée par l'équipe du Professeur Berger, qui durant les années 1950-1970 a exploité une station expérimentale au Mont San Salvatore près de Lugano. La mesure du courant a été effectuée au sommet de deux tours de 55m de haut situées au sommet du Mont San Salvatore.

Les figures I.10 illustrent les formes moyennes des courants typiques correspondant aux arcs en retour premier et subséquent d'une décharge négative. La distribution statistique des principaux paramètres du courant est présentée dans le tableau ci-dessous. [6]

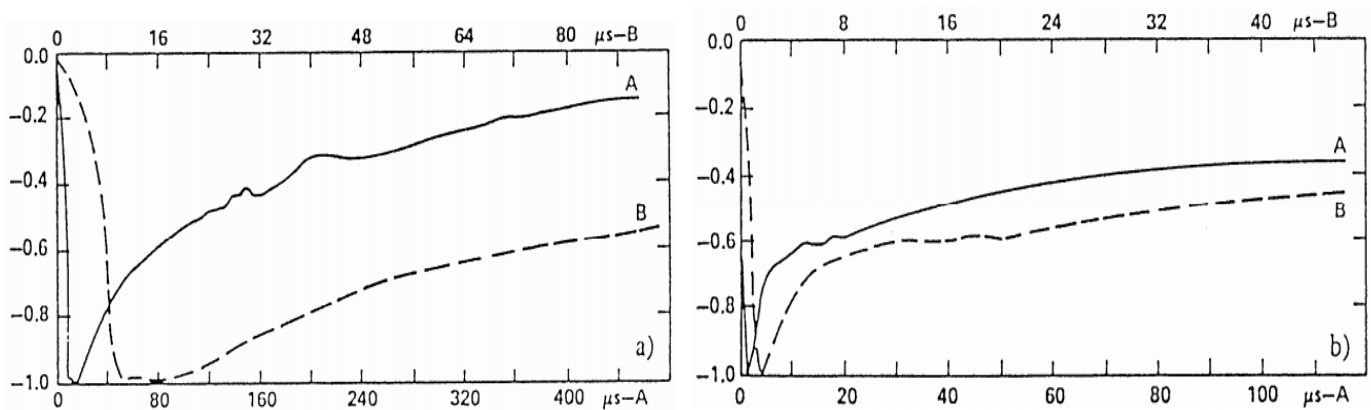


Figure I.10 Forme moyenne normalisée du courant des arcs en retour premier [6]

Tableau I.1 Paramètres du courant d'un coup de foudre descendant négatif

Paramètres	Unité	Nombre d'évènements	Nombre des cas dépassant la valeur indiquée		
			95%	50%	5%
Courant de crête					
Premier arc en retour négatif	kA	101	14	30	80
Arc en retour subséquent négatif	kA	135	4.6	12	30
Charge totale					
Premier arc en retour négatif	C	93	1.1	5.2	24
Arc en retour subséquent négatif	C	122	0.2	1.4	11
Temps de montée (2 kA - crête)					
Premier arc en retour négatif	µs	89	1.8	5.5	18
Arc en retour subséquent négatif	µs	118	0.22	1.1	4.5
di/dt maximal					
Premier arc en retour négatif	kA/µs	92	5.5	12	32
Arc en retour subséquent négatif	kA/µs	122	12	40	120
Durée de l'impulsion (2 kA-mi-amplitude)					
Premier arc en retour négatif	µs	90	30	75	200
Arc en retour subséquent négatif	µs	115	6.5	32	140

De ce tableau, on peut remarquer que Les amplitudes du courant du premier arc en retour sont supérieures à celles des arcs en retour subséquents, aussi La valeur maximale de la variation du courant dans le cas d'un arc subséquent est supérieure à celle du premier arc en retour, enfin Le temps de montée du courant de l'arc en retour subséquent est plus rapide que celui d'un courant du premier arc en retour, et la durée de l'impulsion du courant de l'arc en retour subséquent est inférieure à celle du premier arc en retour

I.5.5 Déclenchement artificiel de la foudre

De manière à pouvoir étudier plus précisément les caractéristiques des décharges orageuses nuage sol, le déclenchement artificiel de la foudre (figures I.11 et I.12) a été utilisé afin de maîtriser le point d'impact. [7]

A l'approche d'un nuage orageux, on lance en direction du nuage une petite fusée qui déroule derrière elle un mince fil métallique s'échappant d'une bobine. Lorsque la fusée atteint une certaine hauteur, typiquement 200 à 300 m, un traceur ascendant est déclenché du sommet de la fusée. Le courant de foudre s'écoule alors le long du fil métallique, tout en le volatilisant. [6]

Il existe plusieurs stations expérimentales de déclenchement artificiel de la foudre dans le monde, en particulier en France, aux Etats-Unis et au Japon.



Figure I.11 Lancement de la fusée [7]



Figure I.12 Lanceur fixe [7]

I.5.6 Champ électromagnétique rayonné par la foudre

Le champ électromagnétique présente pour toute distance (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 (figure I.14) présente une bosse (hump) à environ 30 μ s, alors que le champ électrique a une croissance en rampe après son pic initial. Le champ électrique (figure I.13) et magnétique lointains (distance supérieure à environ 50 km) ont essentiellement la même forme d'onde, et présentent une inversion de polarité.

Les variations à l'échelle microseconde et sous-microseconde du champ électrique vertical et de sa dérivée temporelle ont été l'objet de plusieurs études. Ces études ont montré que les premiers arcs en retour produisent un champ électrique vertical avec un front qui monte en 2 à 8 μ s à environ la mi- amplitude, suivi par une transition rapide jusqu'à la valeur de pic en un temps de l'ordre de 90 ns.

Les arcs en retour subséquents, quant à eux, présentent aussi des transitions très rapides précédées d'un front qui dure seulement 0.5 à 1 μ s, durant lequel l'intensité du champ monte à environ 20 % de la valeur de pic. [6]

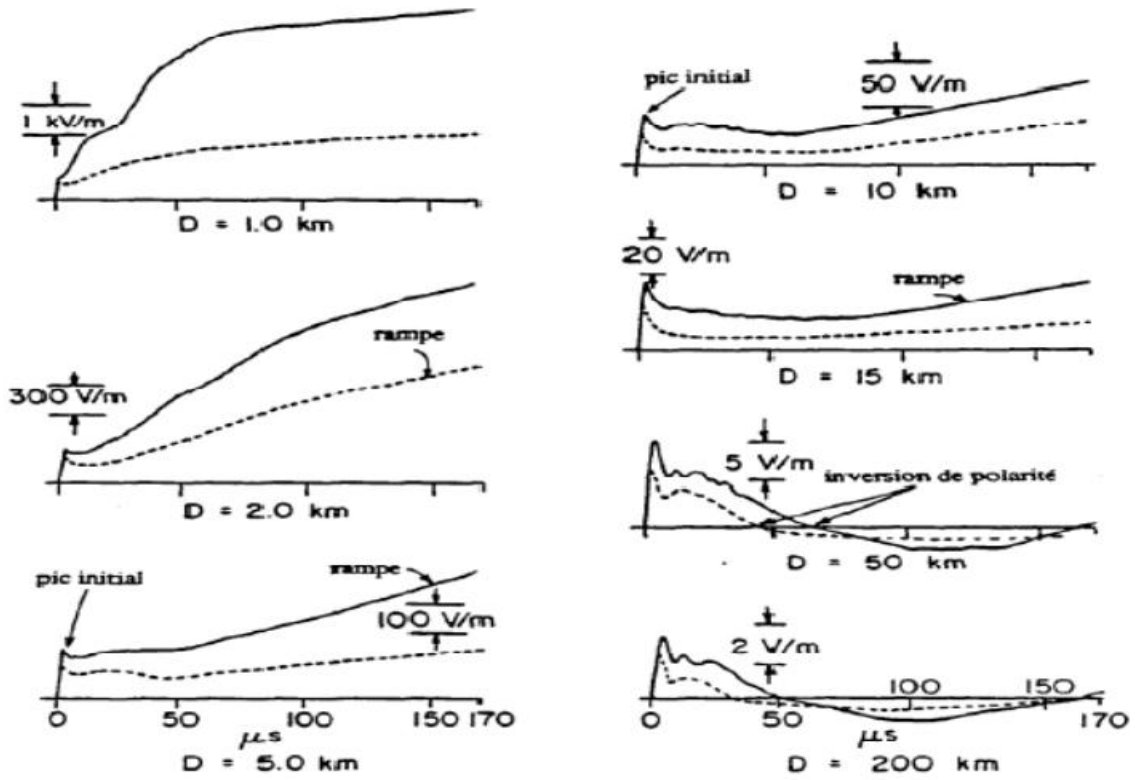


Figure I.13 Champ électrique vertical correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km [6]

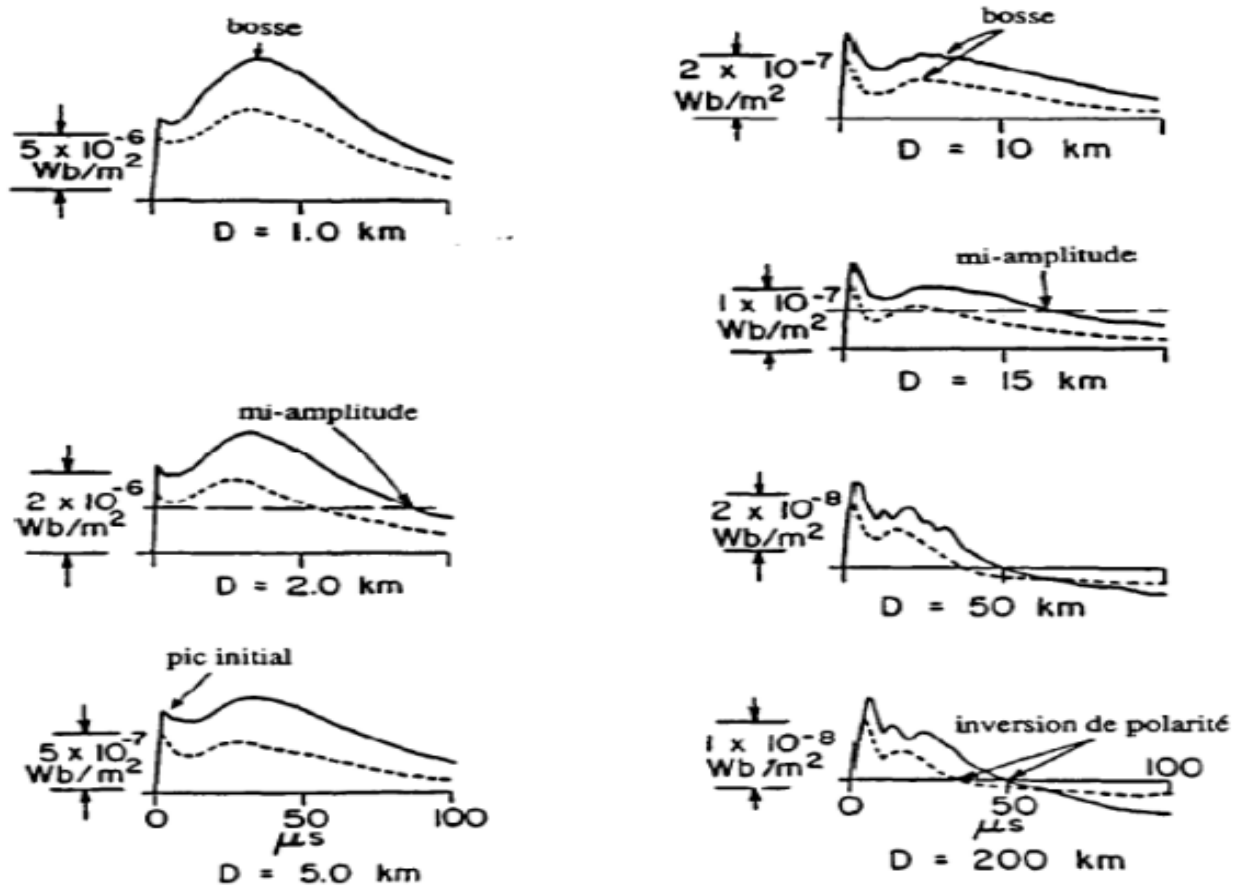


Figure I.14 Densité du flux magnétique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km [7]

La figure I.15 illustre les formes détaillées du champ électrique rayonné normalisé à une distance de 100 Km. On remarque des petites impulsions notées (L) correspondant au traceur par pas, ces impulsions sont suivies d'un front lent (F) et une transition rapide (R) correspondant à la phase du premier arc en retour (Figure I.10.a). Après la transition rapide, on distingue un petit pic secondaire α et les pics subsidiaires plus marqués a, b et c. [7]

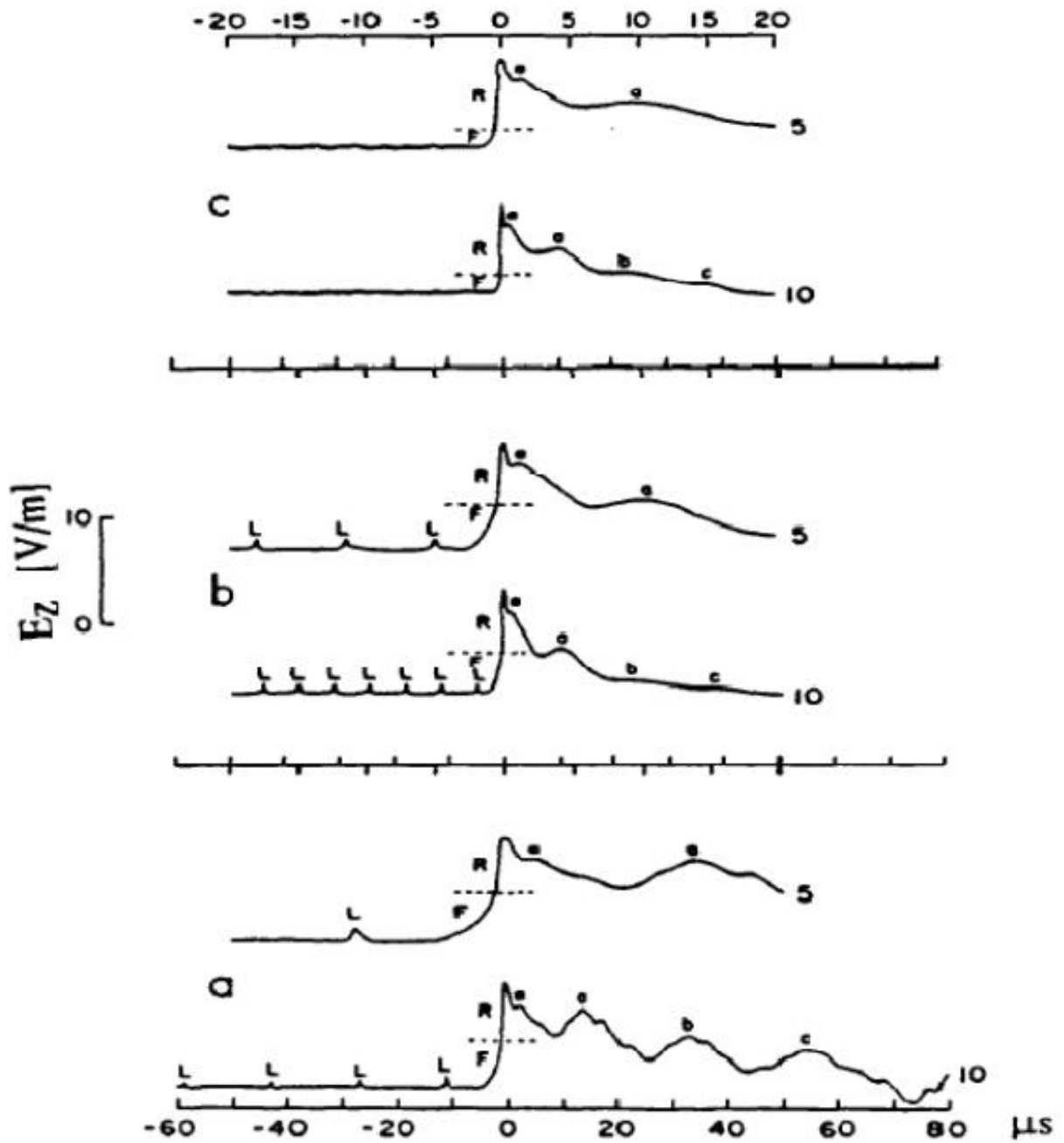


Figure I.15 Formes détaillées du champ électrique rayonné normalisé à une distance de 100 Km. a) premier arc en retour b) arc en retour subséquent précédé d'un traceur obscur par pas c) arc en retour subséquent précédé d'un traceur obscur.[6]

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un rappel théorique relatif à la physique du phénomène de foudre, et aux différentes observations expérimentales qui s'y rattachent en vue de mettre en évidence les principales caractéristiques des grandeurs mesurables à savoir le courant d'arc en retour, sa vitesse de propagation le long du canal de foudre, et le champ électromagnétique associé.

