

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

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES
DÉPARTEMENT DE GENIE
ELECTRIQUE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

En vue de l'obtention du diplôme de Master

Domain : Sciences et Technologies

Filière : Electrotechnique

Spécialité : Réseaux électriques

Thème

Modélisation et simulation des rayonnements électromagnétiques de la foudre initié à la tour CN en présence d'un domaine de la propagation mixte avec un angle d'inclinaison par la méthode FDTD

Présenté par : Terbah Malika & Sayad Fatma

Devant le Jury :

Nom et Prénom	Grade	
Mr. KOULALI MUSTAPHA	MCA	Président
Mr. MIMOUNI ABDENBI	Pr	Examineur
Mr. HEBRI KHALED	MAA	Examination
Mr. OMARI MOHAMED	MCB	Encadreur
Mme. GHLIB IMANE	MCB	Co-Encadreur

2023/2024

ملخص

الهدف الرئيسي من هذه المذكرة هو دراسة تأثير العوامل المختلفة على أشكال موجة المجال الكهرومغناطيسي المشع بتطبيق نموذج رشيدى ونموذج بابا وراكوف يعتبر هذان النموذجان الأكثر شهرة في الأدبيات المتخصصة في نمذجة تيار القوس العائد الناشئ في قمم الأبراج العالية لتحقيق هذه الغاية استخدمنا طريقة FDTD، التي تسمح لنا بالتغلب على الفرضيات المستخدمة عموما في البحوث السابقة لحساب تأثير الموصلية الكهربائية للأرض. خلال هذا العمل سيتم دراسة سيناريوهات مختلفة تشمل هندسيات وتكوينات معقدة، اهمها سقوط البرق على برج سي ان في وجود أرضية ذات طبقتين عموديتين مع منحدر. النتائج التي تم الحصول عليها مشجعة للغاية، يؤكد البعض ما تم نشره في الادبيات والبعض الاخر يفتح افاقا في هذا المجال.

الكلمات المفتاحية: البرق، البرج، FDTD، الإشعاع الكهرومغناطيسي.

Résumé

L'objectif principal de cette mémoire est d'étudier l'impact des divers facteurs sur les formes d'ondes du champ électromagnétique rayonné en appliquant les modèles Rachidi et Baba-Rakov. Ces modèles sont parmi les plus renommés dans la littérature spécialisée pour modéliser le courant de retour ascendant dans les sommets des tours élevées. Pour atteindre cet objectif, nous avons utilisé la méthode FDTD, qui nous permet de surmonter les hypothèses généralement utilisées dans les recherches antérieures pour calculer l'impact de la conductivité électrique du sol. Au cours de ce travail, plusieurs scénarios incluant des géométries et des configurations complexes ont été étudiés, dont le plus important coup de foudre initié à la tour CN en présence d'un sol stratifié verticalement avec une inclinaison. Les résultats obtenus sont très encourageants, confirmant certains travaux publiés dans la littérature tout en ouvrant de nouvelles perspectives dans ce domaine.

Mots-clés : foudre, tour, FDTD, rayonnement électromagnétique.

Abstract

The main objective of this memorandum is to study the influence of various factors on the shapes of the electromagnetic field waveforms by applying the Rachidi model and the Baba-Rakov model. These models are among the most renowned in the literature for modeling the return stroke current in the peaks of tall towers. To achieve this goal, we employed the Finite Difference Time Domain (FDTD) method, which allows us to overcome the assumptions generally used in previous research to calculate the effect of the earth's electrical conductivity. During this work, different scenarios including complex geometries and configurations were studied, the lightning started at the CN Tower with a vertically stratified ground with a slope angle. The results obtained are highly encouraging, confirming some findings published in the literature while opening new avenues in this field.

Key words: lightning, tower, FDTD, electromagnetic radiation.

Remerciements

*En tout premier lieu, nous remercions **ALLAH**, tout puissant, de nous avoir donné la force pour survivre, ainsi que l'audace pour dépasser toutes les difficultés.*

*Cette thèse aurait été impossible sans le soutien, la patience et la générosité de notre superviseure, **Monsieur Omari Mohamed**, qui a assumé non seulement le rôle de professeur, mais aussi celui de directeur de master, toujours présent et efficace. Nous lui sommes reconnaissants pour la confiance, ses encouragements, ses précieux conseils et la liberté qu'il nous a accordés tout au long de cette période intense de travail et remercions **Mme Ghelib Iman**.*

*Nous remercions les membres de jury **Mr Mimouni, Mr Koufali et Mr Hebri** qui nous a fait l'honneur d'examiner notre travail et qui nous ont honorés par leur participation au jury, par leurs critiques et conseils.*

Nous voulons exprimer notre gratitude à tous ceux qui nous ont enseigné à tous au long de nos études, ainsi qu'au Département de Génie électrique pour son soutien pédagogique.

****MERCI****

A ceux et celles qui m'ont aidé d'une façon ou d'une autre, de près ou de loin dans nos travail.

Dédicace

Nous DÉDIE CE PROJET :

A nos chers parents Sayad Boualem et Terbah Aïssa

A nos chers mamans Djebbar Halima et

Belhamissi Houria

*Qui n'ont jamais cessé, de prier pour nous et de nous
soutenir*

Afin que nous puisse atteindre nos objectifs.

A nos chères sœurs

A nos chers frères

*Pour leur soutien moral et leurs précieux conseils tout au
long de notre études*

Comprendre et sympathie avec nos.

A tous les membres de nos familles

A tous nos amis Inas, Radja , Souhir et Hafsa

Et tous ceux qui nous aiment

*A tous les enseignants et les travailleurs de département
D'électrotechnique qui nous a Beaucoup aidés au cours
de nos années*

D'études.

À la promotion

Master Réseaux électriques 2024.

Sommaire

Table des matières

Introduction Générale.....	2
----------------------------	---

Chapitre I : Généralités sur le phénomène de la foudre

I.1 Introduction	5
I.2 Historique	5
I.3 Phénoménologie et terminologie	6
I.4 Classification des décharges de foudre nuage-sol	7
I.4.1 Coup de foudre descendant négatif	8
I.4.2 Coup de foudre descendant positif	8
I.4.3 Coup de foudre ascendant (négatif et positif)	8
I.5 Composantes d'une décharge négative descendante	9
I.6 Choix du point d'impact	10
I.7 Observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques associés	10
I.7.1 Courant d'arc en retour à la base du canal de foudre	10
I.7.1.1 Déclenchement artificiel de la foudre	11
I.7.1.2 Données obtenues par l'utilisation des petites tours(moins de 100m).....	12
I.8 La vitesse de l'arc en retour	4
I.9 Caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre	5
I.10 Effets de la foudre	16
I.11 Les moyens de protection	7
I.13 Conclusion	7
Chapitre II : Modélisation du courant de la foudre et rayonnements électromagnétique engendrés.	
II.1 Introduction	20

II.2	Modélisation du courant de l'arc en retour.....	20
II.2.1	Classification des modèles	20
II.3	Les modèles d'ingénieur	21
II.3.1	Le modèle de Bruce et Golde (BG)	21
II.3.2	Le modèle de source de courant mobile (TCS)	21
II.3.3	Le modèle de Diendorfer et Uman (DU).....	22
II.3.4	Le modèle de la ligne de transmission (TL)	22
II.3.5	Le modèle de la ligne de transmission modifié (MTL)	23
1)	Le modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance linéaire (MTLL)	23
2)	Le modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance exponentielle (MTLE)	23
II.4	Généralisation des modèles d'Ingénieurs	24
II.5	Représentation analytique du courant d'arc en retour à la base du canal de foudre.....	24
II.5.1	Le modèle bi-exponentiel	25
II.5.2	Fonction d'Heidler	25
II.6	Adaptation des modèles d'ingénieurs avec la présence d'une tour élevée	26
II.6.1	Modèle de Rachidi et al	27
II.6.2	Modèle de Baba et Rakov	28
II.7	Différence entre le modèle de Rachidi et le modèle de Baba	29
II.8	Calcul de champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour	29
II.9	Choix de la méthode numérique en électromagnétisme	29
II.10	La méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD)	30
II.10.1	Présentation de la méthode FDTD	30
II.10.2	Principe de base de la méthode FDTD	30
II.11	Conditions aux limites absorbantes (absorbing boundary condition)	32

II.12 Conclusion	34
Chapitre III: Résultats de simulation d'un coup de foudre initié à la tour CN en présence des géométries complexes	
III.1 Intraduction	36
III.2 Application de la méthode FDTD pour le calcul de champ électromagnétique de la foudre	36
III.2.1 Coup de foudre tombant sur la tour CN en présence d'un sol stratifié verticalement.....	36
III.2.1.1 Champs électromagnétiques en-dessous du sol	38
III.2.1.2 Le champ électromagnétique au-dessus du sol	39
III.2.2 Coup de foudre initié au sol en présence du sol stratifié verticalement avec un angl d'inclinaison	41
III.2.2.1 Champ électromagnétique en dessous du sol	42
III.2.2.2 Champ électromagnétique au-dessus du sol	43
III.2.3 Coup de foudre initié à la tour CN en présence d'un sol stratifié verticalement avec une inclinaison.....	45
III.2.3.1 Champ électromagnétique en-dessus du sol.....	46
III.2.3.2 Champs électromagnétique au-dessus du sol	48
III.3 Conclusion	49
Conclusion générale.....	51

Liste des Figures

Listes des Figures

Chapitre I : Généralités sur le phénomène de la foudre

Figure I.1 Indication illustrative de la distribution de la charge électrique à l'intérieur et autour d'un nuage orageux	6
Figure I.2 Les différentes catégories des coups de foudre	7
Figure I.3 Descendant négatif	8
Figure I.4 Descendant positif	8
Figure I.5 Ascendant négatif	9
Figure I.6 Ascendant positif	9
Figure I.7 Processus d'une décharge négative nuage-sol	10
Figure I.8 Lanceurs et fusées utilisés lors d'un déclenchement artificiel de la foudre. .	11
Figure I.9 Séquence d'évènements d'un déclenchement artificiel de foudre	12
Figure I.10 Formes d'ondes normalisées du courant d'arc en retour typique(A) Premier arc, (B) arc en retour subséquent	13
Figure I.11 Mesure du courant de l'arc en retour à l'aide de la tour CN au Canada...	14
Figure I.12 Courant d'arc en retour observé à (a) 509m et (b) à 474 m de la tour CN à Toronto.....	14
Figure I.13 Champ électrique vertical correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 Km à 200 km	15
Figure I.14 Densité du flux magnétique correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 km à 200 km.....	16

Chapitre II : Modélisation du courant de la foudre et rayonnements électromagnétique engendrés.