A partir de cette étude sur la foudre on peut dire que ce phénomène cause un grand danger pour l'homme, les structures et les installations électriques, d'où le coup de foudre frappe directement la victime ou indirectement par les rayons électromagnétiques.

Dans le chapitre suivant nous allons présenter la modélisation du rayonnement électromagnétique de la foudre.

Chapitre II

Modélisation du rayonnement électromagnétique de la foudre

II.1 Introduction

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 d'arc en retour premier et du courant d'arc en retour subséquent. La modélisation du courant de foudre nous permet d'avoir la distribution spatio-temporelle de ce courant de foudre le long du canal de foudre dans le cas d'un coup de foudre frappant le sol directement et le long de l'axe d'une structure élevée-canal de foudre dans le cas d'un coup de foudre frappant une structure élevée (une tour par exemple). La connaissance de cette distribution spatio-temporelle nous permet de calculer le champ électromagnétique rayonné.

Dans ce chapitre nous allons aborder la modélisation mathématique du courant de foudre (arc en retour premier et arc en retour subséquent). Nous mettrons l'accent sur les modèles de représentation du courant de foudre dits d'ingénieur. Nous abordons ensuite la modélisation du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre

II.2 Classification de modèles du courant d'arc en retour

Les modèles d'arc en retour sont classés en quatre catégories à savoir :

- **Les modèles physiques** : basés sur une approche physico-chimique décrivant l'évolution d'une décharge électrique dans un plasma contenu dans un volume cylindrique. car ils nécessitent une connaissance des différents paramètres physiques difficiles à déterminer avec précision tels que les coefficients d'ionisation et de recombinaison de l'air, les propriétés thermodynamiques du canal, les conductivités thermiques et électriques du canal,...etc. De plus ils sont connus dans la référence [12].
- **Les modèles électromagnétiques** : Dans ces modèles, la théorie des Antennes est adoptée pour simuler le canal de foudre. La distribution spatio-temporelle du courant le long du canal est obtenue par le biais de la résolution numérique des équations de Maxwell. Le calcul du champ électromagnétique s'effectue, en général, par l'utilisation de la méthode des moments [13], [14].

- **Les modèles de lignes de transmission (modèles RLC) :** ils peuvent être considérés comme une approximation des modèles électromagnétiques. Ils représentent la décharge de foudre comme un processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par une résistance, une inductance et une capacité [15],[16]. Les deux derniers modèles cités ci-dessus peuvent être considérés comme un modèle hybride combinant la théorie des circuits et l'électromagnétisme pour prendre en compte le couplage électromagnétique .
- **Les modèles dits d'ingénieur :** Ce sont les modèles les plus utilisés par la communauté scientifique. Dans ces derniers, la distribution spatio-temporelle du courant de foudre est basée sur les observations expérimentales des caractéristiques de l'arc en retour comme le courant à la base du canal, la vitesse de l'arc en retour et la luminosité [12]. Ces modèles sont connus par leur simplicité, l'aspect physique de l'arc en retour n'est pas pris en compte, l'objectif de l'utilisation de ces modèles est de reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales du champ électromagnétique pour des distances allant de quelques dizaines de mètres à quelques centaines de kilomètres [17].

Dans la suite, nous considérerons seulement les modèles d'ingénieur, pour les raisons suivantes :

- le nombre restreint de paramètres ajustables .
- la relation simple qui existe entre le courant dans le canal de foudre et le courant à la base du canal de foudre (mesurable expérimentalement).

II.3 Détermination du courant de la foudre à la base du canal

Afin de pouvoir calculer le champ rayonné par l'arc en retour d'une décharge orageuse, il importe de connaître en premier lieu le courant situé à la base du canal, ainsi que sa vitesse de propagation le long de l'arc en retour [11]. Afin de pouvoir le modéliser facilement, en négligeant la tortuosité du canal, l'arc en retour est assimilé à une antenne verticale, excitée à sa base par un générateur de courant symbolisant le rattachement de l'arc au sol.

Il existe différentes expressions analytiques qui peuvent être utilisées afin de simuler l'allure temporelle du courant d'arc en retour. La forme analytique de ce courant, généralement rencontrée au sein de la littérature, se compose de sommes de fonctions exponentielles. Ce type de fonction bi-exponentielle présente l'intérêt d'avoir une

transformée de Fourier pouvant être calculée de manière analytique, ce qui facilite l'analyse dans le domaine fréquentiel [18].

Ainsi, les courants du premier arc en retour et celui de l'arc en retour subséquent ont été modélisés respectivement par les expressions suivantes :

A) Premier arc en retour :

En premier fonction bi-exponentielle [18]:

$$i(0, t) = I_0 \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (\text{II. 1})$$

Où:

I_0 : Amplitude du courant.

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

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

Puis, plus récemment F. Heidler a proposé une nouvelle expression [19] :

$$i(0, t) = \left(\frac{I_0}{\eta}\right) \left[\frac{(t/\tau_1)^n}{1 + (t/\tau_1)^n} \right] e^{(-t/\tau_2)} \quad (\text{II. 2})$$

Avec:

I_0 : Amplitude du courant,

τ_1 : Temps de montée de l'impulsion du courant,

τ_2 : Durée de l'impulsion du courant,

n : Exposant variant de 2 à 10,

η : Facteur de correction de l'amplitude du courant donné par :

$$\eta = e^{-(\tau_1/\tau_2)(n\tau_2/\tau_1)^{1/n}} \quad (\text{II. 3})$$

B) Arc en retour subséquent :

On a la forme double exponentielle suivant :

$$i(0, t) = i_1(0, t) + i_2(0, t) \quad (\text{II. 4})$$

Où:

$$i_1(0, t) = I_{01}(e^{-\alpha_1 t} - e^{-\beta_1 t}) \quad (\text{II. 5})$$

$$i_2(0, t) = I_{02}(e^{-\alpha_2 t} - e^{-\beta_2 t}) \quad (\text{II. 6})$$

Avec:

I_{01} : Amplitude du courant i_1 .

α_1 : Inverse du temps de montée de l'impulsion du courant i_1 .

β_1 : Inverse de la durée de l'impulsion du courant i_1 .

Même définitions pour le courant i_2 .

Puis la somme de deux fonctions d'Heidler suivant :

$$I(0, t) = i_1(0, t) + i_2(0, t) \quad (\text{II. 7})$$

Où:

$$i_1(0, t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta_1} \right) \left[\frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1 + (t/\tau_{11})^{n_1}} \right] e^{(-t/\tau_{12})} \quad (\text{II. 8})$$

$$i_2(0, t) = \left(\frac{I_{02}}{\eta_2} \right) \left[\frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1 + (t/\tau_{21})^{n_2}} \right] e^{(-t/\tau_{22})} \quad (\text{II. 9})$$

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 du courant i_1 .

n_1 : Exposant variant de 2 à 10,

η_1 : Facteur de correction de l'amplitude du courant di_1 donné par expression (II.3)

II.3.1 Exemple de modélisation du courant à la base du canal

❖ *Forme Bi-exponentielle*

Le tableau II.1 présente les paramètres de ces deux fonctions. Ces paramètres, liés au temps de montée, à la valeur de crête et à la durée de l'impulsion du courant, ont été déterminés de manière à reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales moyennes, obtenues par *Berger et al.* publiées dans [20].

Tableau II.1 Paramètres des fonctions bi-exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal [24]

	$I_{01}(KA)$	$\alpha(s^{-1})$	$\beta(s^{-1})$	$I_{02}(KA)$	$\gamma(s^{-1})$	$\delta(s^{-1})$
Premier arc en retour	37.7	$9.2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$	-	-	-
Arc en retour subséquent	14.3	$18 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^6$	10	10^4	$9.4 \cdot 10^4$

Dans la figure II.1, nous présentons les formes d'ondes normalisées du courant du premier arc en retour et celui de l'arc en retour subséquent sur une durée de 50 μs . Ces formes sont obtenues en utilisant le modèle bi-exponentiel du courant à la base du canal de foudre et en adoptant les paramètres du tableau II.1.

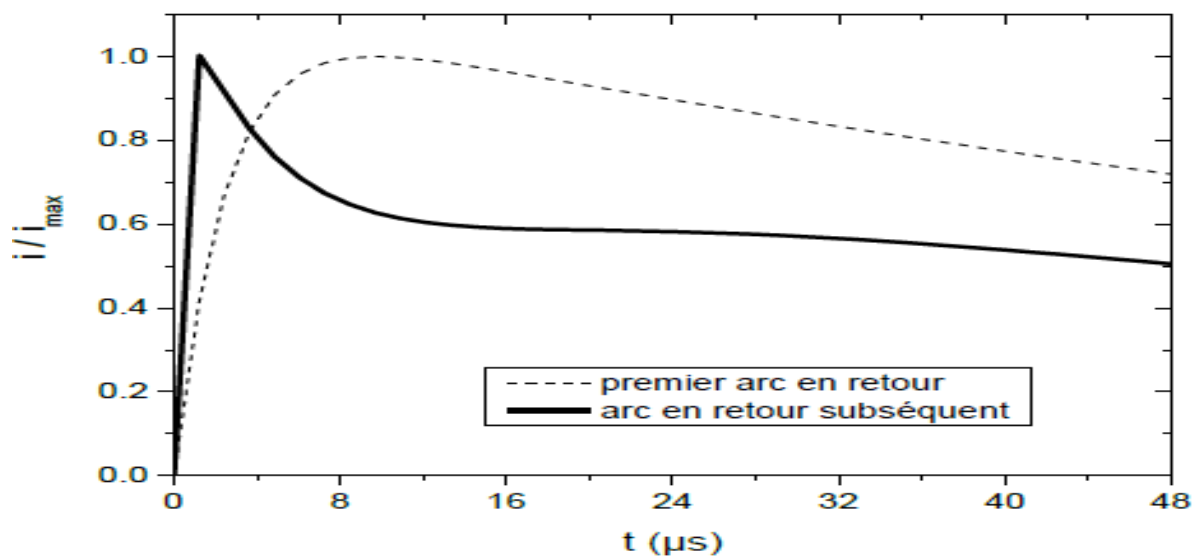


Figure II.1 Courant à la base du canal (normalisé) correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent calculés à l'aide du modèle bi-exponentiel [21].

❖ Forme de Heidler

Le tableau II.2 représente les paramètres de la fonction de Heidler pour l'arc en retour (premier et subséquent) accordés aux données expérimentales de Berger et al [22].

Tableau II.2 Paramètres des fonctions exponentielles [22].

	$I_{01}(KA)$	$\tau_{11}(\mu s)$	$\tau_{12}(\mu s)$	n_2	$I_{01}(KA)$	$\tau_{12}(\mu s)$	$\tau_{22}(\mu s)$	n_2
Premier arc en retour	28	1.8	95	2	-	-	-	-
Arc en retour subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

La figure II.2 donne à titre d'exemple la courbe du courant à la base du canal de foudre d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (Heidler et la bi-exponentielle).

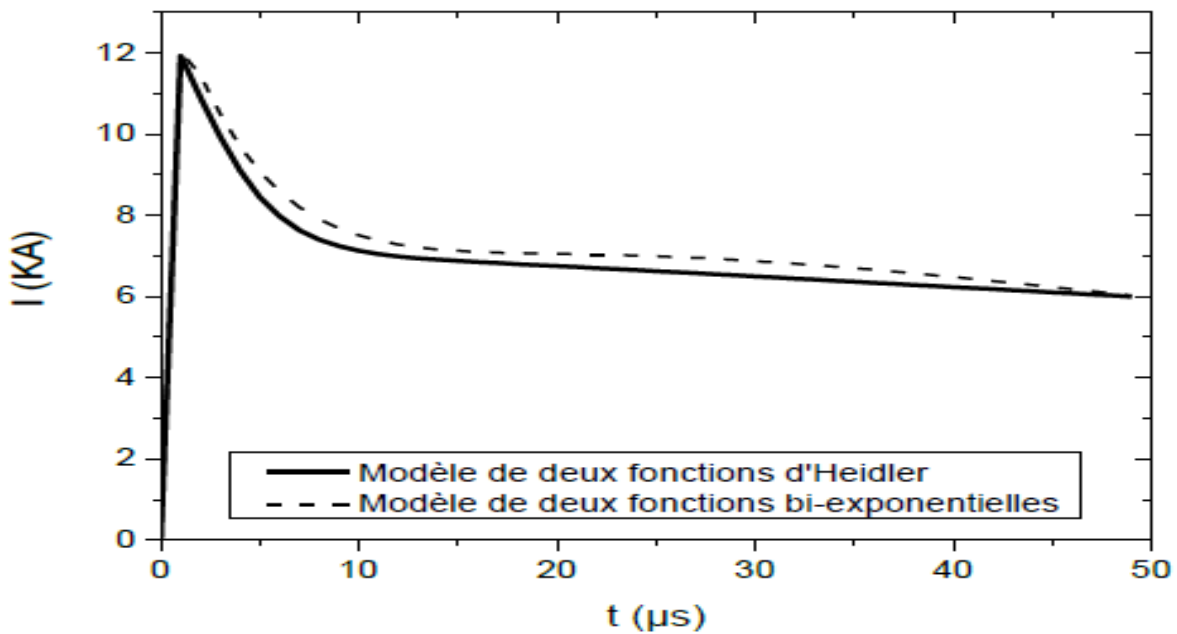


Figure II.2 Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel) [21].

La fonction Heidler a été préférée à la fonction bi-exponentielle couramment utilisée, car il présente:

- ✓ Une dérivée nulle pour $t = 0$, ce correspond aux observations expérimentales.
- ✓ Un réglage précis et permet d'ajustement de l'amplitude du courant, la dérivée maximale du courant de foudre et la charge électrique transférée près indépendamment en faisant varier I_{01} , τ_1 et τ_2

II.3.2 Modélisation de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour le long du canal (Modèles d'ingénieur)

Afin de pouvoir effectuer le calcul des champs rayonnés par l'arc en retour, il est nécessaire de diviser le canal en une somme de dipôles élémentaires alimentés par une source de courant. Le calcul de ces sources a été longuement étudié et a permis l'élaboration des différents modèles présentés dans cette partie.

II.3.2.1 Modèle de Bruce et Golde (BG)

Il été développé par *Bruce* et *Golde* en 1941 [23]. En effet, ces chercheurs ont modélisé le canal de foudre par une antenne verticale de très faible section, parcourue par une impulsion de courant qui se propage à une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière ; cette propagation ne subit ni déformation ni atténuation, le courant $i(z', t)$ à des hauteurs z' inférieures au front de l'arc en retour est égal au courant à la base du canal .