Figure II-1 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le modèle BG.....	21
Figure II-2 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour Selon le modèle TL.....	23
Figure II.3 Premier arc et l'arc en retour subséquent à la base du canal.....	26
Figure II.4 Propagation des impulsions de courant le long du canal et le long de la tour	27
Figure II.5 Maillage spatial en coordonnées cylindriques.....	31
Figure II.6 Principe de la discrétisation temporelle.....	31
Figure II.7 Domaine de calcul en (2D) avec un système à coordonnées cylindriques.....	31
Figure II.8 Maillage FDTD-2D coordonnées cylindrique.	33

Chapitre III: Résultats de simulation d'un coup de foudre initié à la tour CN en présence des géométries complexes

Figure III.1 Géométrie de problème.....	36
Figure III.2 Courant au sommet et à la base de la tour CN.....	37
Figure III.3 Le champ électrique horizontal à $r = 195$ et 199 m et $p=2$	38
Figure III.4 Le champ électrique vertical à (a) $r =195$ m, (b) $r =199$ m et $p =2$ m.....	38
Figure III.5 Le champ magnétique azimutal à (a) $r =195$ m, (b) $r =199$ m et $p =2$ m.....	39
Figure III.6 Le champ électrique horizontal à (a) $r =195$ m, (b) $r =199$ m et $h =10$ m.	39
Figure III.7 Le champ électrique vertical à (a) $r =195$ m, (b) $r =199$ m et $h =10$ m.....	40
Figure III.8 Le champ magnétique azimutal à (a) $r =195$ m, (b) $r =199$ m et $h =10$ m.....	40
Figure III.9 Géométrie de problème.....	41
Figure III.10 Courant à la base du canal de foudre	42
Figure III.11 Le champ électrique horizontal à (a) $r =195$ m, (b) $r =199$ m et $p =2$ m. .42	
Figure III.12 Le champ électrique vertical à (a) $r =195$ m, (b) $r =199$ m et $p =2$ m.	43
Figure III.13 Le champ magnétique azimutal à (a) $r =195$ m, (b) $r =199$ m et $p =2$ m..	43
Figure III.14 Le champ électrique horizontal à (a) $r =195$ m, (b) $r =199$ m et $h =10$ m.	44

Figure III.15	Le champ électrique vertical à (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m et $h = 10$ m.....	44
Figure III.16	Le champ magnétique azimuthal à (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m et $h = 10$ m.	45
Figure III.17	Géométrie de problème.....	45
Figure III.18	Courant au sommet et à la base de la tour CN.	46
Figure III.19	Le champ électrique horizontal à (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m et $p = 2$ m..	46
Figure III.20	Le champ électrique vertical à (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m et $p = 2$ m.....	47
Figure III.21	Le champ magnétique azimuthal à (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m et $p = 2$ m..	47
Figure III.22	Le champ électrique horizontal à (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m et $h = 10$ m.	48
Figure III.23	Le champ électrique vertical à (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m et $h = 10$ m.....	48
Figure III.24	Le champ magnétique azimuthal à (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m et $h = 10$ m.	49

Liste des tableaux

Liste des tableaux

Tableau II.1	Les paramètres $P(z')$ et v pour cinq modèles d'ingénieur.....	24
Tableau II.2	Paramètres des fonctions exponentielles.....	25
Tableau II.3	Les paramètres des deux fonctions d'Heidler.....	26
Tableau III.1	Les paramètres électriques pour les 02 couches.....	37

Liste des Symboles

Symboles

CEM :	La compatibilité électromagnétique.
FDTD :	La méthode des différences finies dans le domaine temporel.
FDFD :	La méthode des différences finies dans le domaine fréquentiel.
FVTD :	La méthode des finit volume time domaine.
FETD :	la méthode des éléments finis dans le domaine temporel
BG:	Modèle de Bruce et Golde.
TCS :	Traveling Current Source Model (modèle de source du courant mobile).
DU :	Modèle de Diendorfer et Uman.
TL :	Modèle de ligne de transmission.
MTL :	Modèle de ligne de transmission modifiée.
MTLL :	Modèle de ligne de transmission modifiée avec une décroissance linéaire.
MTLE :	Modèle de ligne de transmission modifiée avec une décroissance exponentielle.
EM :	Champs électromagnétique.
MOM :	La méthode des moments.
ABC :	Absorbing Boundary Conditions (conditions aux limites absorbantes).
H_φ :	Champ magnétique azimutal.
ρ_t, ρ_g :	Sont respectivement les coefficients de réflexion au sommet et la base de la tour.
$U(x)$:	La fonction de Heaviside égale à l'unité pour $t \geq z'/vf$ et zéro ailleurs.
$p(z')$:	Le facteur d'atténuation du courant dépendant de la hauteur.
v_f :	La vitesse du front.
H_{tot} :	La hauteur totale du canal de foudre.
τ_1 :	Constante du temps du front du courant.
τ_2 :	Constante du temps de décroissance du courant.

I_0 :	L'amplitude du courant à la base du canal.
I_{sc} :	L'amplitude du courant court-circuit.
I_{01} :	L'amplitude du courant à la base du canal.
I_{02} :	L'amplitude du courant à la base du canal.
Δ_r :	Le pas spatial selon l'axe (x).
Δ_z :	Le pas spatial selon l'axe (z).
Δ_t :	Le pas temporel.
E_z :	Champ électrique vertical.
E_r :	Champ électrique horizontal.
ϵ_0 :	La permittivité diélectrique du vide $\epsilon_0 = 8.842 \times 10^{-12} F/m$.
z_g :	L'impédance du sol.
z_{ch} :	L'impédance caractéristique du canal de la foudre.
η :	Le facteur de correction d'amplitude du courant.
δ :	Épaisseur de peau.
μ :	Perméabilité du milieu.
γ, λ :	La constante de décroissance du courant.
U :	La fonction d'Heaviside.
α :	Constante de temps.
β :	Constante de temps.
σ :	Conductivité finie du sol $\sigma = 0.01S/m$.
v :	Vitesse de l'arc en retour subséquent de la foudre en mètre par seconde.
Z' :	indique la position d'un point le long du canal de la foudre ($0 \leq h \leq H$).
z :	Vecteur position selon l'axe vertical (Z).
r :	La distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation.
C :	Vitesse de la lumière dans le vide exprimée en mètres par seconde.

- γ : Constante de temps.
- H : La longueur totale du canal de foudre.
- h : Est la hauteur de la tour.
- i : L'incrément dans l'espace selon l'axe (x).
- j : L'incrément dans l'espace selon l'axe (Z).
- n : représente le nombre de réflexions aux deux extrémités de la tour.
- t : Le temps.

Introduction

Générale

Introduction Générale

L'étude des systèmes à haute tension conduit à la conception et à la réalisation des dispositifs, appareils et infrastructures capables de générer et de supporter des champs électriques de grande intensité. Divers phénomènes potentiellement perturbateurs, tant internes qu'externes, sont inhérents à la haute tension. Parmi les perturbations électromagnétiques susceptibles d'affecter les réseaux d'énergie électrique et de télécommunication, figurent celles engendrées par des phénomènes naturels tels que la foudre.

La foudre, bien que difficile à prévoir et à maîtriser, se forme généralement dans des cumulonimbus, surtout en cas de fort contraste thermique. Les perturbations électromagnétiques qu'elle provoque sur les réseaux électriques nécessitent des systèmes de protection efficaces. C'est ainsi qu'est née la compatibilité électromagnétique (CEM), discipline assurant que les appareils et systèmes fonctionnent correctement dans leur environnement électromagnétique.

L'ampleur des perturbations électromagnétiques affectant les réseaux électriques exige impérieusement la conception d'un système de protection à la fois fiable et performant. C'est ainsi qu'une nouvelle discipline, dénommée compatibilité électromagnétique (CEM), a vu le jour. Cette discipline désigne la capacité d'un appareil ou d'un système à fonctionner de manière satisfaisante dans son environnement électromagnétique, tout en évitant de générer des perturbations électromagnétiques intolérables pour les autres équipements présents dans cet environnement.

L'objectif de cette thèse est d'étudier l'environnement électromagnétique de la foudre à travers la modélisation et la simulation numérique, en utilisant la méthode FDTD pour résoudre les équations de Maxwell en domaine temporel. Les simulations examineront l'impact de diverses géométries, incluant la présence d'objets élevés et différentes propriétés du sol, sur les champs électromagnétiques rayonnés, afin de déterminer les paramètres les plus influents.

Pour atteindre cet objectif, nous avons décomposé ce mémoire en trois chapitres : après l'introduction générale, Le premier chapitre sera consacré à l'exploration des multiples facettes du phénomène naturel de la foudre. Il présentera des informations détaillées sur le déclenchement artificiel de la foudre et l'utilisation des tours instrumentées. Seront également abordées les différentes caractéristiques et données expérimentales concernant le courant à la base du canal, ainsi que le champ électromagnétique associé. En outre, ce chapitre examinera les effets de la foudre et les divers moyens de protection contre ses impacts dévastateurs.

Dans le chapitre II, nous analysons le courant de la foudre, en particulier à la base du canal de foudre, et les modèles qui décrivent la distribution spatio-temporelle du courant d'arc de retour. Nous nous concentrons sur les modèles dits "d'ingénieurs" et leurs extensions pour simuler l'interaction entre un coup de foudre et une tour élevée, afin de représenter la distribution du courant le long du canal de foudre et de la tour. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous nous attacherons également à la modélisation des champs électromagnétiques

émis par la foudre. Nous introduirons de manière succincte la méthode numérique employée, à savoir la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

Dans le troisième chapitre, nous dévoilerons et présentons notre étude et résultats de simulation du champ électromagnétique émis par l'arc en retour de la foudre, en nous appuyant sur méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) dans un système de coordonnées cylindriques en deux dimensions. Premièrement on adoptant des cas simples, pour des coups de foudre initiés à une tour en présence d'un sol homogène, un coup de foudre initié au sol stratifié verticalement en présence d'un angle d'inclinaison. Deuxièmement, on va prendre une géométrie couplée, c'est-à-dire en présence d'une tour (la tour CN) et un sol stratifié vertical (à deux couches) avec un angle d'inclinaison entre les deux couches.

Le mémoire s'achève par une conclusion générale où nous indiquons quelques perspectives relatives à ce travail.

Chapitre I

Généralités sur le phénomène de la foudre

I.1 Introduction :

La foudre, en raison de ses effets spectaculaires sur les systèmes électriques, électroniques et de télécommunication, suscite l'intérêt des chercheurs en électrotechnique. Ce phénomène naturel fascine les scientifiques qui s'efforcent de l'étudier en profondeur. Son impact dévastateur sur les équipements électriques a motivé de nombreuses recherches visant à comprendre ses mécanismes et à développer des moyens de protection efficaces.

Dans ce qui suit, nous allons étudier la phénoménologie de la foudre dont on parle de sa naissance puis nous allons présenter les informations concernant la nature de la foudre et ses caractéristiques et on conclut par ses effets.

I.2 Historique :

L'histoire de la découverte de la foudre témoigne de la transition de sa perception en tant que phénomène divin à celle d'un phénomène naturel étudié scientifiquement. Initialement considérée comme une manifestation divine dans l'Antiquité, la foudre a commencé à être expliquée de manière plus rationnelle grâce aux contributions d'Aristote au IV^e siècle av. J.-C., qui l'a associée à la collision entre nuages et à l'exhalation de feu par ceux-ci.

Au Moyen Âge, les observations de Gerbert d'Aurillac ont permis de remarquer que la foudre frappait préférentiellement les objets les plus élevés, ce qui a conduit au développement des premiers paratonnerres rudimentaires pour protéger les bâtiments des dommages causés par les décharges électriques.

Au XVII^e siècle, René Descartes a avancé l'idée de la présence d'air humide entre les nuages, favorisant ainsi la genèse de l'éclair et du tonnerre, apportant ainsi une autre perspective scientifique sur ce phénomène naturel. Les siècles suivants ont été marqués par des avancées significatives, notamment les travaux d'Isaac Newton sur la nature électrique de la foudre et l'expérience célèbre de Benjamin Franklin avec un cerf-volant en 1752, qui ont confirmé cette nature électrique et ont conduit à l'invention du paratonnerre, un dispositif crucial pour la protection contre la foudre.