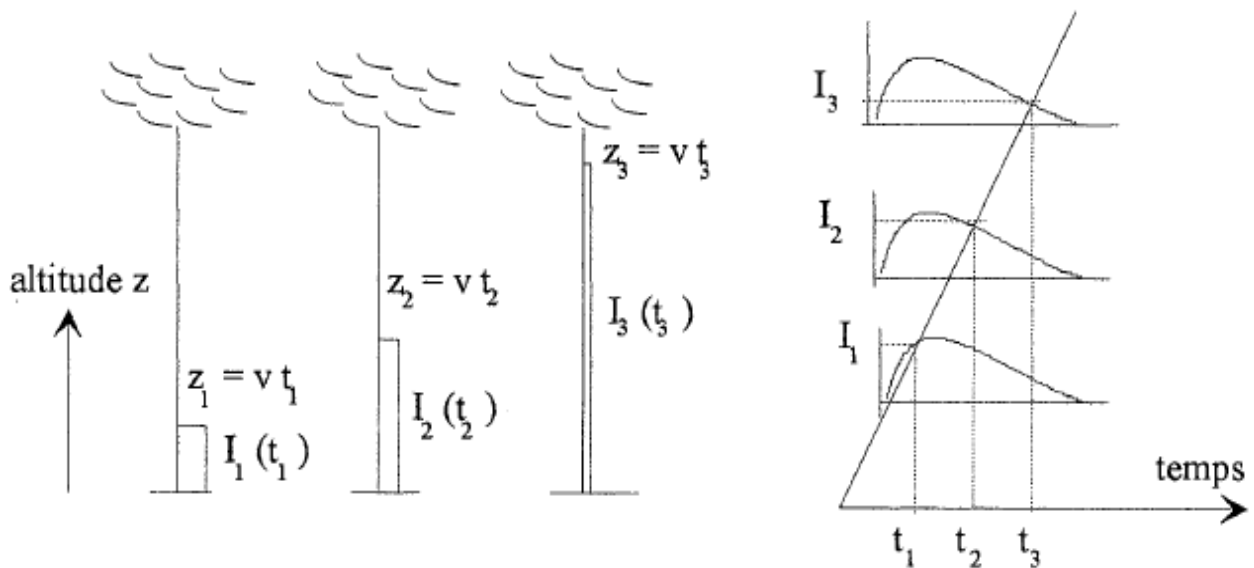


Figure II.3 variations du courant de foudre selon le modèle de Bruce et Golde [24].

Mathématiquement, ces hypothèses peuvent se traduire par l'expression suivante :

$$i(z', t) = \begin{cases} i(0, t) & z' \leq v_f \cdot t \\ 0 & z' \geq v_f \cdot t \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Où:

v_f : la vitesse du front de l'arc en retour

La discontinuité qui apparaît au front d'onde de l'arc en retour implique une neutralisation instantanée des charges avant l'arrivée du courant. De plus le modèle présente une autre limitation. En effet *Bruce et Golde* proposent que le courant en tout point du canal soit identique à celui situé à la base du canal à ce même instant. Ceci exigerait une vitesse de propagation des charges infinie, résultats contraires à ceux obtenus par *Nucci* [24] presque 50 ans plus tard, en 1988 [25].

II.3.2.2 Modèle de la ligne de transmission TL (Transmission Line)

Ce modèle proposé en 1961 par *Uman et McLain* [26], assimile le canal foudre à une ligne de transmission verticale sans pertes. Le courant de l'arc en retour se propage donc vers le haut du canal avec une vitesse constante v sans subir de déformation .

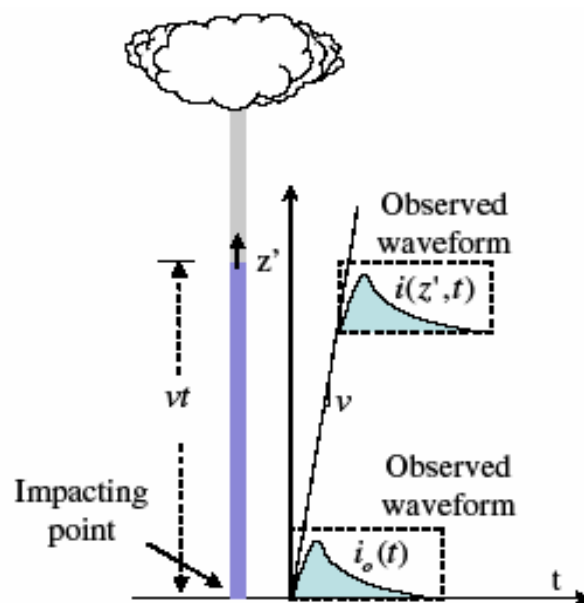


Figure II.4 Distribution spatio-temporelle selon le modèle de ligne de transmission [24].

Mathématiquement, le courant $i(z', t)$ à une hauteur z' du canal est décrit par la relation suivante :

$$i(z', t) = \begin{cases} i\left(0, t - \frac{z'}{v_f}\right) & z' \leq v_f \cdot t \\ 0 & z' \geq v_f \cdot t \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

Le modèle TL n'est pas en d'accord avec les observations expérimentales. En effet, il ne prend pas en compte les distorsions et affaiblissements du courant de foudre le long du canal dû physiquement au transfert de la charge entre le traceur et l'arc en retour instantanément avec la propagation de celui-ci. De plus, ce modèle ne permet pas l'intégration des variations de la vitesse de propagation le long du canal [13].

II.3.2.3 Modèle de la source du courant mobile TCS (Travelling Current Source)

Proposé par *Heilder* en 1985 [27]. Ce modèle considère que les charges provoquées par le traceur sont neutralisées par l'arc en retour. Un courant de source, associé à l'arc en retour, propagé à la vitesse r' de la terre vers le sommet. Le courant injecté par une telle source à la hauteur z' se propage vers le bas à la vitesse de la lumière c . C'est alors après un temps égal à $\frac{z'}{c}$ qu'il atteint le sol.

La formulation spatio-temporelle du courant de foudre, selon ce modèle, s'écrit :

$$i(z', t) = \begin{cases} i\left(0, t - \frac{z'}{c}\right) & z' \leq v_f \cdot t \\ 0 & z' > v_f \cdot t \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

II.3.2.4 Modèle de la ligne de transmission modifiée MTL (Modified Transmission Line)

plusieurs auteurs ont proposé deux modèles complémentaires, permettant de prendre en compte le transfert de charges entre le traceur et l'arc en retour. Ainsi, la distribution du courant le long du canal est exprimée selon ces deux modèles par la relation commune suivante :

$$i(z', t) = \begin{cases} i\left(0, t - \frac{z'}{v_f}\right) \cdot P(z') & z' \leq v_f \cdot t \\ 0 & z' > v_f \cdot t \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

Où:

$p(z')$: est une fonction de décroissance de l'onde de courant le long du canal. Nous distinguons à travers deux expressions de cette fonction entre deux modèles à savoir :

a) Le modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance linéaire MTLL
 ("Modified Transmission Line with Linear decay")

Proposé en 1987 par *Rakov* et *Dulzon* [28]. Cette fonction est exprimée comme suit :

$$p(z') = 1 - z'/H \quad (\text{II.14})$$

Avec :

H : la hauteur totale du canal de foudre.

b) Le modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance exponentielle MTLE
 ("Modified Transmission Line with Exponential decay")

De même que le modèle MTLL, le MTLE proposé d'abord en 1988 par *Nucci et al.* [18], puis repris en 1990 par *Rachidi* et *Nucci* [29], suggère une fonction d'atténuation du courant le long du canal $p(z')$ de forme exponentielle :

$$p(z') = \exp(-z'/y) \quad (\text{II.15})$$

Le paramètre y représente le taux de décroissance de l'intensité du courant le long du canal.

II.3.2.5 Modèle de Diendorfer et Uman

Présenté par Diendorfer et Uman en 1990 [30], il ajoute un terme au modèle TCS permettant de prendre en compte une décroissance exponentielle inverse du courant de front ascendant grâce à l'expression suivante:

$$i(z', t) = \begin{cases} i(0, t + \frac{z'}{c}) - i(0, \frac{z'}{v^*}) \cdot e^{-(t - \frac{z'}{v_f})\tau_D^{-1}} & z' \leq v_f \cdot t \\ 0 & z' > v_f \cdot t \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

Avec:

$$v^* = \frac{v_f}{1 + \frac{v_f}{c}} \quad (\text{II.17})$$

Et τ^{-1} est une constante de temps supposée égale à $0.1 \mu\text{s}$ selon *Thottappillil et al.* [31]. Le modèle TCS constitue un cas particulier du modèle DU pour $\tau = 0$.

Les autres modèles sont caractérisés par une croissance rapide du courant avec un temps de montée de durée finie égale à celui du courant à la base du canal. Aussi, nous remarquons que pour tous les modèles excepté TL, il y a une décroissance de l'intensité du courant avec la hauteur.

II.3.2.6 Généralisation des modèles d'Ingénieur

Récemment *Rakov, 2002* [12] a exprimé les modèles d'ingénieur citée auparavant par une relation commune qui permet de déterminer le courant à n'importe quelle position verticale dans le canal, et à n'importe quel instant, à partir du courant à la base du canal. Cette relation est donnée par l'expression suivante :

$$i(z', t) = u\left(t - \frac{z'}{v_f}\right) \cdot P(z') \cdot i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \quad (II.18)$$

Avec:

$P(z')$: Fonction d'atténuation du courant le long du canal

u : Fonction échelon d'unité donné par :

$$u(t) = \begin{cases} 1 & t \geq 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases} \quad (II.19)$$

$P(z')$: la vitesse de propagation de l'onde de courant.

Le tableau II.3, décrit les différentes valeurs de cette vitesse, ainsi que les différentes expressions de la fonction $P(z')$ pour chaque modèle.

Tableau II.3 $P(z')$ et v pour les cinq modèles d'ingénieur [17].

Le modèle	$P(z')$	v
BG	1	∞
TCS	1	$-c$
TL	1	v_f
MTLL	$1 - \frac{z'}{H}$	v_f
MTLE	$\exp\left(-\frac{z'}{y}\right)$	v_f

II.4 Formulation du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre

Pour le besoin de l'analyse de l'effet direct et indirect de la foudre, il est nécessaire de connaître la variation du champ électromagnétique au proche voisinage de l'installation de mise à la terre.

La formulation du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre peut être présentée comme suit :

II.4.1 Calcul du champ électromagnétique au-dessus du sol

II.4.1.1 Formules générales

Le rayonnement électromagnétique d'un dipôle au-dessus d'un plan conducteur a été traité par Baños en 1966 en déterminant la solution analytique exacte des équations de Maxwell pour chaque milieu en accord avec les conditions aux limites sur l'interface air-sol [32].

Les expressions du champ électromagnétique créé par un dipôle électrique placé à une hauteur z' , sont données dans le domaine fréquentiel s'écrivent comme suivante [33]:

$$\begin{pmatrix} dE_r(r, z, j\omega) \\ dE_z(r, z, j\omega) \\ dH_\phi(r, z, j\omega) \end{pmatrix} = \frac{I(z', j\omega) dz'}{4\pi} \begin{pmatrix} \frac{j\omega\mu_0}{k_2^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} \\ \frac{j\omega\mu_0}{k^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_2^2 \right) \\ -\frac{\partial}{\partial r} \end{pmatrix} (G_{22} - G_{21} + k_1^2 V_{22}) \quad (\text{II. 20})$$

Avec :

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

$$G_{22} = \frac{e^{jk_2 R_d}}{R_d} = \int_0^{+\infty} \frac{e^{-\gamma_2|z'-z|}}{\gamma_2} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \quad (\text{II. 22})$$

$$V_{22} = \int_0^{+\infty} \frac{2e^{-\gamma_2(z'+z)}}{\gamma_2} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \quad (\text{II. 23})$$

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

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

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

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

$$k_1 = \sqrt{\omega^2 \mu_g \varepsilon_g + j\omega \mu_0 \sigma_g} ;$$

$$k_2 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$$

G_{22}, G_{21} et V_{22} : désignent les fonctions de Green données par des expressions contenant les intégrales de Sommerfeld [34], [35].

Où, $E_r(r, z, jm)$, $E_z(r, z, jm)$ et $H_\phi(r, z, jm)$ sont respectivement les composantes radiale et verticale du champ électrique et le champ magnétique azimuthal. Les paramètres μ_g , ε_g et σ_g étant respectivement la permittivité diélectrique, la perméabilité magnétique et la conductivité électrique du sol, J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0.

$I(z', j\omega)$ désigne la transformée de Fourier de la distribution du courant le long du canal.

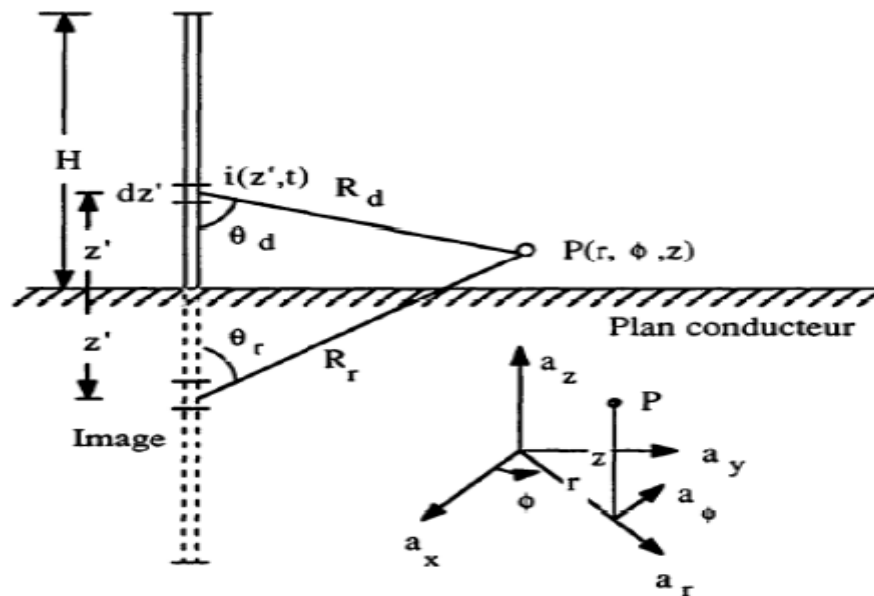


Figure II.5 Modèle géométrique intervenant dans les équations du champ électromagnétique [33].

L'expression (II.20) contient les intégrales (II.21), (II.22) et (II.23) dites de *Sommerfeld* [34] qui présentent l'inconvénient d'être gourmandes en temps de calcul. De plus, la nécessité d'effectuer une transformée de Fourier inverse afin de revenir dans le domaine temporel, n'est pas sans poser des problèmes d'ordre numérique.

II.4.1.2 Approximation d'un sol parfaitement conducteur

L'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur permet de simplifier le calcul du champ électromagnétique. On peut obtenir les formes d'ondes du champ électromagnétique dans le domaine fréquentiel de deux manières :

- ✓ la première par la résolution des équations de Maxwell en se basant sur la théorie des images.
- ✓ la seconde en faisant tendre la conductivité du sol vers l'infini dans les intégrales de Sommerfeld.

Le champ électromagnétique associé en un point $P(r, \phi, z)$ situé au-dessus du sol, s'obtient donc par sommation des contributions de chaque dipôle et de son image de longueur Infinitésimal dz' , situé à la hauteur z' , et traversé par un courant $i(z', t)$ comme représenté sur la Figure II.5. En approximant le canal foudre à une antenne filaire rectiligne perpendiculaire

à un sol parfaitement conducteur, on peut alors exprimer le rayonnement total du canal en point (r, ϕ, z) par l'intégration le long du canal des expressions (II.24), (II.25) et (II.26) [13] :

$$dE_{zP}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\begin{array}{l} \frac{2(z-z')^2-r^2}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/C) d\tau \quad \text{contribution électrostatique} \\ + \frac{2(z-z')^2-r^2}{cR^4} i(z', \tau - R/C) \quad \text{contribution induite} \\ - \frac{r^2}{c^2R^2} \frac{\partial i(z', t-R/C)}{\partial t} \quad \text{contribution rayonnée} \end{array} \right] \quad (II.24)$$

$$dE_{zP}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\begin{array}{l} \frac{3(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/C) d\tau \quad \text{contribution électrostatique} \\ + \frac{3(z-z')}{cR^4} i(z', \tau - R/C) \quad \text{contribution induite} \\ - \frac{r(z-z')}{c^2R^2} \frac{\partial i(z', t-R/C)}{\partial t} \quad \text{contribution rayonnée} \end{array} \right] \quad (II.25)$$

$$dH_{\phi P}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\begin{array}{l} \frac{r}{R^3} i(z', \tau - R/C) \quad \text{contribution induite} \\ + \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z', t-R/C)}{\partial t} \quad \text{contribution rayonnée} \end{array} \right] \quad (II.26)$$

Avec:

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

Où l'indice P indique que le sol est parfaitement conducteur, ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, μ_0 la perméabilité magnétique du vide, c la vitesse de la lumière, R la distance du dipôle au point d'observation, r la distance radiale entre le canal de foudre et le point d'observation et z' la hauteur du point d'observation par rapport au sol.

Cependant, le champ électrique vertical et le champ électrique radial représentent la somme de trois contributions :

1. Une contribution électrostatique ayant pour source l'intégrale du courant de l'arc en retour et représentant la charge du canal.
2. Une contribution induite ayant pour source le courant de l'arc en retour.
3. Une contribution rayonnée ayant pour source la dérivée du courant de l'arc en retour.

L'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur permet une simplification des équations du champ électromagnétique, elle n'est valable que pour des distances ne dépassant pas quelques kilomètres, c'est une approximation raisonnable pour le calcul du champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal comme il a été démontré par certains chercheurs (Rachidi et al, Rubinstein, Zeddami et Degauque)[36],[37],[38]. Pour des grandes distances (dépassant quelques kilomètres), la propagation du champ électromagnétique au dessus d'un sol de conductivité finie n'est plus négligeable d'où on constate une atténuation des composantes hautes fréquences, qui se traduit par une variation du pic et de la raideur du front du champ[33].

II.4.1.3 Approximation de Cooray-Rubinstein

Différents auteurs ont proposé des formules simplificatrices permettant de calculer le champ horizontal en tenant compte de la conductivité du sol [39]. La formule la plus simple est celle qui permet d'obtenir un bon compromis entre le temps de calcul et la précision sous le nom « *l'approximation de Cooray-Rubenstein* » (Rubenstein [40], Cooray [41]) . La formulation proposée considère que le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal sont indépendants de la conductivité du sol. Selon cette approximation le champ électrique radial est donné dans le domaine fréquentiel par l'expression suivante :

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\phi p}(r, 0, j\omega) \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\varepsilon_g + \sigma_g/j\omega}} \quad (II.27)$$

Où :

P : l'indice que le sol est parfaitement conducteur.

$E_{rp}(r, z, j\omega)$ et $H_{\phi p}(r, 0, j\omega)$ désignent respectivement, les transformées de Fourier du niveau du sol.

Si la conductivité du sol est élevée, on peut simplifier l'expression (II.27) comme suit :

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\phi p}(r, 0, j\omega) \frac{1+j}{\sigma_g \delta} \quad (II.28)$$

Avec :

δ : l'épaisseur de peau, $\delta = \sqrt{2/\omega\mu_g\sigma_g}$

La formule de Cooray-Rubinstein permet d'obtenir une approximation satisfaisante du champ électrique radial pour toutes les distances considérées. Elle est la seule à reproduire l'inversion de la polarité du champ à moyenne distance. Pour l'amélioration de cette approximation, Cooray a introduit une modification sur (II.27). Cette modification vise à minimiser l'erreur à moins de 5%.

$$E_{rp}(r, z, j\omega) = [E_{rp}(r, z, j\omega)]_s + [E_{rp}(r, z, j\omega)]_i + 0.4[E_{rp}(r, z, j\omega)]_r \quad (II.29)$$

Les indices s , i et r désignent, respectivement, les contributions : électrostatique, induite et de rayonnée correspondantes au champ électrique radial calculé avec l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur.

II.4.2 Champ électromagnétique en dessous du sol

Dans les années soixante, Baños [32] a développé des expressions générales pour le champ électrique, en un point situé en dessous d'un sol de conductivité finie, généré par un dipôle au dessus du sol.

Les équations développées par Baños sont écrites dans le domaine fréquentiel et contiennent des intégrales de Sommerfeld.

II.4.2.1 Formule de Cooray

En 2001, Cooray a proposé des expressions pour calculer le champ électromagnétique en dessous du sol dans le domaine fréquentiel [42]. Et sachant que la coordonnée verticale du point d'observation z est négative, ces expressions sont données par :

$$E_z(r, z, j\omega) = E_z(r, z = 0, j\omega) \frac{\varepsilon_0 e^{k_g z}}{\sigma_g + j\omega \varepsilon_g} \quad (II.30)$$

$$E_r(r, z, j\omega) = E_r(r, z = 0, j\omega) e^{k_g z} \quad (II.31)$$

$$H_\phi(r, z, j\omega) = H_\phi(r, z = 0, j\omega) e^{k_g z} \quad (II.32)$$

Avec :

$$k_g = \sqrt{j\omega\mu\sigma_0 - \omega^2\mu_0\varepsilon_g}$$

En 2004, *Petrache* [5] a fait une comparaison entre les expressions simplifiées de *Cooray* et les solutions numériques exactes publiées par *Zeddiam* [39]. Le point d'observation est situé à une distance de 100 m du canal de foudre à deux profondeurs en 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* donne des résultats très satisfaisants.

II.4.2.2 Formule de *Delfino et al*

En 2006, *Delfino et al* ont développé un algorithme très efficace pour l'évaluation exacte du champ électromagnétique en dessous d'un sol imparfait [43]. Cet algorithme a été utilisé pour tester la validité de la formule de *Cooray*. Ces auteurs ont présenté l'expression (II.21) à une autre forme connue sous le nom « *fonction de Green* » [43] qui s'écrit de la manière suivante :

$$E_z(r, z, j\omega) = \frac{j}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^H \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^3}{n^2\gamma_2 + \gamma_1} I(z', j\omega) J_0(\lambda r) \exp(\gamma_1 - \gamma_2) d\lambda dz' \quad (II.33)$$

$$E_r(r, z, j\omega) = \frac{-j}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^H \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^2\gamma_1}{n^2\gamma_2 + \gamma_1} I(z', j\omega) J_1(\lambda r) \exp(\gamma_1 - \gamma_2) d\lambda dz' \quad (II.34)$$

$$H_\phi(r, z, j\omega) = \frac{n^2}{2\pi} \int_0^H \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^2}{n^2\gamma_2 + \gamma_1} I(z', j\omega) J_1(\lambda r) \exp(\gamma_1 - \gamma_2) d\lambda dz' \quad (II.35)$$

Avec : $n = k_2/k_1$

Le paramètre n désigne le nombre de réfraction complexe, k_1 et k_2 désignent les nombres d'onde dans le sol et l'air respectivement, J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1.

Par ailleurs, l'algorithme de *Delfino et al.*, développé sur la base des expressions (II.34) a été utilisé pour tester la validité de la formule de *Cooray*. Cette dernière 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.

II.4.2.3 Méthode FDTD

Afin de modéliser l'effet induit par une onde foudre, il est nécessaire d'utiliser un code 3D. A l'heure actuelle, la méthode de modélisation la plus répandue est la méthode des différences finies dans le domaine temporel ou encore «Finite Differences Time Domain» (FDTD). Introduite pour la première fois par Yee en 1966 [44], cette méthode en trois dimensions permet de définir de manière simple et rigoureuse des structures à géométrie variable, composées de différents matériaux à perte ou non et de conducteurs. Ainsi cette méthode de modélisation permet de prendre en compte des structures de plus en plus complexes et surtout de plus en plus proche de structures réelles. Néanmoins, le facteur limitant de cette méthode est le temps de calcul et les ressources informatiques nécessaires.

La méthode des différences finies (FDTD) a été utilisée en 2007, par Mimouni et *al* pour le calcul du champ électromagnétique au dessus et en dessous d'un sol caractérisé par une conductivité finie.

L'analyse des résultats obtenus par Mimouni et *al*, en mettant en œuvre la FDTD, montre que[50] :

- Le champ électrique horizontal en dessous du sol est fortement affecté par la conductivité finie du sol. Il est caractérisé par une polarité négative avec une amplitude inversement proportionnelle à la conductivité.
- Le champ électrique vertical en dessous du sol est affecté par la conductivité finie du sol. Il est caractérisé par une bipolarité (valeur nulle à environ 1 μ s) avec une amplitude moins importante que celle d'un champ électrique horizontal ou celle d'un champ électrique vertical au dessus du sol.
- Les deux composantes du champ électrique en dessous du sol sont caractérisées par de petites largeurs d'impulsion et des temps de montée très rapides comparés avec ceux des deux composantes du champ électrique au sol et du courant à la base du canal de foudre.
- Le champ électrique vertical et le champ électrique magnétique azimutal, à des distances proches du canal de foudre et au dessus du sol, ne sont pas affectés par la conductivité finie du sol. L'hypothèse du sol parfait est une approximation admissible pour ces deux composantes.

II.5 Calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre en présence d'un sol stratifié

En 1936, *Norton* [79] ont présenté études la propagation des ondes électromagnétiques le long d'un sol homogène et caractérisé par une conductivité finie. Plus tard, *Wait* et ses collaborateurs ont complété la formulation de *Norton* et l'ont généralisé pour l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans le cas d'un sol stratifié horizontalement ainsi que le cas d'un sol stratifié verticalement.

Une revue historique et descriptive de cette formulation, ainsi que ses domaines d'application ont été présentés par *Wait* dans les références [80, 81]. Cet auteur a montré que le concept de la fonction d'atténuation peut être utilisé pour représenter l'atténuation des hautes fréquences de l'onde électromagnétiques lors de sa propagation le long de la surface du sol.

La formulation approximative connue sous le nom de « formulation de Wait » a été utilisée, en 2009 par *Shoory et al* [78], afin de calculer le champ électromagnétique en présence d'un sol stratifié.

L'idée principale de cette formulation approximative, dans le cas d'un sol homogène (monocouche), était l'utilisation du concept de l'impédance de surface du sol.

II.5.1 Cas d'un sol stratifié horizontalement

Le Calcul du champ électrique vertical $E_{z, strh}(r, 0, j\omega)$ au niveau ($z = 0$) dans le cas d'un sol stratifié horizontalement, sont données dans le domaine fréquentiel par l'expression suivante [78]:

$$E_{z, strh}(r, 0, j\omega) = E_{zP}(r, 0, j\omega) \cdot F_{strh}(p_{strh}) \quad (II. 36)$$

Où

$E_{zP}(r, 0, j\omega)$: désigne le champ électrique vertical au niveau d'un sol parfaitement conducteur non stratifié dans le domaine fréquentiel.

$F_{strh}(p_{strh})$: désigne la fonction d'atténuation correspondant au dipôle situé à la base du canal de foudre [85].

Pour le cas d'un sol composé de deux couches horizontales, l'expression (II.36) s'écrit dans le domaine temporel sous forme d'une intégrale de convolution comme donné par l'expression suivante:

$$E_{z, strh}(r, 0, t) = \int_0^t E_{zP}(r, 0, t) \cdot F_{strh}(t - \tau) d\tau \quad (II.37)$$

Où $E_{z, strh}(r, 0, t)$ et $E_{zP}(r, 0, t)$ sont respectivement les transformées de Fourier inverses du champ électrique vertical au niveau du sol pour le cas d'un sol stratifié et du champ électrique vertical pour le cas d'un sol parfaitement conducteur non stratifié.

$F_{strh}(t)$ est la transformée de Fourier inverse de la fonction d'atténuation.

La figure II.6 illustre le Modèle Géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique propagé le long d'un sol stratifié horizontalement à deux couche

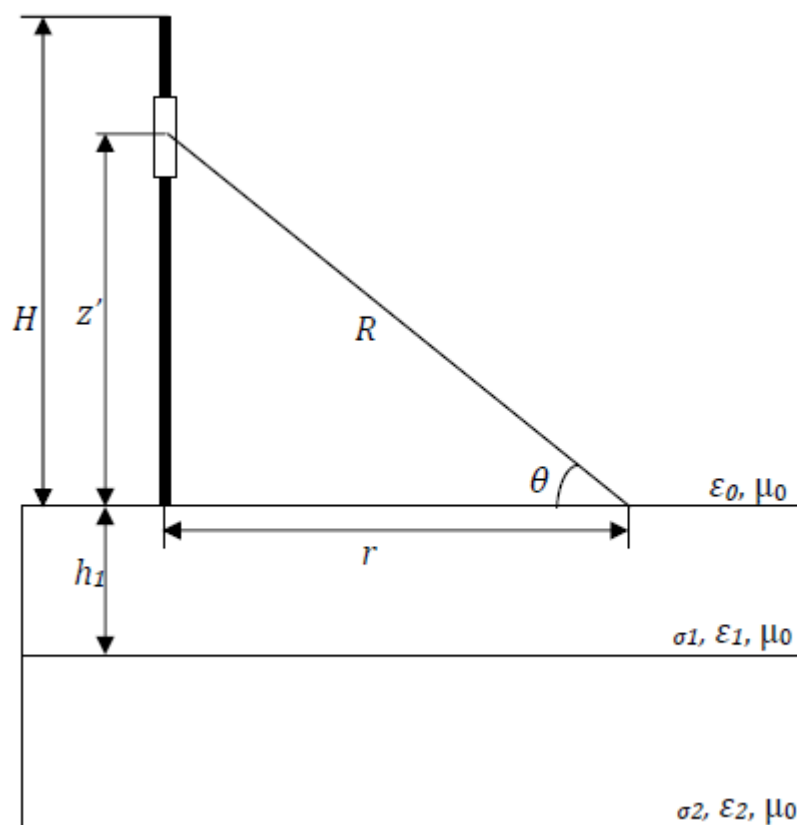


Figure II.6 Modèle Géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique propagé le long d'un sol stratifié horizontalement à deux couche [54].

II.5.1.1 Première approximation

L'expression de la fonction d'atténuation déduite par *Wait* [56] est donnée par :

$$F_{strh}(p_{strh}) = 1 - j\sqrt{\pi p_{strh}} e^{-p_{strh}} \operatorname{erfc}(j\sqrt{p_{strh}}) \quad (II.38)$$

Où erfc est la fonction d'erreur complémentaire donnée par :

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{+\infty} \exp(-y^2) dy \quad (II.39)$$

Et p_{strh} appelé la distance numérique selon la référence [78] dont l'expression est donnée par :

$$p_{strh} = -0.5\gamma_0 r \Delta_{strh}^2 \quad (II.40)$$

Avec γ_0 est le nombre d'ond dans l'air défini par:

$$\gamma_0 = j\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$$

Et Δ_{strh} l'impédance normalisée de la surface du sol stratifié à deux couches.

Cette impédance est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta_{strh} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} K_1 \frac{K_1 + K_2 \tanh(u_1 h_1)}{K_2 + K_1 \tanh(u_1 h_1)}$$

$$K_1 = \frac{u_1}{\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1}$$

$$K_2 = \frac{u_2}{\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2}$$

$$u_1 = \sqrt{\gamma_1^2 - \gamma_0^2}$$

$$u_2 = \sqrt{\gamma_2^2 - \gamma_0^2}$$

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)} \quad (II.41)$$

$$\gamma_2 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_2 + j\omega\epsilon_2)} \quad (II.42)$$

II.5.1.2 Seconde approximation

En utilisant la même fonction d'atténuation donnée par l'expression (III.3), *Wait* [56] a défini la distance numérique effective par la relation suivante :

$$p_{strh, e} = -0.5\gamma_0 r \Delta_{strh, e}^2 \quad (II.43)$$

Tel que $\Delta_{strh, e}$ désigne l'impédance normalisée effective de la surface du sol pour une stratification horizontale à plusieurs couches. Cette impédance s'exprime comme suit :

$$\Delta_{strh, e} = \eta_1 \frac{\eta_2 + \eta_1 \tanh(\gamma_1 h_1)}{\eta_1 + \eta_2 \tanh(\gamma_1 h_1)}$$

Où $\eta_n (n = 1, 2)$ représente l'impédance d'onde complexe de la chaque couche donnée par la relation :

$$\eta_n = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_n} \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{(\sigma_n + j\omega\epsilon_n)}}$$

Avec $\gamma_n (n = 1, 2)$ paramètre défini par les expressions (II.41) et (II.42).

Wait dans la référence [53] a montré que le courant de déplacement dans l'air peut être négligeable devant les courants de déplacement dans chaque couche dans le sol.

Les paramètres électriques relatifs à chaque couche du sol stratifié considéré, sont consignés dans le tableau II.2. Le comportement fréquentiel de l'amplitude et de la phase de la fonction d'atténuation (donnée par l'expression II.38 correspondant à la première approximation) étudié pour différentes épaisseurs h_1 de la couche supérieure, est présenté dans la figure II.7.