Les recherches modernes, qui ont débuté au XIX^e siècle, ont permis une compréhension plus approfondie des mécanismes de formation de la foudre et ont conduit au développement d'outils de prévision et de protection plus efficaces, tels que les systèmes de détection et les paratonnerres améliorés.

Aujourd'hui, les scientifiques poursuivent leurs études sur la foudre pour approfondir notre compréhension de ce phénomène complexe et de ses impacts sur l'environnement et les technologies, dans le but de mieux prévenir les dommages potentiels et de protéger les populations et les infrastructures contre ses effets néfastes. [1]

I.3 Phénoménologie et terminologie :

La foudre est une très longue étincelle électrique, "très longue" qui signifie plus d'un kilomètre. La plupart des coups de foudre sont générés dans les orages d'été et sont caractérisés par une longueur de 5 à 10 km, à l'extrême à environ 100 km, associés par une impulsion de courant très forte [2].

Un orage éclate lorsque l'air est chaud et humide et que le ciel se charge d'énormes nuages sombres qu'on appelle les cumulonimbus. Ils peuvent s'élever jusqu'à 15000m d'altitude et ils sont capables d'aspirer 9000 tonnes d'eau par seconde, c'est à l'intérieur ou à partir de ces nuages que les éclairs vont se former.

Tout cet air humide qui a pris de l'altitude laisse, forcément un vide que d'autres masses d'air souvent humides elles aussi, s'empressent de remplacer à l'intérieur du cumulonimbus, l'air monte très vite. En prenant de l'altitude, l'eau avec le froid se transforme en cristaux, ces cristaux s'agglomérant et forment des grains de grésil, qu'ils sont trop lourds, tombent. Dans leur descente ils croisent et heurtent d'autres grains de grésil tout juste formés qui, eux sont en pleine ascension. Les collisions provoquent un transfert de charges électrique. Durant leur chute les grains de grésil arrachent des électrons, des charges négatives aux grains qui montent qui de coup deviennent positives. Ainsi la base du cumulonimbus se charge au cumulonimbus négativement tandis que le sommet accumule de charge positive de cumulonimbus, alors une sorte d'énorme pile électrique, avec un pôle positif là-haut et un pôle négatif à la base [3].

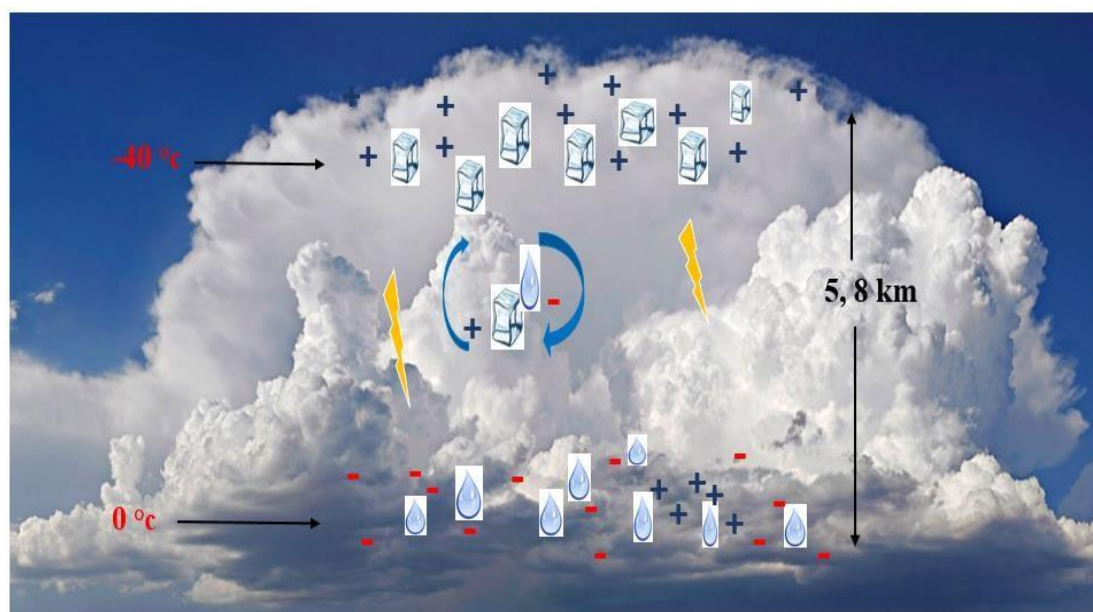


Figure I.1 Indication illustrative de la distribution de la charge électrique à l'intérieur et autour d'un nuage orageux [4].

Quand la différence de potentiel est trop importante entre la base et le sommet, le courant passe en générant un éclair à l'intérieur du nuage. On appelle ça des éclairs « décharge intra-nuageux ». Quand deux cumulonimbus sont relativement proches, ça peut aller jusqu'à une centaine de kilomètre. Ce qui peut entraîner des éclairs entre les deux nuages, on les appelle des éclairs « décharge inter-nuageux ». De plus, des éclairs peuvent

se produire entre le nuage et l'air environnant sont appelées « décharges nuage-air ». Comme illustré sur la figure I.2. [3].

La tension d'un éclair peut atteindre 100 millions de volts et une température de 30000 degrés. En temps normal, d'un point de vue électrique, le sol est neutre c'est-à-dire qu'il y a autant de charges négatives que charges positives. Cependant, dans un orage les charges électriques de même signe se repoussent, de manière similaire à l'effet observé entre deux pôles identiques d'un aimant.

La base du nuage est à moins de 2000 m du sol, c'est suffisant pour que les charges négatives présentes dans le sol soient repoussées par les charges négatives présentes à la base du nuage. Une zone chargée positivement se forme alors sous le nuage.

Là encore, une différence de potentiel s'installe entre la base de nuage et le sol et quand elle devient trop importante, un courant électrique se fraye un passage entre les deux bornes. Provoquant ce que nous connaissons communément sous le nom de foudre [3].

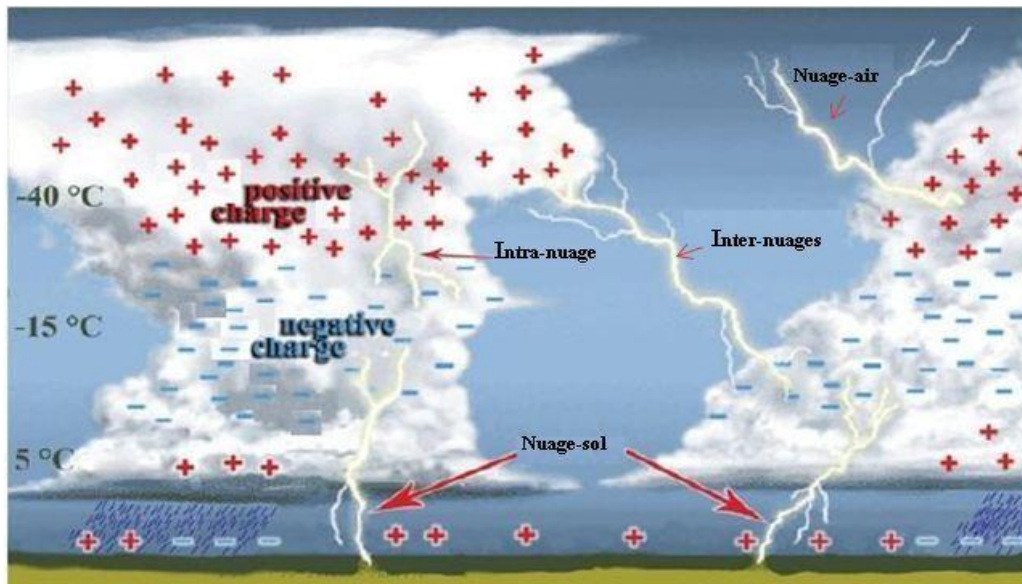


Figure I.2. Les différentes catégories des coups de foudre [2].

I.4 Classification des décharges de foudre nuage-sol :

Le type de coup de foudre le plus étudié est celui lié à la décharge nuage-sol, cette dernière est divisée en quatre catégories, qui sont les suivantes [5] :

- A. Coup de foudre descendant négatif.
- B. Coup de foudre ascendant positif.
- C. Coup de foudre descendant positif.
- D. Coup de foudre ascendant négatif.

I.4.1 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 chargé négativement. Le traceur ici progresse en direction du sol par bonds successif d'environ 10 mètre La figure ci-dessous illustre cette catégorie [5].

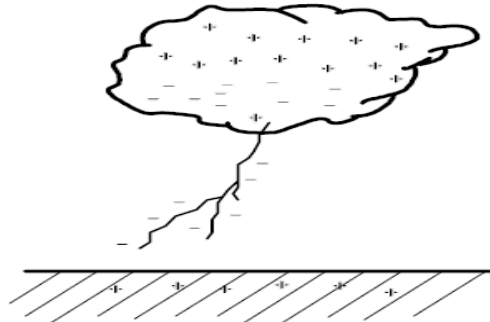


Figure I.3 Descendant négatif [5].

I.4.2 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 [5].

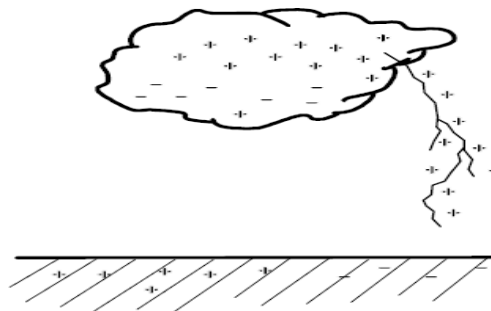


Figure I.4 Descendant positif [5].

I.4.3 Coup de foudre ascendant (négatif et positif) :

Les décharges des catégories (Ascendant négatif ou positif) figure(I.5) et (I.6) qui sont déclenchées par des traceurs ascendants, sont relativement rares et apparaissent généralement aux sommets des montagnes ou des longues structures [5].

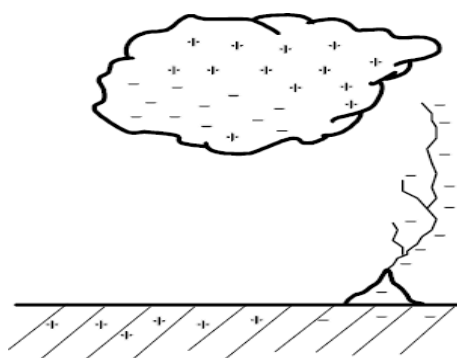


Figure I.5. Ascendant négatif [5].

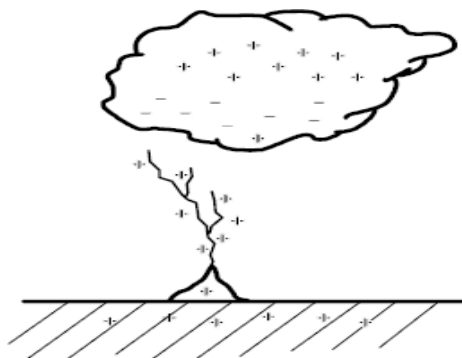


Figure I.6 Ascendant positif [5].