Tableau II.4 Paramètres électriques des deux couches [54]

	Paramètres	Valeurs considérées
Première couche	$\sigma_1(s/m)$	0.001
	ϵ_1/ϵ_0	10
Deuxième couche	$\sigma_2(s/m)$	4
	ϵ_2/ϵ_0	30

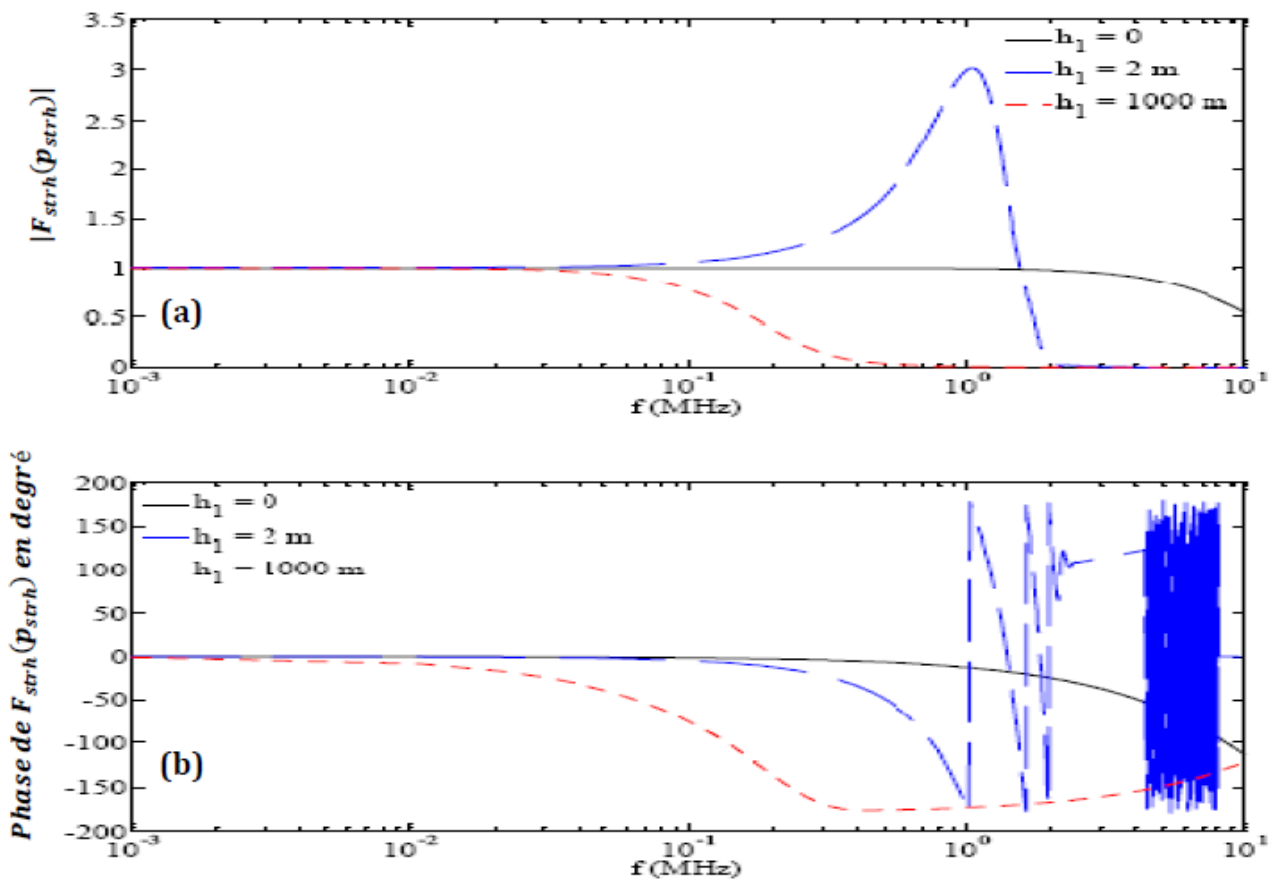


Figure II.7 représentation fréquentielle de la fonction d'atténuation pour le cas d'un sol stratifié horizontal (a) amplitude, (b) phase [78].

Le cas d'un sol homogène est représenté dans la figure II.7 par les allures fréquentielles de l'amplitude et de la phase de la fonction d'atténuation qui correspondent aux valeurs de l'épaisseur de la couche supérieure du sol h_1 égales à 0 et à 1000 m. Dans ces deux cas, l'amplitude de la fonction d'atténuation est toujours inférieure ou égale à l'unité.

Ainsi, la phase de cette fonction montre une allure fréquentielle non oscillante. Cependant, pour le cas d'un sol stratifié horizontalement ($h_1 = 2m$), l'amplitude de la fonction d'atténuation peut être supérieure à l'unité, et sa phase montre une variation fréquentielle de type oscillatoire.

Par ailleurs, dans le but d'illustration d'effet de la stratification horizontale du sol sur le champ électrique vertical, les auteurs de la référence [54] ont tracé dans la même figure, (figure II.8) trois courbes temporelles de ce champ obtenues à l'aide de la première approximation de Wait (expression II.38). En effet, ces courbes correspondent respectivement au cas d'un sol homogène caractérisé par des paramètres électriques très élevés (correspondant à $h_1 = 0$), au cas d'un sol homogène et caractérisé par des paramètres électriques relativement faibles (correspondant à $h_1 = 1000 m$), et enfin au cas d'un sol stratifié horizontalement (correspondant à $h_1 = 2m$). Le canal de foudre a été représenté dans cette référence par le modèle MTLE, avec une vitesse de propagation du courant le long du canal $v = 1.5 \times 10^8 m/s$, et un taux de décroissance de ce courant le long du canal $\lambda = 2km$.

Quand le courant à la base du canal il a été représenté par la somme de deux fonctions d'Heidler dont les paramètres, sont ceux illustrés dans le tableau II.3.

Dans la figure II.8, le champ électrique vertical est évalué pour une distance radiale $r = 100km$ du point d'impact de la foudre, et à une hauteur $z = 0$.

Tableau II.5 Paramètres des deux fonctions d'Heidler utilisé pour calculer le champ électrique vertical [54].

Paramètres de la première fonction d'Heidler				Paramètres de la deuxième fonction d'Heidler			
$I_{01}(KA)$	$\tau_{11}(\mu s)$	$\tau_{12}(\mu s)$	n_1	$I_{02}(KA)$	$\tau_{21}(\mu s)$	$\tau_{22}(\mu s)$	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

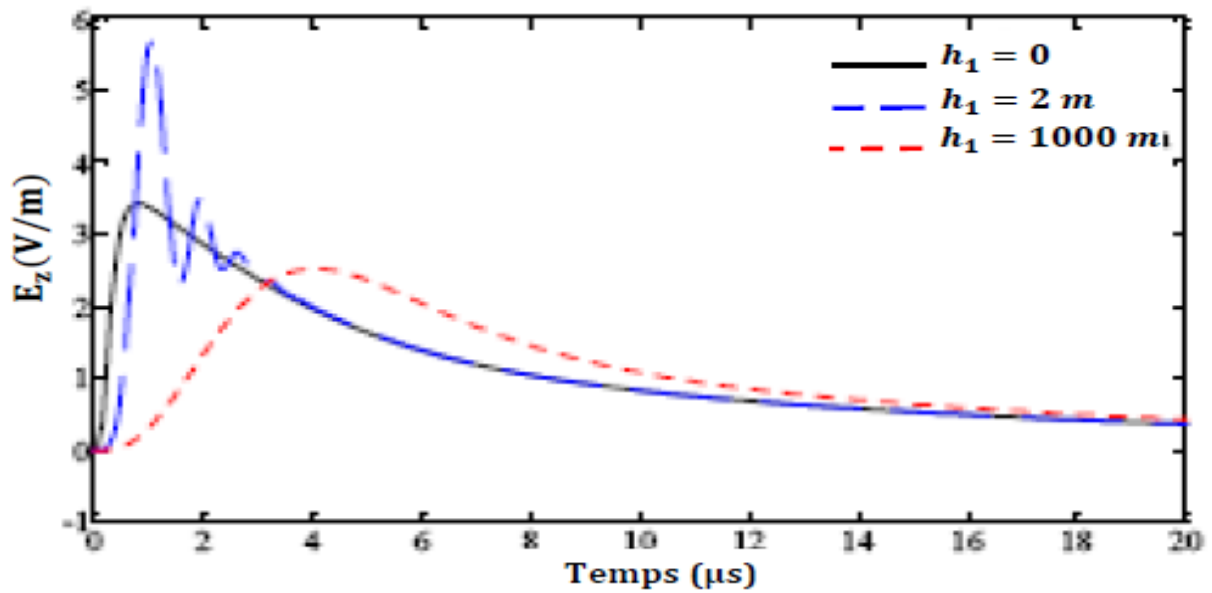


Figure II.8 Variations temporelles du champ électrique vertical au niveau du sol à une distance radiale de 100 km du point d'impact de la foudre pour différentes valeurs de h_1 [54].

D'après ce résultat, on remarque que la réponse temporelle du champ électrique vertical dans le cas d'un sol stratifié horizontalement ($h_1 = 2m$), possède un comportement oscillatoire.

De plus, l'amplitude maximale de ce champ est plus élevée que celle obtenue dans le cas d'un sol homogène et caractérisée par des paramètres électriques très élevées ($h_1 = 0$). Ce dernier porte presque la même forme d'onde pouvant être obtenue dans le cas d'un sol parfaitement conducteur (monocouche).

Cependant, la forme d'onde obtenue pour le cas d'un sol homogène et caractérisé par des paramètres électriques relativement faibles ($h_1 = 1000m$), possède une amplitude maximale inférieure à celles obtenues dans les autres cas. Le temps de montée est lent comparativement à celui obtenu dans les autres cas.

La figure II.9 présente les deux formes d'onde pour $h_1 = 2m$ (sol stratifié horizontalement), ainsi que celle correspondant au cas d'un sol parfaitement conducteur.

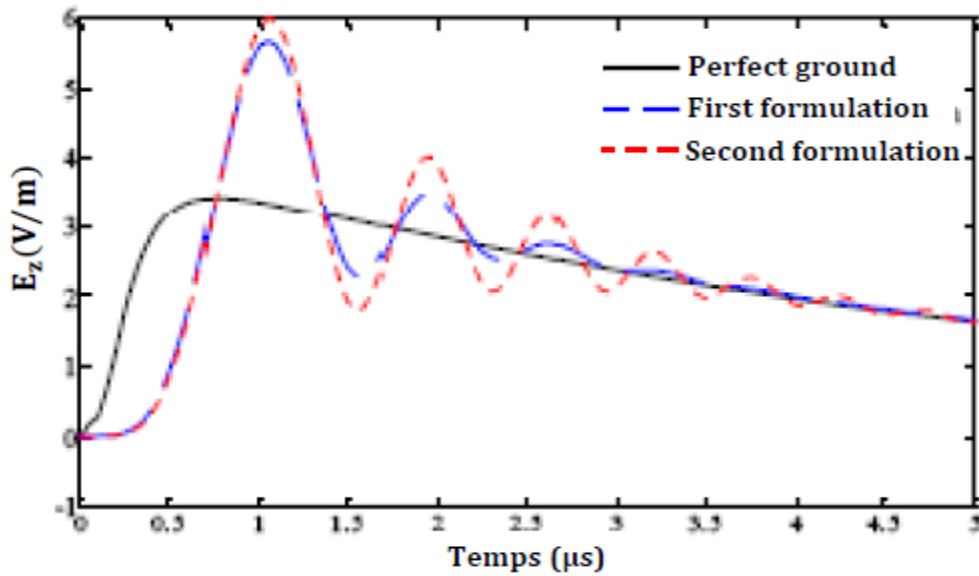


Figure II.9 Variations temporelles du champ électrique vertical au niveau du sol à une distance radiale de 100 km du point d'impact de la foudre correspondant à la première approximation, la seconde approximation [54].

La forme d'onde du champ électrique vertical obtenue à l'aide de la seconde approximation, montre la même nature oscillatoire que celle obtenue par la première approximation, mais avec des amplitudes plus élevées et un amortissement plus faible. Par ailleurs, les deux formes d'ondes présentent une amplitude maximale plus élevée que celle relative au cas d'un sol parfaitement conducteur.

II.5.2 Cas d'un sol stratifié verticalement

De la même manière que dans le cas d'un sol stratifié horizontalement, l'expression dans le domaine fréquentiel de la composante verticale du champ électrique $E_{z, strh}(r, 0, j\omega)$ au niveau du sol ($z = 0$) pour le cas d'un sol stratifié verticalement (figure II.7) est donnée par l'expression :

$$E_{z, strv}(r, 0, j\omega) = E_{zP}(r, 0, j\omega) \cdot F_{strv}(p_{strv}) \quad (II.44)$$

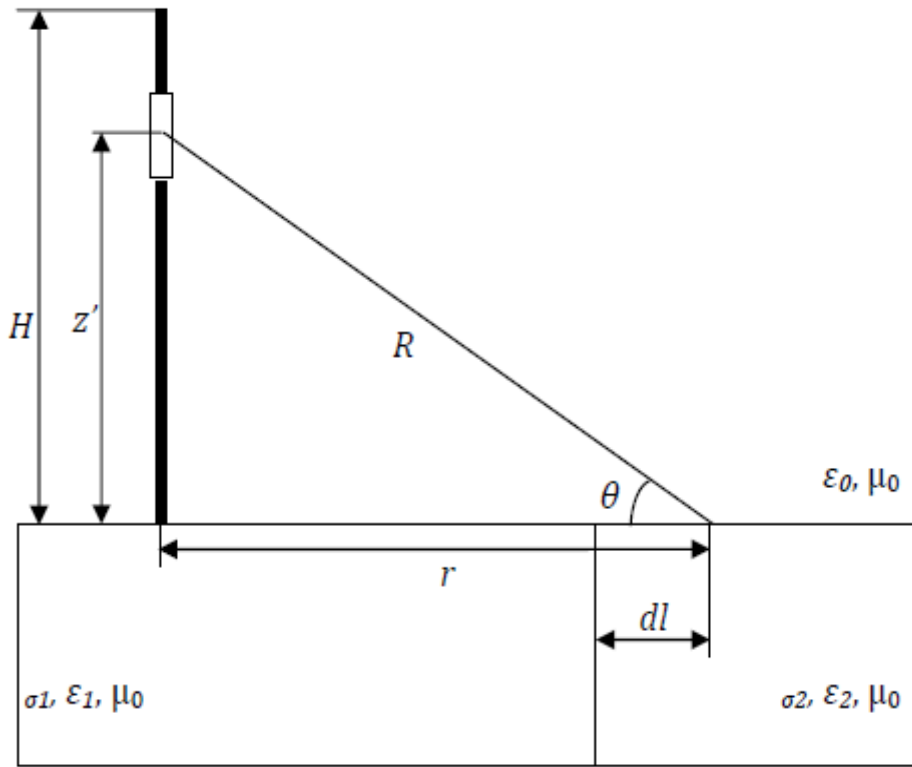


Figure II.10 Modèle Géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique propagé le long d'un sol stratifié verticalement à deux couches [54].

$F_{strv}(p_{strv})$: désigne la fonction d'atténuation correspondant au dipôle situé à la base du canal de foudre pour le cas d'un sol stratifié verticalement, l'expression (II.36) s'écrit dans le domaine temporel sous forme d'une intégrale de convolution comme donné par l'expression suivante :

$$E_{z, strv}(r, 0, t) = \int_0^t E_{zP}(r, 0, t) \cdot F_{strv}(t - \tau) d\tau \quad (II.45)$$

Wait et Walters [57] ont donné deux expressions différentes pour la fonction d'atténuation dans le cas d'un sol stratifié verticalement à savoir :

$$F_{strv}(r) = F_1(r) - \sqrt{\frac{\gamma_0 r}{2\pi}} [\Delta_2 - \Delta_1] \int_0^{dl} \frac{F_1(r-x)F_2(x)}{\sqrt{x(r-x)}} dx \quad (II.46)$$

$$F_{strv}(r) = F_2(r) - \sqrt{\frac{\gamma_0 r}{2\pi}} [\Delta_1 - \Delta_2] \int_0^{r-dl} \frac{F_2(r-x)F_1(x)}{\sqrt{x(r-x)}} dx \quad (II.47)$$

Où $F_1(x)$ et $F_2(x)$ sont des fonctions d'atténuation de chaque couche verticale dans le sol. Ces fonctions sont calculées à une distance horizontale variable x appartenant à l'intervalle $[0, r]$.