I.5. Composantes d'une décharge négative descendante :

Cette forme de décharge est déclenchée par un traceur descendant chargé négativement. En se référant à la figure I.7, on définit dans l'ordre chronologique les composantes de la décharge totale appelée éclair [6-8] :

- **Traceur par pas** : Par un phénomène d'influence électrostatique les charges positives concentrées sur le sol équilibrent les charges négatives situées en altitude, il en résulte un accroissement dans de fortes proportions du champ statique. Lorsqu'il atteint 10 à 20 kV/m, on assiste alors à la décharge préliminaire qui intervient à l'intérieur du nuage, cette décharge déclenche le développement d'un canal chargé négativement vers le sol appelé traceur par pas. La progression de ce canal s'effectue par une série de bonds (ou pas) lumineux successifs [6-8].
- **Processus d'attachement** : à l'approche du sol, le traceur dont le potentiel par rapport au sol est environ -10 MV provoque une intensification du champ électrique et initie une ou plusieurs décharges ascendantes qui vont à sa rencontre. La jonction entre l'une des décharges ascendantes et le traceur par pas s'effectue à quelques dizaines de mètres au-dessus [6-8].
- **Premier arc en retour** : La rencontre entre le traceur par pas et l'une des décharges ascendantes établit un court-circuit entre le sol et le nuage. Le canal du traceur est alors déchargé lorsqu'une onde de potentiel de sol (appelée premier arc en retour) 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 à 2/3 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 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 microsecondes. Durant cette phase la température du canal s'élève jusqu'à 30 000 °K ($\approx 29\,700\text{ °C}$) qui génère un canal de haute pression provoquant une onde de choc appelée tonnerre [6-8].
- **Arc en retour subséquent** : Après la phase du premier arc en retour, l'éclair peut disparaître. Néanmoins, si une quantité résiduelle de charges est encore présente au sommet du canal, il se développe dans le canal précédemment tracé, un traceur obscur qui déclenche, enfin l'arc en retour subséquent. Les courants mesurés à la

base du canal de ce dernier ont un temps de montée plus rapide que celui du premier arc en retour. De nouvelles séquences traceur-arc peuvent ensuite se produire, donnant parfois jusqu'à 15 arcs en retours [6-8].

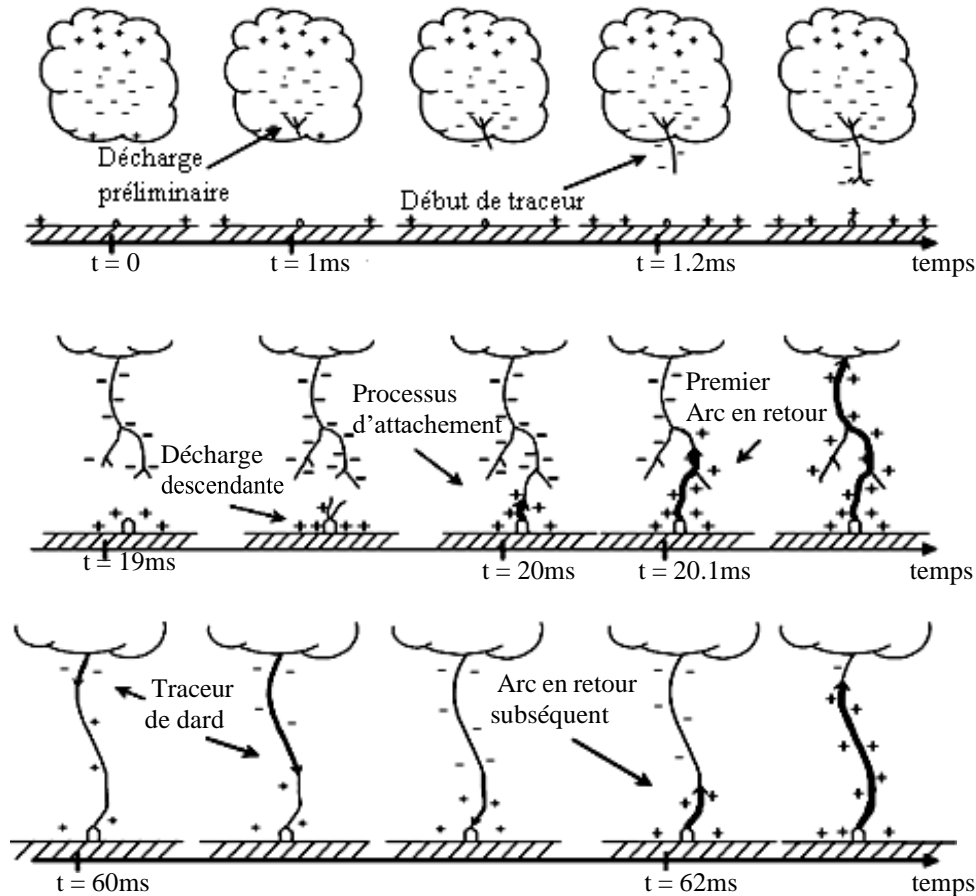


Figure.I.7. Processus d'une décharge négative nuage-sol [9]

I.6. Choix du point d'impact :

Très loin dans le ciel, le traceur descendant voit la terre comme une surface parfaitement plane. A mesure qu'il s'approche du sol, le champ électrique moyen augmente. Lorsqu'il est suffisamment proche du sol, 100 à 200 m d'altitude, le champ électrique peut atteindre quelques centaines de kV/m. Alors, le point d'impact est lié directement à la valeur du champ électrique au niveau du sol [10].

I.7. Observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques associés :

I.7.1. Courant d'arc en retour à la base du canal de foudre :

Le courant associé à un coup de foudre est un courant de court-circuit entre le nuage et le sol. Les campagnes de mesures nous donnent les différentes caractéristiques de ce courant à la base du canal de foudre. Ces caractéristiques sont d'une très grande importance dans la détermination des formules des courants d'arcs en retour à la base du canal de coup de foudre ainsi que pour la détermination de la distribution du courant de foudre le long du canal de foudre ou le long de l'axe tour-canal de foudre [11].

Pour mesurer directement le courant de l'arc en retour à la base du canal, la connaissance du point d'impact de la foudre est nécessaire. Les techniques utilisées pour l'obtention des données expérimentales sont :

a) Déclenchement artificiel de la foudre

b) Utilisation des tours instrumentées.

Dans les deux techniques, l'idée principale est d'augmenter la probabilité des impacts de la foudre aux points prédéfinis.

I.7.1.1. Déclenchement artificiel de la foudre :

Dès les années 1970, étudier plus précisément les caractéristiques des décharges orageuses nuage sol, le déclenchement artificiel de la foudre a été utilisé afin de maîtriser le point d'impact.

Cette technique du déclenchement artificiel de la foudre est utilisée pour bien comprendre la phénoménologie d'une foudre naturelle [12]. Le but de cette technique est d'extraire des informations sur le courant à la base du canal de foudre ainsi que sur le champ électromagnétique généré. Ce déclenchement est réalisé par le lancement en direction du nuage orageux une fusée attachée à sa derrière un fil métallique dont la basse extrémité est fixée au point de mesure ce qui force la décharge de la foudre à atteindre la terre (figure I.8). Aussi, le potentiel de la terre est amené au sommet de la fusée se comportant comme une pointe initiant en son sommet une décharge ascendante [13].



Figure I.8. Lanceurs et fusées utilisés lors d'un déclenchement artificiel de la foudre
(a) lanceur fixe, (b) lanceur mobile et (c) fusées [14].

La figure I.9 Séquence d'évènements d'un déclenchement artificiel de foudre. Le procédé de déclenchement consiste à propulser vers la base du nuage orageux une fusée tirant un fil métallique mis en contact avec le sol. Le fil conducteur remplace « le processus d'attachement », il établit un court-circuit à travers le quel s'effectue l'écoulement de l'arc en retour [13].

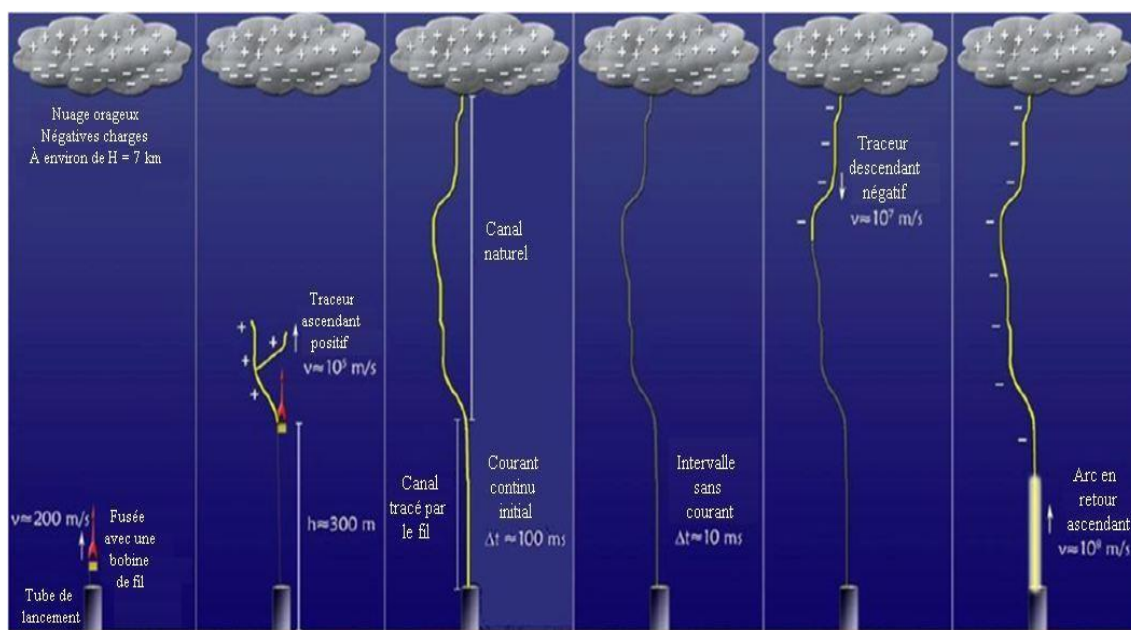


Figure I.9. Séquence d'évènements d'un déclenchement artificiel de foudre [15].

I.7.1.2 Données obtenues par l'utilisation des petites tours (moins de 100m) :

La description la plus complète du courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre est donnée par l'équipe du Professeur Berge (rapporté par Uman [9]) durant les années 1950-1980. Cette caractérisation est basée sur des oscillogrammes des courants mesurés à l'aide des shunts résistifs installés au sommet de deux tours de 70m de hauteur au sommet de la montagne San Salvatore à Lugano, en Suisse d'altitude 915m au-dessus du niveau de la mer. La hauteur effective de chaque tour a été estimée par Eriksson à 350 m. En conséquence, environ 15% des mesures rapportées par l'équipe du Prof. Berger sont dues à des traceurs descendants. La plupart des décharges sont initiées par des traceurs ascendants positifs et négatifs [12].

La figure I.10 illustre les formes moyennes des courants typiques correspondant aux arcs en retour premier et subséquent d'une décharge négative. Dans cette figure, la partie montante de la forme d'onde de premier arc est caractérisé par une forme concave, la partie initiale plus lente étant probablement due au processus d'attachement. Il est possible de voir un temps de montée rapide du courant correspondant à l'arc en retour subséquent.

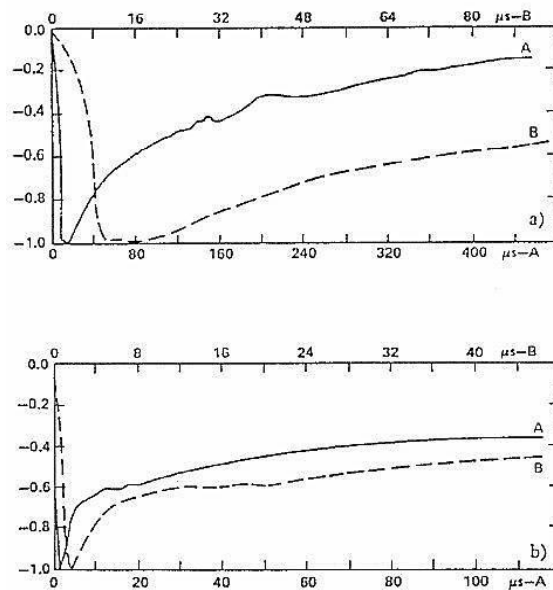


Figure I.10. Formes d'ondes normalisées du courant d'arc en retour typique(A) Premier arc, (B) arc en retour subséquent [12].

La caractérisation des données de Berger, présentées sur la figure I.10, nous permet d'extraire les observations suivantes pour les flashes descendants [16] :

- A. L'amplitude du courant du premier arc en retour est supérieure à celle du courant de l'arc en retour subséquent.
- B. La valeur maximale de la variation du courant, di/dt , dans le cas d'un arc subséquent est supérieure à celle du premier arc en retour.
- C. 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.
- D. La durée de la valeur maximale (2 kA à crête) est plus courte dans les courants de l'arc en retour subséquent négatif que dans les courants du premier arc en retour négatif.
- E. La durée du flash du courant d'arc en retour subséquent négatif est plus courte que celle de premier arc en retour négatif.

I.7.1.3 Données obtenues par l'utilisation des tours élevées (plus de 100m) :

– Compagne de mesures menée à Toronto-Canada :

Depuis 1978 ([17]-[18]) des groupes de chercheurs ont mené des mesures de courant de foudre sur une tour instrumentée située à Toronto au Canada, de hauteur 553m. Les données du courant sont obtenues grâce à deux bobines « Rogowski » inductives placées sur la tour à 509 et 474m au-dessus du sol. La figure I.12 montre l'emplacement des capteurs de courant sur la tour.

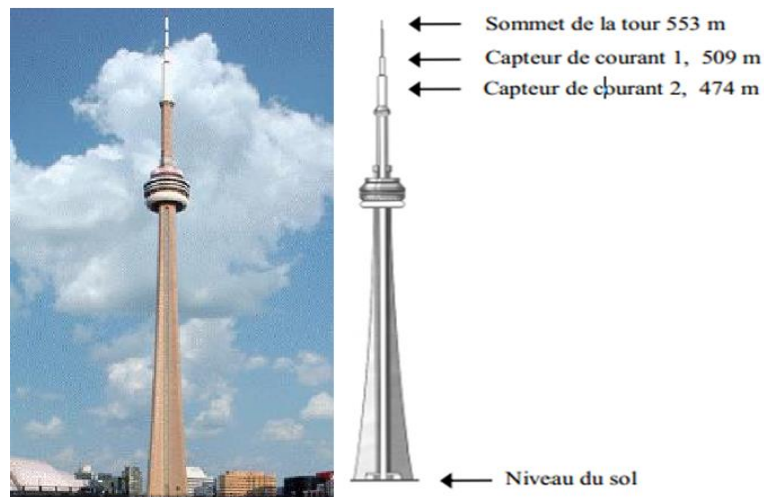


Figure I.11 Mesure du courant de l'arc en retour à l'aide de la tour CN au Canada [14].

Un échantillon des courants de l'arc en retour de foudre mesurés sur la Tour CN en 1999 est présenté sur la figure I.13. Ces courants sont « contaminés » par les réflexions multiples produites aux discontinuités de la tour (au sommet et à la base).

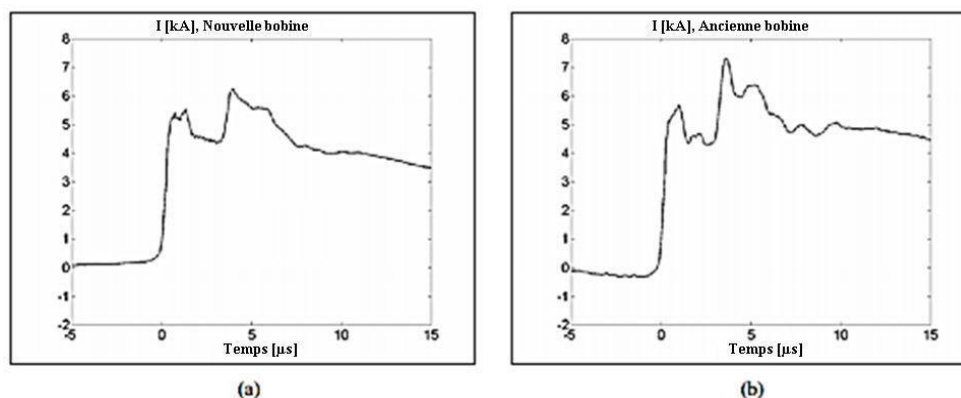


Figure I.12 Courant d'arc en retour observé à (a) 509m et (b) à 474 m de la tour CN à Toronto [19].

D'autres tours élevées instrumentées ont été utilisées dans le monde entier pour mesurer les paramètres du courant de l'arc en retour. Nous allons brièvement citer certains d'entre eux dans ce qui suit : A Moscou, Allemagne, Suisse, Japon, New York, (USA)

I.8. La 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 premiers arcs en retour. 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.9. Caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre :

Les figures (I.14) et (I.15) représentent des formes d'ondes typiques des champs électriques et magnétiques pour le premier arc en retour (en trait continu), et les arcs subséquents (en trait discontinu) en fonction de la distance du point d'impact.

Les champs EM pour des distances entre 1 km et 200 km présentent un premier pic dont l'intensité est approximativement inversement proportionnelle à la distance. A des distances relativement proches, le champ magnétique présente une bosse (hump) à environ 30 μs , alors que le champ électrique a une croissance en rampe après son pic initial. Les champs électrique et magnétique lointains (distance supérieure à environ 50 km du point d'impact) ont essentiellement la même forme d'onde, et présentent une inversion de polarité.

Les deux champs sont essentiellement composés de la composante rayonnée des champs totaux. Ils sont caractérisés par un pic initial suivi par une inversion de polarité à quelques dizaines de microsecondes. Nous observons le temps de montée rapide à toutes les distances. Ce temps est un paramètre extrêmement important dans l'évaluation du couplage du champ EM avec une ligne aérienne de transport d'énergie électrique ou avec un câble souterrain [6].

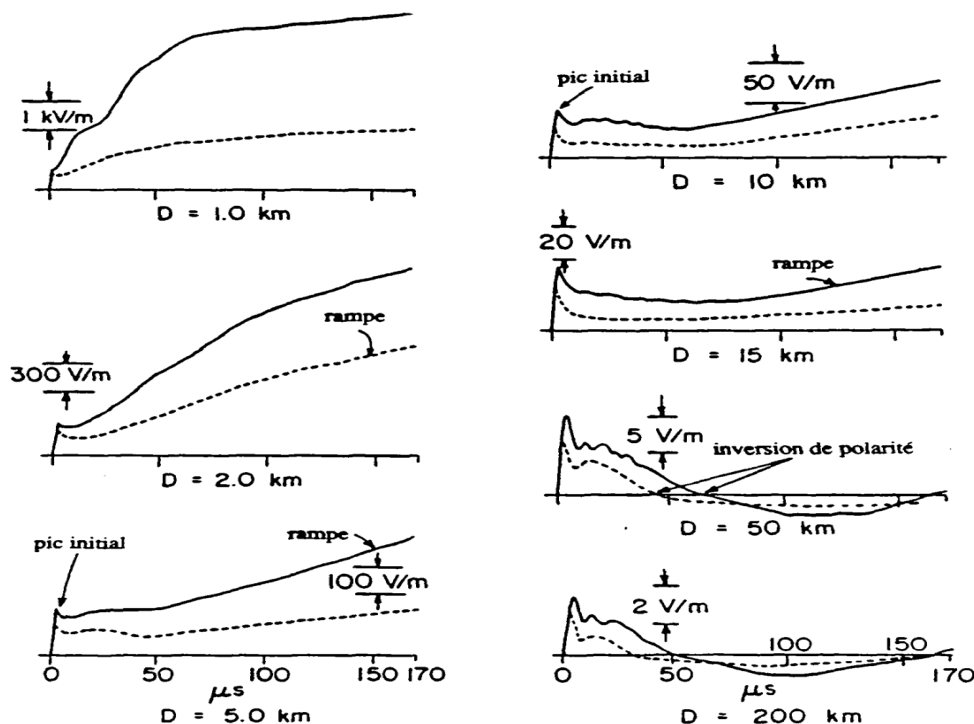


Figure I.13 Champ électrique vertical correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 Km à 200 km [20].

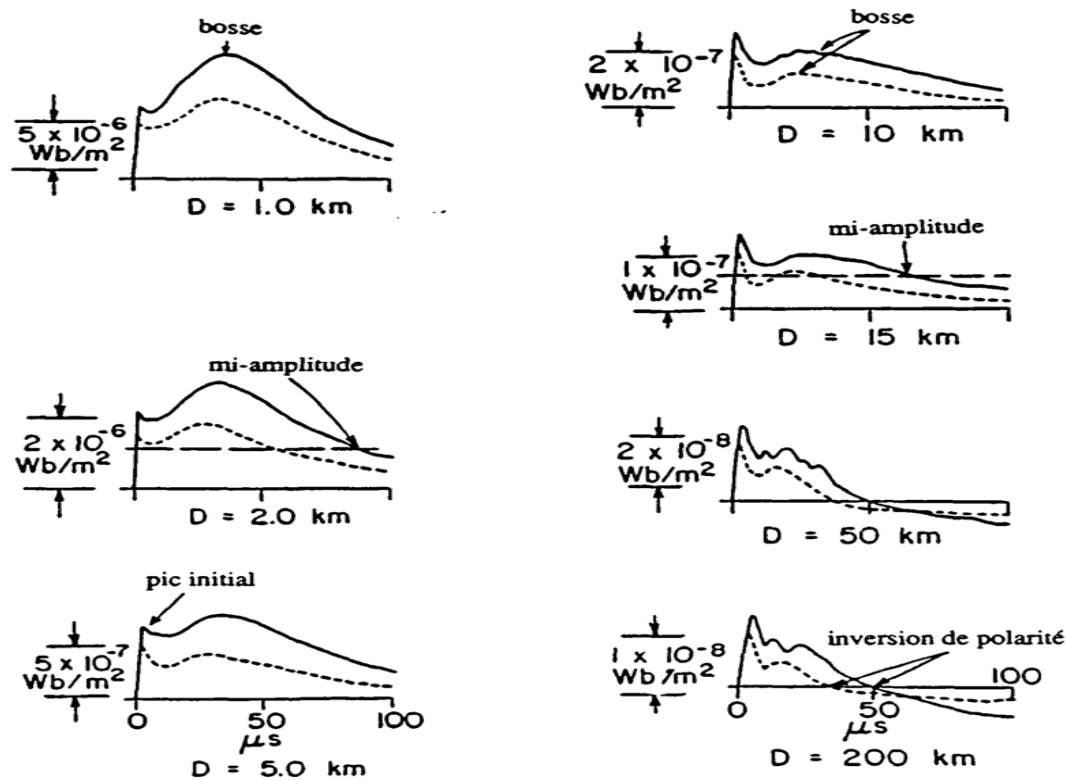


Figure I.14 Densité du flux magnétique correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 km à 200 km [20].