Les fonctions $F_1(x)$ et $F_2(x)$ sont exprimées comme suit :

$$F_1(x) = 1 - j\sqrt{\pi p_{strv1}} e^{-p_{strv1}} \operatorname{erf}(j\sqrt{p_{strv1}}) \quad (II.48)$$

$$F_2(x) = 1 - j\sqrt{\pi p_{strv2}} e^{-p_{strv2}} \operatorname{erf}(j\sqrt{p_{strv2}}) \quad (II.49)$$

Avec :

$$p_{strv1} = -0.5\gamma_0 x \Delta_1^2$$

$$p_{strv2} = -0.5\gamma_0 x \Delta_2^2$$

Δ_1 et Δ_2 sont les impédances de surface normalisées pour chaque couche verticale dans le sol.

Δ_1 et Δ_2 sont définies par les relations suivantes :

$$\Delta_1 = \frac{\sqrt{j\omega\varepsilon_0[\sigma_1 + j\omega(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)]}}{\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1} \quad (II.50)$$

$$\Delta_2 = \frac{\sqrt{j\omega\varepsilon_0[\sigma_2 + j\omega(\varepsilon_2 - \varepsilon_0)]}}{\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2} \quad (II.51)$$

Hill et *Wait* [58] ont suggéré l'utilisation de l'expression (II.48) dans le cas où $|\Delta_1| < |\Delta_2|$, et l'expression (II.49) dans le cas où $|\Delta_1| > |\Delta_2|$. Ces auteurs ont montré qu'il y a des singularités dans les fonctions à intégrer dans les expressions (II.48) et (II.49). Aussi, ils ont apporté les modifications qui ont permis d'aboutir aux expressions suivantes :

$$F_{strv}(r) = F_1(r) - \sqrt{\frac{\gamma_0 r}{2\pi}} [\Delta_2 - \Delta_1] \times \left\{ 2 \sqrt{\frac{\delta}{r}} F_1(r) + \int_{\delta}^{dl} \frac{F_1(r-x)F_2(x)}{\sqrt{x(r-x)}} dx \right\} \quad (II.52)$$

$$F_{strv}(r) = F_2(r) - \sqrt{\frac{\gamma_0 r}{2\pi}} [\Delta_1 - \Delta_2] \times \left\{ 2 \sqrt{\frac{\delta}{r}} F_2(r) + \int_{\delta}^{r-dl} \frac{F_2(r-x)F_1(x)}{\sqrt{x(r-x)}} dx \right\} \quad (II.53)$$

La géométrie utilisée est décrite à la figure II.9. Les paramètres du sol sont ceux consignés dans le tableau II.2. Les paramètres du courant de foudre sont ceux présentés dans le tableau II.3. Les auteurs de la référence de la référence [54] ont tracé dans la même figure (figure II.10) les allures temporelles du champ électrique vertical à une distance radiale de 100 km du point d'impact de foudre et pour une hauteur $z = 0$. Ces allures correspondent à différentes configurations du sol à savoir :

- Le cas d'un sol homogène et caractérisé par des paramètres électriques de valeurs très élevées (cas correspondant à $dl = 100km$).
- Le cas d'un sol homogène et caractérisé par des paramètres électriques de valeurs relativement faibles (cas correspondant à $dl = 0km$).
- Le cas d'un sol stratifié verticalement (cas correspondant à $dl = 25km$).

Pour ce dernier cas, le champ électrique vertical est calculé en utilisant les deux expressions citées (expression II.52 et expression II.53).

Où δ représente la distance minimale permettant de considérer la fonction d'atténuation constante.

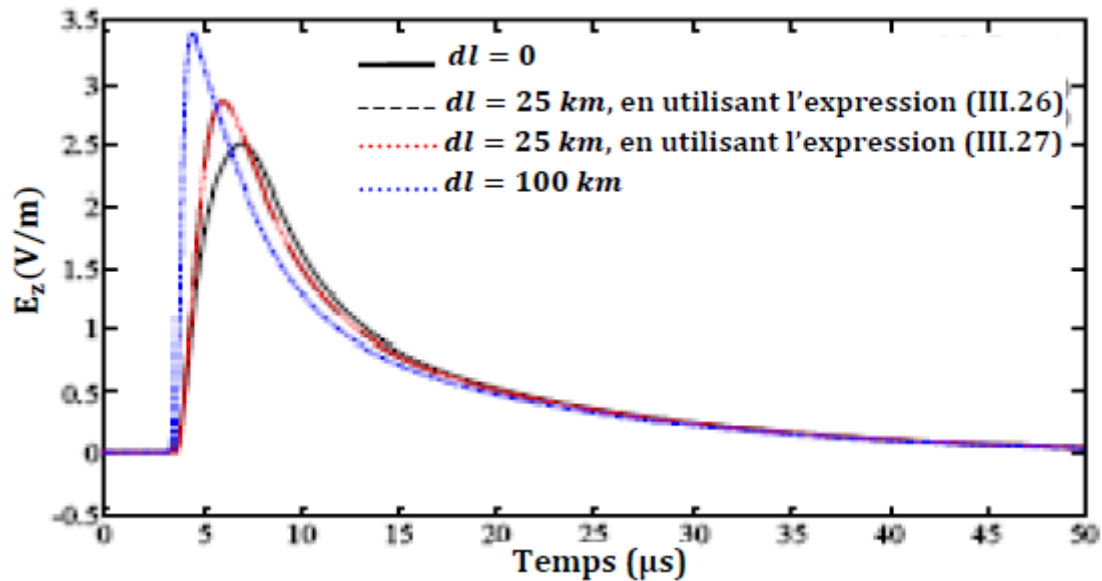


Figure II.11 Variations temporelles du champ électrique vertical au niveau du sol à une distance radiale de 100 km du point d'impact de la foudre en présence d'un sol stratifié verticalement [54].

D'après ce résultat, on peut remarquer que les allures temporelles du champ électrique vertical obtenues à l'aide des deux expressions (expression II.52 et expression II.53) sont presque les mêmes. De plus, l'effet de la stratification verticale du sol, se traduit sur l'allure temporelle du champ électrique vertical par la diminution de l'amplitude maximale et du temps de montée de ce champ par rapport au cas correspondant à un sol homogène et caractérisé par des paramètres électriques de valeurs très élevées (à $dl = 100 km$).

Cependant, Par rapport au cas d'un sol homogène et caractérisé par des paramètres électriques de valeurs relativement faibles ($dl = 0$), l'effet de la stratification du sol se traduit sur l'allure temporelle du champ électrique vertical par l'augmentation de l'amplitude maximale et du temps de montée.

II.6 Conclusion

Pour déterminer le champ électromagnétique rayonné émis par une décharge orageuse, il importe de connaître une analyse des différents modèles d'arc en retour a été présentée.

Nous avons vu l'utilisation des modèles d'ingénieur parce que permet d'utiliser le courant à la base du canal comme donnée initiale du problème, Aussi bien que nous avons rappelé dans un premier temps les différentes formulations analytiques temporelles et fréquentielles qui présentent l'avantage de la description de la distribution spatio-temporelle

du courant le long du canal , grâce à une simple formulation mathématique (*fonction bi-exponentielle et fonction Heideker*).

Nous avons présenté ensuite, les différentes approches utilisées afin de déterminer le champ électromagnétique rayonné par la foudre au-dessus et en dessous du sol.

Et on va faire présente la formulation simplifiée adaptable au calcul du champ électrique vertical au niveau d'un sol stratifié horizontalement, ainsi que pour un sol stratifié verticalement. Cette formulation connue sous le nom « *formulation de Wait* », utilise le résultat du champ électrique vertical obtenu pour le cas d'un sol parfaitement conducteur comme donnée initiale pour calculer le champ électrique verticale correspondant au cas d'un sol stratifié. Ce calcul est obtenu grâce à un simple produit dans le domaine fréquentiel entre la fonction dite « *fonction d'atténuation* », et le champ électrique vertical au niveau d'un sol parfaitement conducteur.

Chapitre III

Analyse de l'effet de la stratification du sol sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre

III.1 Introduction

Les recherches actuelles sur le rayonnement électromagnétique de la foudre ont pour objectif la connaissance précise des effets de ce dernier sur les matériels sensibles, principalement dans les domaines de l'électrotechnique, de l'aérospatiale, du militaire, des télécommunications, Toutefois, la connaissance du phénomène physique en lui-même est loin d'être parfaite et des recherches plus fondamentales sont réalisées afin de comprendre le mécanisme général de la décharge de foudre.

De notre part, notre objectif n'est pas d'élucider les phénomènes physiques complexes mis en jeu au cours d'une décharge de foudre mais de réaliser une caractérisation aussi proche que possible de la réalité physique relative au rayonnement engendré, et ceci en abandonnant le maximum des hypothèses qui peuvent influencer sur la précision des résultats. Il s'agit par exemple de l'hypothèse d'un sol homogène et de conductivité finie. En effet, ce dernier ne présente jamais sous cette forme simpliste. Dans ce contexte, notre objectif a été fixé à la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement en se basant sur l'étude des effets de cette stratification sur les formes d'ondes du champ électromagnétique rayonné, et ceci à travers l'exploitation d'un code de calcul Matlab spécialisé dans ce cas du sol stratifié. Ce code de calcul a été développé sur la base de la méthode FDTD citée dans le chapitre précédant et décrite en détails dans la référence [7] et qui a été inscrite dans le cadre de préparation de mémoire de Magister à l'Université des sciences de la technologie d'Oran. L'auteur de ce mémoire avait validé ce code calcul à travers une comparaison de leurs résultats de simulation avec des résultats expérimentaux obtenus lors d'une campagne expérimentale au Centre Spatial Kennedy.

III.2 Géométrie du problème

On considère un sol composé de plusieurs couches. Chacune de ces couches possède des propriétés électriques différentes des autres couches. Aussi, nous distinguons entre deux types de stratification du sol; la stratification horizontale et la stratification verticale. dans ce mémoire en se limitera à l'étude du premier cas qui correspond à la stratification horizontale du sol (figure III.1)

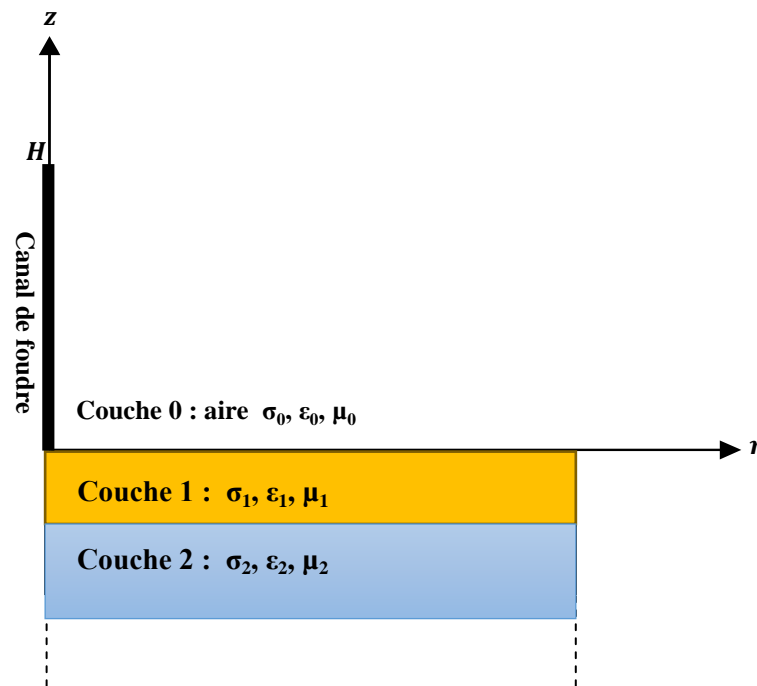


Figure III.1 Géométrie du problème du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement

III.3 Objectif de la simulation

L'objectif de la simulation qu'on va réaliser au cours de ce chapitre est de connaître la relation entre la conductivité de la couche supérieure d'un sol stratifié constitué de deux couches, et les formes d'ondes du champ électromagnétique obtenues à une distance proche du canal de foudre au-dessus et en dessous de ce sol stratifié.

III.4 Etude de l'effet de la conductivité de la première couche d'un sol stratifié horizontalement sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre

Dans cette partie de ce chapitre nous examinerons l'effet de la conductivité de la première couche d'un sol stratifié horizontalement sur les formes d'ondes des trois composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre (le champ électrique radial, le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal). Cependant, la stratification est représentée dans ce mémoire par un sol composé de deux couches.

En adoptant la géométrie illustrée dans la figure III.2, les trois composantes du champ électromagnétique sont calculées en deux points d'observation différents à savoir : un point

situé au-dessus du sol ($z = 5$) et à une distance radiale $r = 50$ m par rapport au canal de foudre, et un autre point situé en dessous du sol juste dans la couche supérieure à une profondeur $z = -5$ m et à la même distance radiale $r = 50$ m

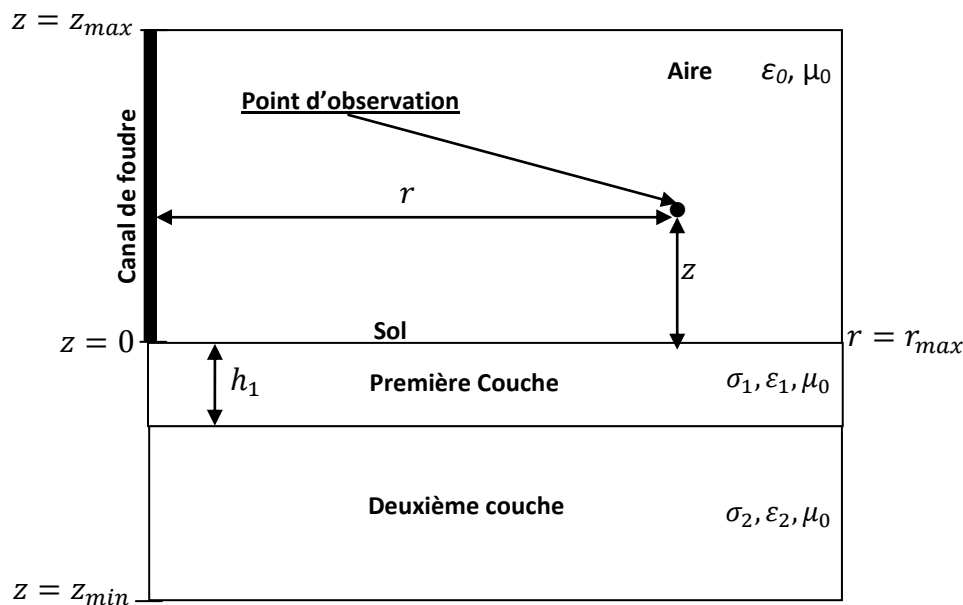


Figure III.2 Modèle géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique en présence d'un sol stratifié horizontalement à deux couches.

Pour ces deux points d'observation ($r = 50$ m, $z = 5$) et ($r = 50$ m, $z = -5$) respectivement, nous examinons l'influence de la variation de la valeur de la conductivité de la couche supérieure (voir la figure III.2) en fixant la conductivité de la deuxième couche à une valeur constante, sur les formes d'ondes des trois composantes du champ électromagnétique (le champ électrique vertical, le champ électrique radial et le champ magnétique azimutal). Le tableau III.1 présente cette variation dans les valeurs de la conductivité de la première couche s'étalant des valeurs inférieures à la valeur de la conductivité de la deuxième couche et en se passant par et arrivant aux valeurs qui dépassent l'égerment cette dernière. Afin de garder la variation uniquement dans la valeur de la conductivité de la première couche, nous avons fixé les autres paramètres électromagnétiques tels que la permittivité relative et la perméabilité absolue des deux couches ainsi que la conductivité de la deuxième couche à des valeurs constantes à savoir :

$$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_0} = 10$$

$$\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$$

$$\sigma_2 = 0.01 \text{ S/m}$$

Tableau III.1 Variation des valeurs de la conductivité de la première couche adoptées lors de la simulation

$\sigma_1(S/m)$	0.001	0.003	0.005	0.007	0.009	0.01	0.012	0.014
-----------------	-------	-------	-------	-------	-------	------	-------	-------

La région de calcul est délimitée par une distance radiale maximale par rapport au canal de foudre $r_{\max} = 1 \text{ km}$ et une hauteur maximale par rapport au sol $z_{\max} = 1.5 \text{ km}$ et enfin par la profondeur $z_{\min} = -100 \text{ m}$ (voir la figure III.2). Les pas de discrétisation spatiale utilisés lors de la simulation ainsi que celui de la discrétisation temporelle sont respectivement $\Delta z = \Delta r = 10 \text{ m}$ et $\Delta t = 10 \text{ ns}$. L'épaisseur de la première couche a été fixée à $h_1 = 10 \text{ m}$.