Quatre caractéristiques du champ électromagnétique ont été identifiées par Nucci et al [21] :

1. 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 ;
2. La croissance en rampe, du champ électrique après son pic initial et cela pour des distances proches ;
3. La bosse que présente l'allure du champ magnétique à des distances proches. Cette bosse apparaît après un pic initial dans l'intervalle [10μs, 40μs] ;
4. Les allures du champ électrique et magnétique lointains qui présentent une inversion de polarité.

I.10. Effets de la foudre :

Les effets de la foudre sont ceux d'un courant d'impulsion à haute résistance qui se propage initialement dans un milieu gazeux (l'atmosphère), puis dans un milieu solide plus ou moins conducteur (exemple : la terre) :

- Effets visuels (flash).

- Effets acoustiques (tonnerre)
- Effet thermique : la chaleur générée par effet Joule dans le canal de foudre.
- Effets électrodynamiques : ce sont les forces mécaniques appliquées aux conducteurs placés dans un champ magnétique créé par la circulation à haute tension. Ils peuvent entraîner des déformations
- Les effets sur un être vivant (humain ou animal) : le passage d'un courant transitoire d'une certaine valeur efficace est suffisant pour entraîner des risques d'électrocution par une attaque cardiaque ou d'insuffisance respiratoire, avec le risque de brûlures.

La foudre provoque deux principaux types d'accidents :

- Les accidents causés par un coup de foudre direct : lorsque cette dernière frappe un bâtiment ou une zone spécifique. Cela peut causer des dommages considérables, généralement par l'incendie. La protection contre ce danger est fournie par les paratonnerres.
- Les accidents causés indirectement : lorsqu'un coup de foudre nuage-sol ou nuage-tour aura lieu, le courant de son arc en retour génère un champ électromagnétique. Le couplage entre ce dernier champ avec les différents systèmes électriques, électroniques ou de télécommunication provoque des perturbations électromagnétiques qui se présentent sous la forme des courants ou des tensions induites qui superposent aux signaux utiles de ces systèmes, ce qui cause des dégâts intolérables soit au niveau des matérielles ou bien au niveau du bon fonctionnement [10,22].

I.11. Les moyens de protection :

La protection en général, est d'autant meilleure qu'un écoulement maximal des perturbations vers la terre est assuré, le plus près possible des sources de perturbation. La condition d'une protection efficace est donc d'assurer des impédances de terre minimales, en créant des maillages et des interconnexions de prises de terre chaque fois que possible. En pratique, en HTB, dans les postes une impédance de terre inférieure à 1 W à fréquence industrielle est habituellement demandée, et pour les pylônes une impédance de 10 à 15 W est recherchée. Contre les courants de foudre et les élévations de potentiel qu'ils induisent, il y a lieu de distinguer plusieurs niveaux de protection (critère d'énergie) :

- **premier niveau** : dérivation vers le sol de l'essentiel de l'impact, et premier écrêtage. Ce niveau intéresse principalement les ouvrages susceptibles d'être foudroyés (lignes et postes).

- **deuxième niveau** : limitation de la tension résiduelle par écrêtage complémentaire. Il est destiné à protéger, contre les surtensions conduites, les équipements des postes et/ou des installations. Plusieurs dispositifs de protections répartis dans l'installation peuvent être nécessaires à la dissipation de l'énergie associée à l'écrêtage.

- **troisième niveau** : en BT, dans le cas d'équipements sensibles (informatique, automatismes, télécommunications, réseaux BT, ...), et en complément des niveaux précédents, des dispositifs supplémentaires tels que filtres série et/ ou limiteurs de surtensions peuvent être nécessaires [23].

I.13. Conclusion :

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté une description succincte du phénomène naturelle dit la foudre, qui a attiré l'attention des beaucoup des chercheurs. Dans ce chapitre nous avons entamé les aspects physiques liés à la formation du phénomène de la foudre ainsi que sa décharge en donnant ces différents types. Nous avons également passé en revue le déclenchement artificiel de la foudre. Puis, nous avons parlé des observations expérimentales du courant et du champ électromagnétique rayonné par ces courants à différentes distances. Enfin, nous avons exploré les effets de la foudre ainsi que les moyens de protection associée.

Chapitre II

*Modélisation du
courant de la foudre
et rayonnements EM
engendrés*

II.1. Introduction :

Les différents systèmes électriques, électroniques et de télécommunication sont susceptibles à être perturbé par leur interaction avec les champs électromagnétiques générés par la foudre. La connaissance du courant d'arc en retour, l'origine des signaux électromagnétiques perturbateurs, et sa propagation le long du canal de foudre est très importante dans les études liées à cette interaction.

Dans ce chapitre, nous allons Premièrement, aborder la présentation des modèles d'ingénieurs, ces modèles sont utilisés pour la modélisation du courant de l'arc en retour dans un canal de foudre initié du sol. Ensuite la modélisation du ce courant en présence d'une tour élevée. Dans la deuxième partie du chapitre, on va présenter la modélisation des champs électromagnétiques de la foudre, passant par la méthode des différences finies dans le domaine temporel. La FDTD est l'une des méthodes les plus utilisées dans la modélisation des phénomènes liés aux études électromagnétique.

II.2. Modélisation du courant de l'arc en retour :

II.2.1. Classification des modèles :

La modélisation du courant à la base du canal doit obligatoirement suivi par la modélisation de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour lors de sa propagation le long du canal de la foudre (car il est la source responsable du rayonnement du champ électromagnétique perturbateur).

En général ces modèles sont classés en quatre grandes classes [24-26] :

- a) Les modèles « physiques » : Ces modèles reposent sur une approche physico-chimique décrivant comment une décharge électrique évolue radialement dans un plasma contenu dans un cylindre. Les principales sorties du modèle comprennent la température, la pression et la masse volumique en fonction du temps.
- b) Les modèles « électromagnétiques » : Dans ces modèles, le courant de l'arc en retour est obtenu en exploitant la théorie des antennes. Ils reposent sur la solution numérique des équations de Maxwell en utilisant la méthode des moments dans les domaines temporel et fréquentiel (MoM - "Method Of Moments") ainsi que la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD - "Finite Difference in Time Domain") pour déterminer la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre.
- c) Modèles dits « modèles RLC » : Ces modèles peuvent être considérés comme une approximation des modèles électromagnétiques. Ils décrivent la décharge de foudre comme un processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par des résistances, des inductances et des capacités par unité de longueur.
- d) Modèles dits « d'ingénieurs » : Ces modèles sont considérés comme les plus simples à mettre en œuvre numériquement, car ils reposent sur des formules mathématiques simples, en se basant sur les caractéristiques du courant à la base du canal de foudre.

La distribution spatiale et temporelle du courant du canal de foudre est déterminée par deux paramètres observés de l'arc en retour : le courant à la base du canal et la vitesse de propagation de l'arc en retour le long du canal de foudre.

Dans la suite de ce travail, nous allons nous intéresser à cette famille de modèles, pour deux raisons essentielles :

1. La première est liée au faible nombre de paramètres ajustables.
2. Les modèles d'ingénieur permettent que le courant de l'arc en retour en tout point le long du canal de foudre, soit lié, de la manière la plus simple, au courant à la base du canal.

II.3. Les modèles d'ingénieur :

II.3.1 Le modèle de Bruce et Golde (BG) :

Ceci est l'un des premiers modèles dans ce domaine et probablement le plus simple. Selon ce modèle, le courant $i(z', t)$ à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour est égal au courant à la base du canal, et à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour, le courant est nul. (Figure II-1)

$$\begin{cases} i(z', t) = i(0, t) & \text{Si } z' \leq v \cdot t & \text{II. 1} \\ i(z', t) = 0 & \text{Si } z' > v \cdot t & \text{II. 2} \end{cases}$$

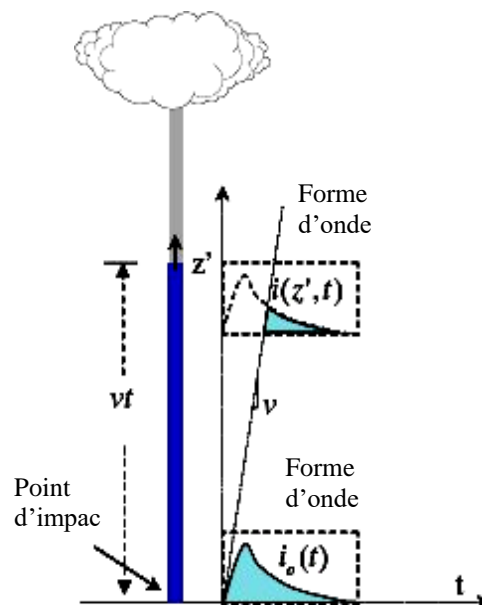


Figure II-1. Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le modèle BG. [14]

II.3.2. Le modèle de source de courant mobile (TCS) :

Selon le modèle proposé par Heidler en 1985, lorsqu'une charge est localisée dans le canal de foudre, elle est neutralisée instantanément dès l'arrivée du front de l'arc en retour. Ce processus est accompagné par l'apparition d'une source de courant associée au front de

l'arc en retour, qui parcourt le canal à la vitesse de ce dernier. Le courant résultant se propage ensuite jusqu'au sol à la vitesse de la lumière [14].

Le courant injecté par la source mobile à une hauteur z' atteint la base du canal avec un retard de z'/v_0 , comme on peut le constater à travers l'écriture de l'expression mathématique suivante :

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v_0}\right) & \text{Si } z' \leq v \cdot t & \text{II. 3} \\ i(z', t) = 0 & \text{Si } z' > v \cdot t & \text{II. 4} \end{cases}$$

II.3.3. Le modèle de Diendorfer et Uman (DU) :

Le modèle DU se compose de deux termes. Le premier terme est identique à celui du modèle TCS, tandis que le second terme représente un courant avec une polarité opposée. Ce courant monte instantanément jusqu'à atteindre une valeur égale à l'amplitude du courant de front, puis décroît exponentiellement en fonction du temps τ_D [14].

Mathématiquement les équations de ce modèle sont :

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v_0}\right) - e^{-\left(t - \frac{z'}{v_f}\right)\tau_D} * \left(0, t - \frac{z'}{v^*}\right) & \text{Si } Z' \leq v_f \cdot t & \text{II. 5} \\ i(z', t) = 0 & \text{Si } Z' > v_f \cdot t & \text{II. 6} \end{cases}$$

Avec :

$$v_f = c^{ste}$$

$$\tau_d = c^{ste}$$

$$v^* = \frac{J}{1 + \frac{J}{c}}$$

II.3.4. Le modèle de la ligne de transmission (TL) :

Le modèle développé par Uman et McLain en 1969 [14], représente le canal de foudre sous forme d'une ligne de transmission idéale, sans pertes. Ils postulent également que le courant d'arc en retour se propage le long du canal à partir du sol à une vitesse constante et sans aucune déformation. (Figure II-2).

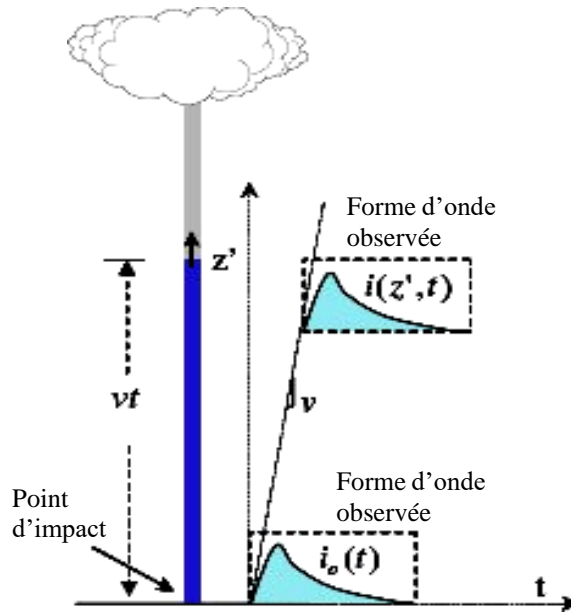


Figure II-2. Distribution spatio-temporelle du courant d’arc en retour selon le modèle TL [14].

II.3.5. Le modèle de la ligne de transmission modifié (MTL) :

Dans ce modèle deux modifications au modèle TL ont été introduites par Rakov et Dulzon (1987) et Nucci et al. (1988), ces deux formalismes sont décrits ci-dessous [14].

1) Le modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance linéaire (MTLL) :

Ce modèle a été mis en point par Rakov et Dulzon en 1987. L’amplitude du courant de foudre diminue linéairement lorsque ce dernier se propage vers le haut du canal. Selon ce modèle la distribution du canal de foudre s’écrit comme suit :

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \left(1 - \frac{z'}{H}\right) & \text{Si } z' \leq v.t & \text{II. 7} \\ i(z', t) = 0 & \text{Si } z' > v.t & \text{II. 8} \end{cases}$$

Avec H la hauteur totale du canal de foudre.

2) Le modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance exponentielle (MTLE) :

Ce modèle revendiqué par Nucci et al en 1988. Le courant de foudre est supposé décroître exponentiellement lorsqu’il se propage le long du canal de foudre. Ils s’expriment par :

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) e^{-\frac{z'}{\lambda}} & \text{Si } z' \leq v.t & \text{II. 9} \\ i(z', t) = 0 & \text{Si } z' > v.t & \text{II. 10} \end{cases}$$

II.4. Généralisation des modèles d'Ingénieurs :

Dans les références [25] les modèles d'ingénierie les plus couramment utilisés dans la littérature sont TL, MTLE, MTLL, BG et TCS. Rakov et al. ont proposé une représentation unifiée de ces modèles en utilisant une seule expression. Cette dernière s'écrit comme suit :

$$i(z', t) = p(z') i\left(0, -z'/v\right) u\left(-z'/v_f\right) \quad \text{II.11}$$

Où :

u : Fonction échelon unité ayant pour valeurs :

$$u(t) = \begin{cases} 1 & \text{Si } t \geq \frac{z'}{v} \\ 0 & \text{Si } t \leq \frac{z'}{v} \end{cases} \quad \text{II.12}$$

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

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

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

Le tableau II.1 résume les paramètres : v et $P(z')$.

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

TableauII.1. Les paramètres $P(z')$ et v pour cinq modèles d'ingénieur.

II.5. Représentation analytique du courant d'arc en retour à la base du canal de foudre :

Pour représenter les courants d'arc en retour, on utilise le courant à la base du canal de foudre, qui est la seule grandeur mesurable. Dans la littérature, diverses expressions analytiques sont employées pour simuler la forme du courant à la base du canal de foudre. Parmi ces modèles, on cite :

II.5.1. Le modèle bi-exponentiel :

Ce modèle est fréquemment employé en raison de sa simplicité et de sa capacité à adapter l'analyse fréquentielle du champ électromagnétique. De plus, sa transformation de Fourier peut s'exprimer analytiquement, ce qui le rend particulièrement efficace dans de

nombreuses applications. L'expression du courant [27] est :

Premier arc en retour :

$$i(0, t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \text{II. 13}$$

Arc en retour subséquent :

$$i(0, t) = I_{01}(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02}(e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad \text{II. 14}$$

Avec :

I_0 , I_{01} et I_{02} Représentent l'amplitude du courant à la base du canal.

α , β , γ , et δ sont des constantes de temps.

Les paramètres des deux représentations du courant à la base du canal sont illustrés au tableau II.2.

	I_{01} (kA)	α (s ⁻¹)	β (s ⁻¹)	I_{02} (kA)	γ (s ⁻¹)	δ (s ⁻¹)
Premier arc en retour	33.7	$9.2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$	-	-	-
Arc en retour subséquent	14.3	$18 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^6$	10	10^4	$9.4 \cdot 10^4$

Tableau II.2. Paramètres des fonctions exponentielles [27].

II.5.2. Fonction d'Heidler :

L'expression analytique du courant à la base du canal était proposée par Heidler en 1985 [28], elle est référée par la fonction de Heidler :

$$i_0 = \frac{I_0}{\eta} \frac{\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n}{1 + \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n} e^{-\frac{t}{\tau_2}} \quad \text{II.16}$$

Où :

I_0 : l'amplitude du courant à la base du canal ;

τ_1 : le temps de montée de l'impulsion du courant ;

τ_2 : la durée de l'impulsion du courant ;

n : est un exposant ayant des valeurs comprises entre 2 et 10 ;

η : facteur de correction d'amplitude du courant, obtenu par :

$$\eta = e^{-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)\left(n\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{\frac{1}{n}}} \quad \text{II.17}$$

La somme de deux fonctions d'Heidler de type (II.18) représente mieux le premier

pic typique du courant d'arc en retour subséquent

$$i_0(t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{(\frac{t}{\tau_{11}})^2}{1+(\frac{t}{\tau_{11}})^2} e^{-\frac{t}{\tau_{21}}} + \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{(\frac{t}{\tau_{12}})^2}{1+(\frac{t}{\tau_{12}})^2} e^{-\frac{t}{\tau_{22}}} \quad \text{II.18}$$

	$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	n_1	$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_2
Premier arc	28	1.8	95	2	-	-	-	-
Arc subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2	230	2

Tableau II.3. Les paramètres des deux fonctions d'Heidler [29].

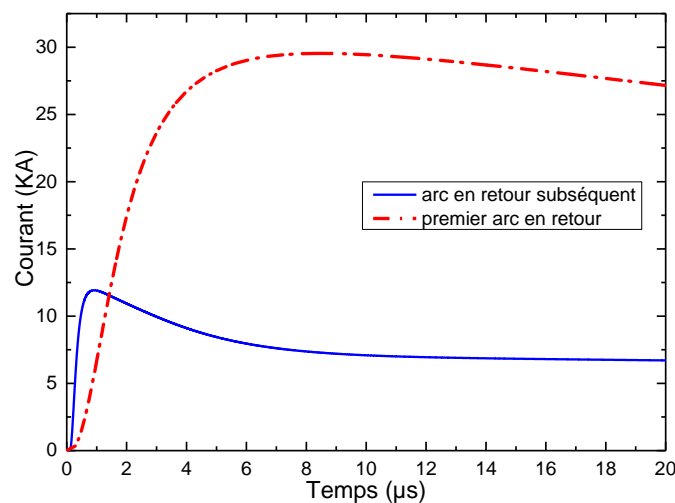


Figure II.3. Premier arc et l'arc en retour subséquent à la base du canal.

Les valeurs adoptées pour la vitesse de l'arc en retour, premier et subséquent sont respectivement de $1,7 \times 10^8$ m/s et de $1,5 \times 10^8$ m/s. La constante de décroissance λ dans le modèle MTLE est supposée être égale à 2 Km [30].

Le courant de premier arc en retour est caractérisé par une valeur de pic de 30 KA et une pente maximale de 12 KA/μs, et le courant de l'arc en retour subséquent a une valeur de pic de 12 KA et une pente maximale de 40 KA/μs.

II.6. Adaptation des modèles d'ingénieurs avec la présence d'une tour élevée :

Lorsqu'un coup de foudre frappe le sommet d'un objet élevé comme une tour, deux courants se forment : le premier se propage le long de la tour, tandis que le deuxième se propage le long du canal de la foudre. Ainsi, l'étude du couplage du champ électromagnétique avec d'autres systèmes nécessite de tenir compte de ce changement de courant de l'arc en retour. Dans cette section, nous examinerons les modèles mathématiques dédiés qui décrivent la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre et de la tour.

II.6.1 Modèle de Rachidi :

Les modèles d'ingénieur initialement décrits pour le cas d'un coup de foudre nuage-sol ont été adaptés par Rachidi et al [31], afin de prendre en considération l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé (tour). Cette adaptation comprend la distribution du courant le long de la tour ($0 \leq z' \leq h$) et le long du canal de foudre ($z' \geq h$) (Figure II.4) est représentée par les formules mathématiques suivantes [31] :

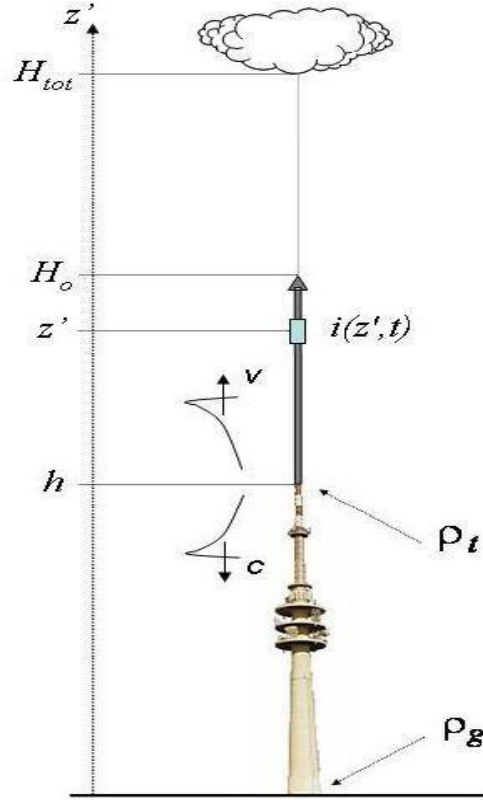


Figure II.4. Propagation des impulsions de courant le long du canal et le long de la tour.

➤ Pour : $0 \leq z' \leq h$:

$$i(z', t) = (1 - \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\begin{array}{l} \rho_t^n \rho_g^n i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \\ \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] u \left(t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \quad \text{II.19}$$

➤ Pour : $h \leq z' \leq H$:

$$i(z', t) = \left[\begin{array}{l} p(z' - h) i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{v} \right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{c} \right) + \\ (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_0 \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] u \left(t - \frac{z'-h}{v} \right) \quad \text{II.20}$$

Avec :

$$\rho_t = \frac{z_t - z_{ch}}{z_t + z_{ch}} \quad \text{II.21}$$

$$\rho_g = \frac{z_t - z_g}{z_t + z_g} \quad \text{II.22}$$

Les équations (II.19) et (II.20) sont basées sur le concept du courant « non contaminé » $I_0(t)$, qui représente le courant idéal qui serait mesuré au sommet de la tour si les coefficients de réflexion à ses deux extrémités sont nuls [32].

Les paramètres dans les équations (II.19), (II.20) et (II.21) sont :

h : est la hauteur de la tour,

ρ_t et ρ_g : sont respectivement les coefficients de réflexion au sommet et à la base de la tour,

c : est la vitesse de la lumière,

v : est la vitesse de front de l'arc en retour,

$u(t)$: est une fonction unité,

n : représente le nombre de réflexions aux deux extrémités de la tour,

v^* : vitesse de propagation de l'onde du courant,

$P(z')$: facteur d'atténuation du courant.