Le courant à la base du canal adopté lors de la simulation est modélisé par la somme de deux fonctions d'Heidler dont les paramètres, sont ceux illustrés dans le tableau III.2. La figure III.3 présente l'allure temporelle de ce courant obtenue à travers la simulation par le code de calcul décrit auparavant. Cette allure est présentée pour une durée de simulation de $10 \mu\text{s}$.

Nous pouvons remarquer clairement à travers cette figure l'amplitude de ce courant à la base du canal qui est presque de 12 kA .

Tableau III.2 Paramètres des deux fonctions d'Heidler simulant le courant de foudre à la base du canal.

Paramètres de la première fonction d'Heidler				Paramètres de la deuxième fonction d'Heidler			
$I_{01}(kA)$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	n_1	$I_{02}(kA)$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_1
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

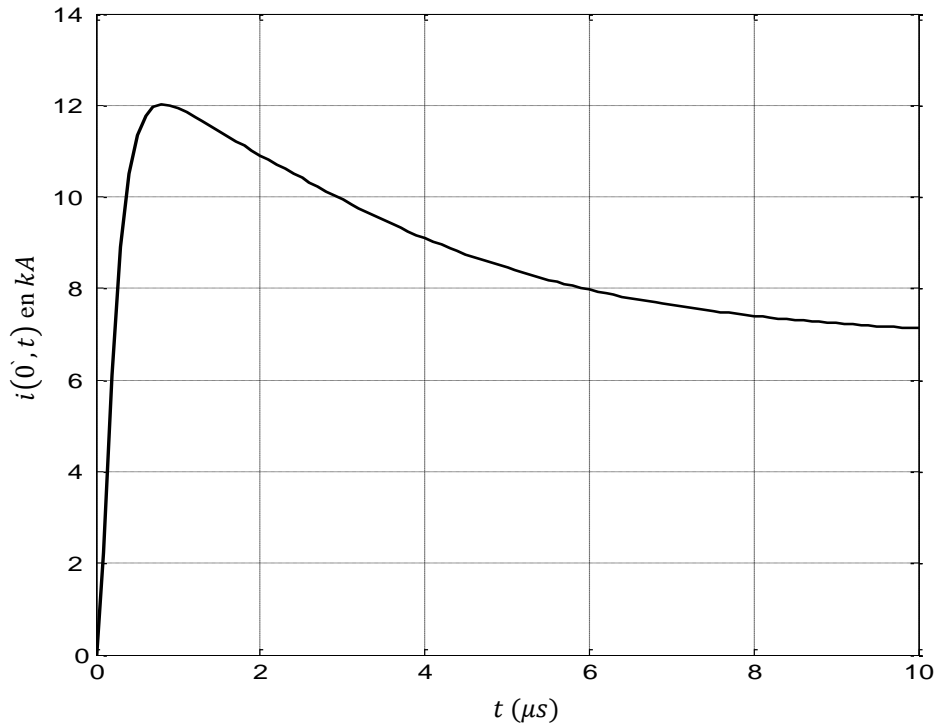


Figure III.3 Variations temporelles du courant à la base du canal adopté lors de la simulation.

III.4.1 Analyse des résultats obtenus pour un point d'observation situé au-dessus du sol

Pour le premier point d'observation ($r = 50 \text{ m}, z = 5 \text{ m}$), nous examinons l'influence des variations, de la valeur de la conductivité de la couche supérieure en fixant la conductivité de la deuxième couche à une valeur constante, sur les formes d'ondes des trois composantes du champ électromagnétique (le champ électrique vertical, le champ électrique radial et le champ magnétique azimutal). A cet effet, nous avons tracé dans les figures III.4, III.5 et III.6, les allures temporelles de ces trois composantes respectivement en ce point d'observation. Pour visualiser l'effet cette variation de la conductivité de la couche supérieure du sol, nous avons tracé à nouveau chacune de ces allures pour des différentes valeurs de conductivité mentionnées dans le tableau III. 1.

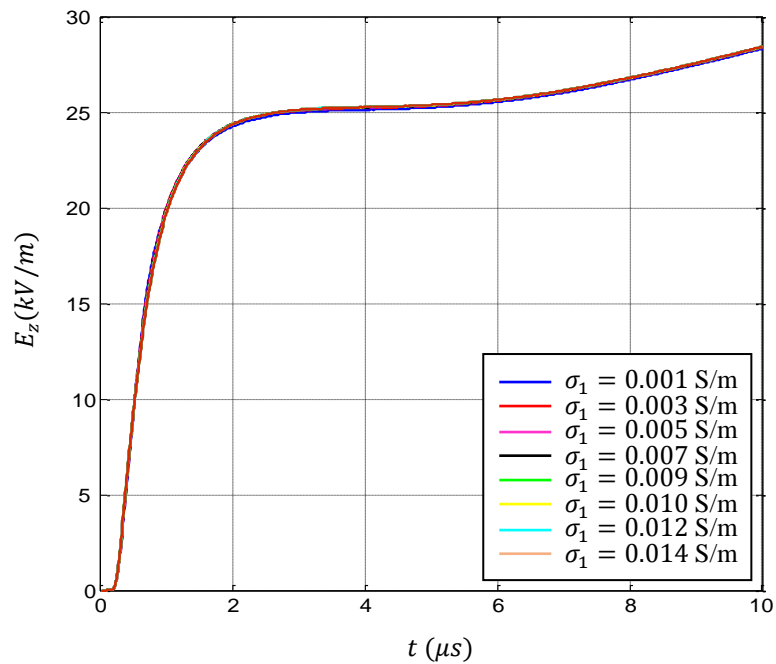


Figure III.4 Différentes formes d'onde du champ électrique vertical obtenues au point d'observation ($r = 50 \text{ m}$, $z = 5 \text{ m}$) pour différentes valeurs de la conductivité de la première couche σ_1 d'un sol stratifié horizontalement

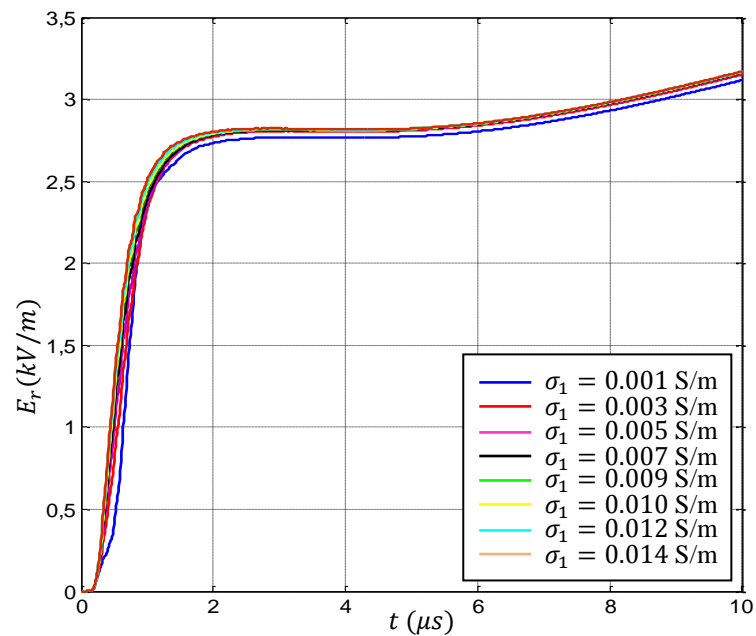


Figure III.5 Différentes formes d'onde du champ électrique radial obtenues au point d'observation ($r = 50 \text{ m}$, $z = 5 \text{ m}$) pour différentes valeurs de la conductivité de la première couche σ_1 d'un sol stratifié horizontalement

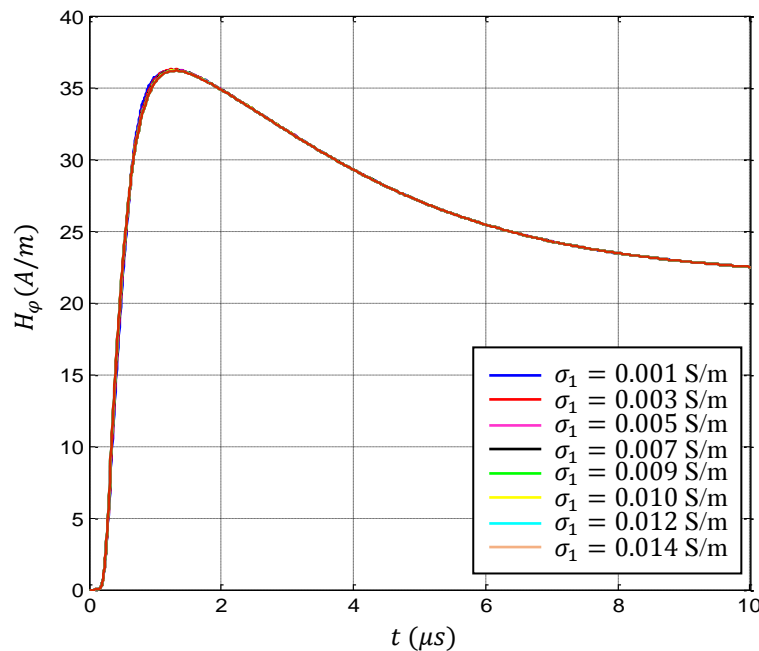


Figure III.6 Différentes formes d'onde du champ magnétique azimutal obtenues au point d'observation ($r = 50 \text{ m}$, $z = 5 \text{ m}$) pour différentes valeurs de la conductivité de la première couche σ_1 d'un sol stratifié horizontalement

L'analyse des variations temporelles du champ électrique vertical et du champ électrique radial ainsi que celle du champ magnétique azimutal présentées respectivement dans les figures III.4, III.5 et III.6 et qui correspondent au point d'observation situé au-dessus du sol, montre clairement l'insensibilité de ces trois composantes aux variations de la valeur de la conductivité de la première couche.

III.4.2 Analyse des résultats obtenus pour un point d'observation situé en dessous du sol

De même manière, nous examinons pour le deuxième point d'observation ($r = 50 \text{ m}$, $z = -5 \text{ m}$), l'influence des variations, de la valeur de la conductivité de la couche supérieure qui comporte ce point d'observation, sur les formes d'ondes des trois composantes du champ électromagnétique (le champ électrique vertical, le champ électrique radial et le champ magnétique azimutal).

Nous avons tracé dans les figures III.7, III.8 et III.9, les allures temporelles de ces trois composantes respectivement. Pour visualiser l'effet de cette variation de la conductivité de

la couche supérieure du sol, nous avons tracé à nouveau chacune de ces allures pour des différentes valeurs de conductivité mentionnées dans le tableau III. 1.

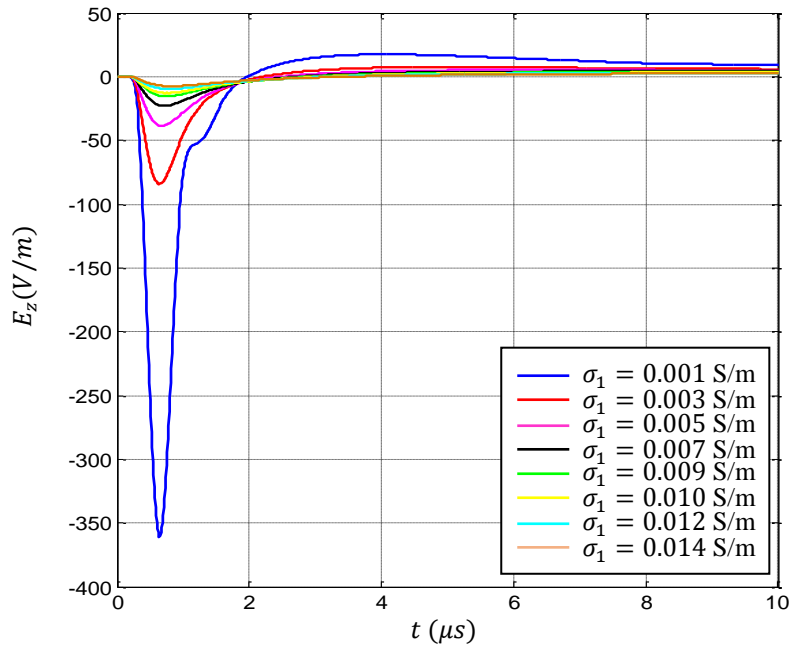


Figure III.7 Différentes formes d'onde du champ électrique vertical obtenues au point d'observation ($r = 50 m, z = -5 m$) pour différentes valeurs de la conductivité de la première couche σ_1 d'un sol stratifié horizontalement

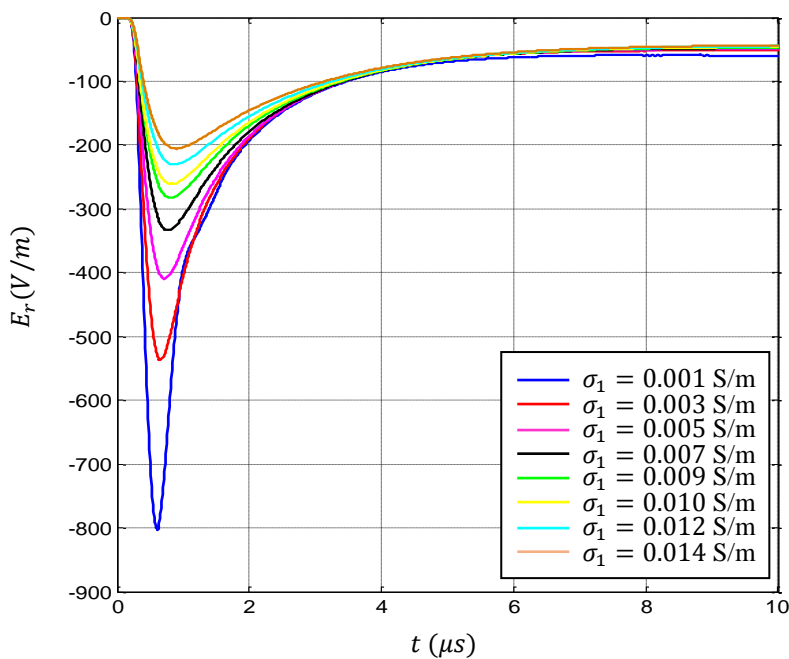


Figure III.8 Différentes formes d'onde du champ électrique radial obtenues au point d'observation ($r = 50 m, z = -5 m$) pour différentes valeurs de la conductivité de la première couche σ_1 d'un sol stratifié horizontalement

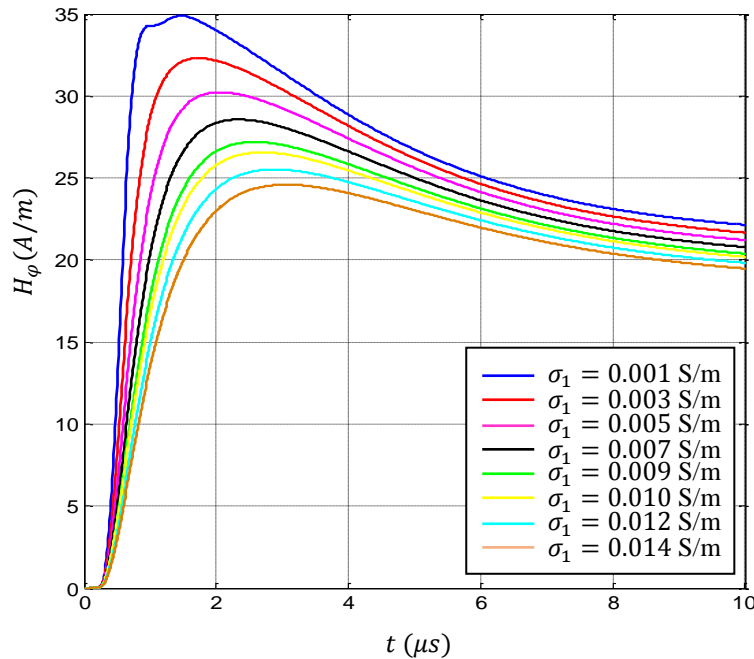


Figure III.9 Différentes formes d'onde du champ magnétique azimutal obtenues au point d'observation ($r = 50$ m, $z = -5$ m) pour différentes valeurs de la conductivité de la première couche σ_1 d'un sol stratifié horizontalement

Contrairement au comportement des trois composantes du champ électromagnétique vis-à-vis à la variation de la conductivité de la couche supérieure, et que nous avons constaté dans le cas qui correspond d'un point d'observation situé au-dessus du sol, cette fois-ci nous pouvons souligner une importante sensibilité, notamment en terme d'amplitude, de ces trois composantes lorsque il s'agit du cas d'une point d'observation situé en dessous du sol et juste dans la couche que nous avons varié leur conductivité. Ce qui nous a fait conclure que cette sensibilité des trois composantes du champ électromagnétique a la variation de la conductivité de la couche supérieure du sol, est due principalement au fait que le point d'observation appartient à cette dernière.

Aussi, et pour quantifier cette sensibilité, nous avons tracé dans la figure III. 10 des courbes dérivants le taux d'atténuation subit par chaque composante du champ électromagnétique sous l'effet des variations de la conductivité de cette couche du sol, par rapport à la plus grande amplitude pour chacune des composante à part. Nous avons constaté ainsi que la composante qui a été fortement affectée par la variation de la conductivité de cette couche est celle de la composante verticale du champ électrique, puis c'était celle de la

composante radiale de ce même champ et enfin, c'était la composante du champ magnétique vertical. Cependant, cette analyse qui a été réalisée au cours de ce chapitre est lointaine d'être explicative sur le plan physique, mais juste pour donner une caractérisation paramétrique du champ électromagnétique rayonné par la foudre lorsque il s'agit d'un sol stratifié horizontalement en considérant que ce dernier est constitué de deux couches.

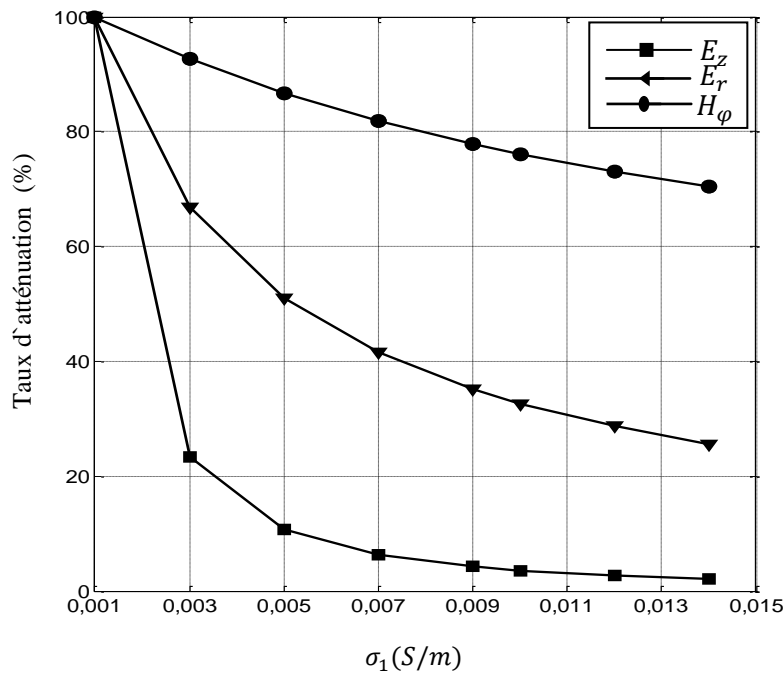


Figure III.10 Taux d'atténuation des trois composantes du champ électromagnétique sous l'effet de la variation de la conductivité de la couche supérieure comportant le point d'observation ($r = 50 \text{ m}$, $z = -5 \text{ m}$)

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploité un code de calcul Matlab spécialisé dans ce cas du sol stratifié et qui a été développé sur la base de la méthode FDTD que nous avons citée auparavant. Notre travail de mémoire a été limité dans le cas d'un sol stratifié horizontalement. En effet, nous nous sommes intéressés par une étude purement paramétrique orientée vers l'examen de l'influence de la stratification horizontale du sol sur les formes d'ondes des trois composantes du champ électromagnétique rayonné au-dessus et en dessous du sol, et ceci à travers la visualisation de l'effet de la variation de la conductivité de la couche supérieure du sol sur les formes d'ondes de ces trois composantes. Les résultats de simulation ont montré clairement la sensibilité de ces trois composantes du champ

électromagnétique a cette variation lorsqu'il s'agit d'un point d'observation situé en dessous du sol. En revanche, dans le cas d'un point d'observation au-dessus du sol, cette sensibilité est négligeable.

Nous avons ainsi mis en évidence, à travers ces résultats, l'effet de la stratification horizontale du sol sur les allures temporelles du champ électromagnétique rayonné par la foudre.

Conclusion générale

Références Bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] N. M'ZIOU, "Comparaison des Modèles d'Arc en Retour d'un Coup de Foudre en Présence d'une Tour," 2013.
- [2] "CHAPITRE V LA FOUDRE - Recherche Google."
- [3] "la foudre risques et preventions - Recherche Google."
- [4] D. Djalel, "L'impact de la foudre sur les reseaux electriques etude analyse et modelisation.," Université Badji Mokhtar de Annaba, 2007.
- [5] "la foudre : phenomenologie, effets et protection - Recherche Google."
- [6] F. Rachidi, "La foudre et ses effets electromagnetiques," *Notes Cours CEM EPFL Lausanne Suisse*, 2004.
- [7] K. Habri, A. Mimouni, and Z. Azzouz, "Calcul du Champ Electromagnétique Rayonné par La Foudre en Présence d'un Sol Stratifié."
- [8] "Généralités des orages - Phénomènes - Foudre - Les types d'éclairs."
- [9] "C. Gary « Les propriétés diélectriques de l'air et les hautes tensions », collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricité de France, Eyrolles, 1985 - Recherche Google."
- [10] A. Darcherif, "Contribution à la modélisation des phénomènes d'interférences électromagnétiques dans les réseaux électriques," Grenoble, INPG, 1990.
- [11] Yannick BOURGEOIS Thèse pour obtenir le grade de Docteur - Thèse (Modélisation des perturbations électromagnétiques générées sur un réseau de télécommunications par une agression de type foudre)
- [12] V. A. Rakov, and M.A. Uman, « Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 40 (4), 403-26, 1998.
- [13] R. Moini, B. Kordi, G. Z. Rafi, and V.A. Rakov « A new lightning return stroke model based on antenna theory », *Journal Of Geophysical Research*, 105 (D24), pp. 29693-29702, 2000.

- [14] Y. Baba, and M. Ishii « Numerical electromagnetic field analysis of lightning current in tall structures », IEEE Transactions on Power Delivery, 16 (2), pp. 324-328, 2001.
- [15] N. Theethayi, and V. Cooray « On the representation of the lightning return stroke process as a current pulse propagating along a transmission line », IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 20 (2), pp. 823-837, 2005.
- [16] N. Theethayi, and V. Cooray « Transmission line model – an idealisation or reality », Power tech Conference, June 23-26, Bologna, Italy, 2003.
- [17] E. Petrache « Lightning electromagnetic field coupling to overhead transmission line networks and to buried cables », Thèse N° 3024 (2004), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [18] C. A. Nucci, C. Mazzetti, F. Rachidi, and M. Ianoz « Analyse du champ électromagnétique dû à une décharge de foudre dans les domaines temporel et fréquentiel », Annales de télécommunication, Vol. 43, n° 11-12, pp. 625-637, 1988.
- [19] F. Heidler « Analytic lightning current functions for LEMP calculations », 18th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 63-66 Munich, Germany, 1985.
- [20] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger « Parameters of lightning flashes », Electra N° 41, pp. 23-37, 1975.
- [21] Mimouni Abdenbi « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre » thèse de doctorat 2007.
- [22] K. Berger, B. Anderson, and H. Kroninger, " Parameters of lightning flashes", Electra. no., 41, 23-37, 1975.
- [23] C. E. R. Bruce, and R. H. Golde « The lightning discharge », The Journal of the institution of electrical engineers, 88 (6), pp. 487-520, 1941.
- [24] Ghemri Boualem, " etude et analyse du couplage champ electromagnetique-lignes de transmission".Thèse de magister .
- [25] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, and C. Mazzetti «Lightning return stroke current models with specified channel base current: A review and comparaison », Journal Of Geophysical research, Vol. 95, n°. D12, pp. 20395-20408, 1990.
- [26] M. A. Uman, and D. K. MacLain « Magnetic field of the lightning return stroke », Journal of Geophysical Research, 74 (28), pp.6899-6909, 1969.

- [27] F. Heidler « Traveling current source model for LEMP calculation », 6th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, pp. 157-162, Zurich, Switzerland, 1985.
- [28] V. A. Rakov, and A. A. Dulzon « Calculated electromagnetic fields of lightning return strokes », *Tekhnicheskaya Elektrodinamika*, n°. 1, pp. 87-89, 1987.
- [29] C. A. Nucci, and F. Rachidi « Experimental validation of a Modification to the Transmission Line model for LEMP calculations », 8th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, pp. 6, Zurich, Switzerland, 1989.
- [30] G. Diendorfer, and M. A. Uman « An improved return stroke model with specified channel base current », *Journal Of Geophysical research*, 95(D9), pp. 13621-13644, 1990.
- [31] R. Thottappillil, V. Rakov, and M. Uman « Distribution of charge along the lightning channel: relation to remote electric and magnetic fields and to return stroke models », *Journal Of Geophysical research*, 102 (D6), pp. 6987-7006, 1997.
- [32] A. Baños « Dipole radiation in the presence of a conducting half-space », Oxford, 1966.
- [33] A. Mimouni « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre », Thèse de doctorat, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed BOUDIAF, 2007.
- [34] A. Baños « Dipole radiation in the presence of a conducting half-space », Oxford, 1966.
- [35] A. Sommerfeld « *Über die Ausbreitung des wellen in der drahtlosen Telegraphie* », *Annal Physics*, Vol. 28. 1909.
- [36] 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.
- [37] 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.
- [38] A. Zeddani, and P. Degauque « Current and voltage induced on a telecommunication cable by a lightning stroke », edited by H.P. Corp., pp. 377-400, 1990.
- [39] A. Zeddani « Couplage d'une onde électromagnétique rayonnée par une décharge orageuse à un câble de télécommunication », Thèse de Doctorat, Université de Lille, France, 1988.
- [40] 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

- [41] V. Cooray « Horizontal fields generated by return strokes », *Radio Science*, Vol. 27, and n °. 4, pp. 529-537, 1992.
- [42] Cooray « Underground electromagnetic fields generated by the return strokes of lightning flashes », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 43 (1), pp. 75-84, 2001.
- [43] F. Delfino, R. Procopio, M. Rossi, F. Rachidi, and C.A. Nucci, « Evaluation of underground lightning electromagnetic fields », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 49, N° 2, pp. 401-411, May 2007.
- [44] Lotfi abed « calcul du champ électromagnétique de foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement et d'une tour enlevée », mémoire de magister
- [45] K. A. Norton, « The Propagation of Radio Waves over the Surface of the Earth and in the Upper Atmosphere, PART I » *Proceedings of the IRE*, vol. 24, pp. 1367-1387, 1936.
- [46] J. R. Wait, « Propagation effects for electromagnetic pulse transmission » *Proceedings of the IEEE*, vol. 74, pp. 1173- 1181, 1986.
- [47] J. R. Wait, « The ancient and modern history of EM ground-wave propagation » *Antennas and Propagation Magazine, IEEE*, vol. 40, pp. 7-24, 1998.
- [48] A. Shoory, F. Rachidi, V. Cooray, R. Moini and S. H. H. Sadeghi « On simplified approaches for the evaluation of lightning electromagnetic fields above a stratified ground », X International Symposium on Lightning Protection 13 -19 November 2009, Curitiba, Brazil
- [49] V. Cooray, « *The Lightning Flash* », IEE, 2003.
- [50] J. R. Wait, « Radiation from a vertical electric dipole over a stratified ground » *I.R.E Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 1, pp. 9-11, 1953.
- [51] J. Wait and L. Walters, « Curves for ground wave propagation over mixed land and sea paths », *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 11, pp. 38-45, 1963.
- [52] D. A. Hill and J. R. Wait, « HF Ground Wave Propagation over Mixed Land, Sea, And Sea-Ice Paths », *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, vol. GE-19, pp. 210-216, 1981.

Résumé

L'objectif de ce mémoire a été l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié, structure qui correspond mieux à la réalité physique. Le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre est effectué en dessous et au dessus du sol, et ceci à travers l'exploitation d'un code de calcul qui a été développé et validé auparavant par d'autres chercheurs dans ce domaine. Cette étude nécessite au préalable la connaissance de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour, ce dernier est lié au courant à la base du canal de foudre à travers les modèles d'ingénieur. Nous avons dans un premier temps abordé la modélisation du courant associé à la phase d'arc en retour ainsi que celle du courant au sol, sur la base de modèles appartenant à la famille des modèles d'ingénieur.

La suite du travail a été consacrée à la simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement, L'étude a nécessité l'exploitation du code de calcul suscitée et qui été réalisé sous environnement Matlab, sur la base la méthode des différences finies (FDTD). Nous nous sommes intéressés à l'étude de l'influence de la stratification horizontale du sol sur les formes d'ondes du champ électromagnétique rayonné par la foudre. Notre travail a été orienté, dans ce contexte vers la visualisation de l'effet de la variation conductivité de la couche supérieure du sol sur les formes d'ondes de ces trois composante. Les résultats de simulation ont montré clairement la sensibilité de ces trois composante du champ électromagnétique a cette variation lorsqu'il s'agit d'un point d'observation situé en dessous du sol. En revanche, dans le cas d'un point d'observation au dessus du sol, cette sensibilité est négligeable.

Nous avons ainsi mis en évidence, à la lumière de ces résultats, l'effet de la stratification horizontale du sol sur les allures temporelles du champ électromagnétique rayonné par la foudre.

ملخص

وكان الغرض من هذه المذكورة دراسة الإشعاع الكهرومغناطيسي من البرق في وجود هيكل صفح يطابق أفضل الواقع المادي. يتم تنفيذ حساب المجال الكهرومغناطيسي المنبعثة من صاعقة تحت وفوق سطح الأرض، وذلك من خلال تشغيل شفرة الكمبيوتر التي تم تطويرها والتحقق من صحتها من قبل باحثين آخرين في هذا المجال. تتطلب هذه الدراسة معرفة مسبقة التوزيع المكاني والزمني من السكته لتيار العودة، ويرتبط هذا الأخير للتيار في قاعدة قناة البرق من خلال النماذج الهندسية. تناولنا في البداية النمذجة الحالية المرتبطة مرحلة قوس وعودة التيار إلى الأرض، على أساس نماذج تنتمي إلى عائلة من النماذج الهندسية.

وقد كرس مزيد من العمل لمحاكاة الإشعاع الكهرومغناطيسي من البرق في وجود الكلمة صفح أفقيا الدراسة المطلوبة، أثارت رمز الحساب والذي أنتج تحت بيئة Matlab، استنادا إلى طريقة الفرق محدود (FDTD). كنا مهتمين في دراسة تأثير الطبقات الأفقي للتربة على الطول الموجي للحقل الكهرومغناطيسي المنبعثة من البرق. وقد تم توجيه عملنا في هذا السياق لعرض تأثير التغيير التوصيل من الطبقة العليا من التربة على الطول الموجي من هذه العناصر الثلاثة. نتائج المحاكاة أظهرت بوضوح مدى حساسية هذه المكونات الثلاثة للمجال الكهرومغناطيسي لديها هذا الاختلاف عندما يتعلق الأمر إلى نقطة مراقبة تقع تحت سطح الأرض. ومع ذلك، في حالة وجود نقطة مراقبة فوق سطح الأرض، هذه الحساسية لا يكاد يذكر.

لقد أثبتنا، في ضوء هذه النتائج، أثر التقسيم الطبقي الأفقي للتربة على مشية الزمنية للمجال الكهرومغناطيسي المنبعثة من البرق