Les expressions de $P(z')$ et v^* pour les modèles d'Ingénieur les plus utilisés sont données dans le tableau II.1

ET :

Z_t : est l'impédance caractéristique de la tour,

Z_{ch} : est l'impédance caractéristique du canal de la foudre,

Z_g : est l'impédance du sol.

II.6.2. Modèle de Baba et Rakov :

Baba et Rakov en 2005 [33], ont proposé une autre approche pour présenter la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre et le long d'un objet élevé. Dans leur représentation, Baba et Rakov ont exprimé cette distribution en termes de courant de court-circuit $i_{sc}(t)$, qui est relié au courant non contaminé à travers la relation [41] :

$$I_{sc}(t) = 2I_0(t) \quad \text{II.23}$$

Les équations développées par *Baba* et *Rakov* s'écrivent comme suit :

➤ Pour : $0 \leq z' \leq h$:

$$i(z', t) = \frac{1-\rho_t}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^n i_{sc} \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_{sc} \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \quad \text{II.24}$$

➤ Pour $h \leq z' \leq H$:

$$i(z', t) = \frac{1-\rho_t}{2} \left[i_{sc} \left(h, t - \frac{z'-h}{v} \right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{c} \right) + \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^n \rho_t^{n-1} (1 + \rho_t) i_{sc} \left(h, t - \frac{z'-h}{v} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \quad \text{II.25}$$

II.7. Différence entre le modèle de Rachidi et le modèle de Baba et Rakov:

Au sommet de la tour, le courant injecté se sépare en deux voies distinctes. D'abord, une portion de ce courant se propage le long du canal de foudre à la vitesse de l'arc en retour (v), tandis qu'une autre partie se dirige vers le sol, suivant la tour, à la vitesse de la lumière (c). Lorsque cette dernière partie atteint la base et le sommet de la tour, une partie de ce courant est transmise au canal de foudre. Cependant, ce processus pose un problème : l'onde transmise, censée se propager à la vitesse de la lumière, rencontre le front de l'arc en retour (le premier courant) qui se déplace à une vitesse inférieure. Ceci est physiquement inacceptable, car l'onde transmise ne peut pas précéder le front de l'arc en retour. Cette anomalie a été soulignée en 2004 par Pavanello et al [34].

En réponse, Rachidi et al. ont introduit un terme supplémentaire dans les équations du champ électromagnétique, connu sous le nom de "turn-on term". Baba propose une hypothèse selon laquelle le courant de l'arc en retour se propagerait à la vitesse de l'arc en retour, bien que cela n'ait pas été formellement prouvé.

II.8. Calcul de champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour :

Pour calculer le champ électromagnétique généré par un coup de foudre descendant, le canal de foudre est considéré comme une antenne verticale de hauteur H placée au-dessus d'un objet élevé (tour). Le courant de l'arc en retour se propage le long de la tour et le long du canal de foudre. Ce courant est la source du champ électromagnétique rayonné.

II.9. Choix de la méthode numérique en électromagnétisme :

Le choix des méthodes numériques dépend souvent du type d'analyse des structures envisagées, tout en cherchant à équilibrer les temps de calcul, la précision de la méthode et les ressources informatiques disponibles.

On distingue généralement deux grandes approches dans l'analyse numérique : la méthode temporelle et la méthode fréquentielle. La première permet d'étudier l'évolution des grandeurs physiques dans l'espace et dans le temps, tandis que la seconde se concentre uniquement sur l'évolution spatiale en termes de fréquence.

L'objet d'étude de cette recherche est un domaine spatio-temporel visant à résoudre le problème du rayonnement électromagnétique de la foudre.

Donc il y a Plusieurs méthodes numériques peuvent être utilisées pour résoudre ce problème dans le domaine spatiotemporel [35] :

- ✓ La méthode des Différences Finies en Domaine Temporel (FDTD),
- ✓ La méthode des Eléments Finis en Domaine Temporel (FETD),
- ✓ La méthode des Volumes Finis en Domaine Temporel (FVTD),
- ✓ La méthode des Différences Finies en Domaine fréquentiel (FDFD),
- ✓ La méthode des équations intégrales.

La méthode des différences finies dans le domaine temporel « FDTD », plus simple conceptuellement et la plus simple à mettre en œuvre est l'une des méthodes les plus utilisées en modélisation électromagnétique. Elle permet de modéliser la structure à étudier d'une manière très proche de la réalité [4].

II.10. La méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD)

II.10.1. Présentation de la méthode FDTD :

Les fondements de la méthode des différences finies, également connue sous le nom de FDTD (Finite Difference Time Domain), appliquée à la résolution de problèmes électromagnétiques dans le domaine temporel. La propagation des ondes électromagnétiques dans l'espace est un problème bien connu, parfaitement modélisé par les équations de Maxwell. En 1966, K. Yee a introduit une technique de résolution numérique de ces équations. Ce qu'on appelle maintenant le schéma de Yee est un schéma numérique basé sur la discrétisation en temps et en espace des équations de Maxwell à l'aide de différences finies centrées. Il permet de calculer la solution du problème électromagnétique à chaque instant discret du temps et en chaque point d'un espace discret. Cette technique est aujourd'hui largement utilisée dans tous les domaines d'application de l'électromagnétisme [36].

II.10.2. Principe de base de la méthode FDTD :

Les équations de Maxwell décrivent la propagation des ondes électromagnétiques dans différents milieux. Si l'on se concentre sur un milieu homogène, anisotrope, sans sources, non dispersif et avec des pertes électriques et magnétiques, les équations de Maxwell sous forme différentielle peuvent être exprimées comme suit [37] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{II.26})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{II.27})$$

La première équation décrit la variation temporelle du champ électrique en fonction de la dérivée spatiale du champ magnétique. En revanche, la seconde équation exprime la variation temporelle du champ magnétique en fonction de la dérivée spatiale du champ électrique. Ces équations permettent d'avancer respectivement le champ magnétique et le champ électrique dans le temps. Ce processus, où l'un est avancé puis l'autre, est connu sous le nom de méthode « Leap Frog ».

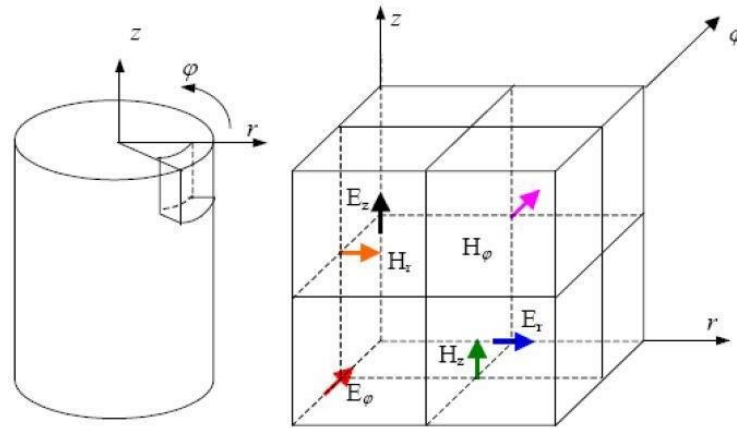


Figure II.5. Maillage spatial en coordonnées cylindriques [38].

Dans les figures (II.5-II.7) on observe un décalage d'un demi-pas spatial et temporel entre les composantes du champ électrique E et celles du champ magnétique H . Ce décalage est inhérent à l'approximation des opérateurs de dérivation par le schéma centré des différences finies.

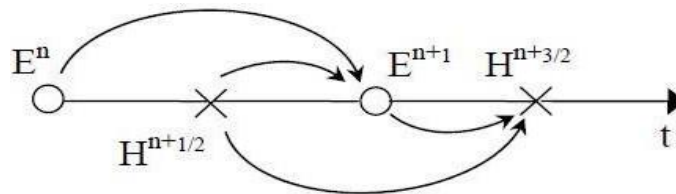


Figure II.6. Principe de la discrétisation temporelle [38].

À chaque instant « $n+1$ », le champ électrique est déterminé en fonction du champ électrique au pas de temps précédent, c'est-à-dire la valeur obtenue à l'instant « n », ainsi que du champ magnétique à l'instant « $n+\frac{1}{2}$ » (voir les figures II.6 et II.7) [38]. Cette approche est utilisée pour analyser le champ électromagnétique émis par la foudre, et elle est souvent appliquée dans un domaine de calcul bidimensionnel (2D) utilisant un système de coordonnées cylindriques (voir Figure II.5).

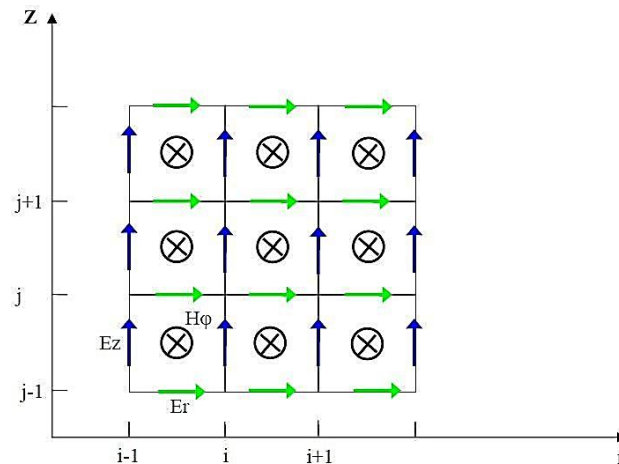


Figure II.7. Domaine de calcul en (2D) avec un système à coordonnées cylindriques [38].

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_e}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \quad \text{II.26}$$

$$\partial E_r + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \quad \text{II.27}$$

$$\partial E_z + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial (r H_\varphi)}{\partial r} \quad \text{II.28}$$

La résolution de ce système d'équation est obtenue en mettant en œuvre l'approche FDTD.

Les approximations du premier ordre des équations aux dérivées partielles s'écrivent comme suit :

$$\left. \frac{\partial f(r,z,t)}{\partial r} \right| = \frac{f^n(i+1,j) - f^n(i-1,j)}{\Delta r} \quad \text{II.29}$$

$$\left. \frac{\partial f(r,z,t)}{\partial z} \right| = \frac{f^n(i, j + \frac{1}{2}) - f^n(i, j - \frac{1}{2})}{\Delta z} \quad \text{II.30}$$

$$\left. \frac{\partial f(r,z,t)}{\partial t} \right| = \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i,j) - f^{n-\frac{1}{2}}(i,j)}{\Delta t} \quad \text{II.31}$$

Les valeurs Δr et Δz représentent les pas spatiaux dans les directions radiale et verticale, respectivement.

Δt : est le pas temporel.

i, j et n : sont les incréments dans l'espace et dans le temps.

A partir des équations aux dérivées partielles (II.26) -(II.28) et en utilisant les équations (II.29) -(II.31) on obtient les composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre qui s'écrivent :

$$E_z^{n+1}(i, j + 1/2) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t} E_z^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)r_i\Delta r} \left[r_{i+\frac{1}{2}} H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - r_{i-\frac{1}{2}} H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \right] \quad \text{II.32}$$

$$E_r^{n+1}(i + 1/2, j) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t} E_r^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta r} \left[H_\varphi^{n+\frac{1}{2}}(i + 1/2, j + 1/2) - H_\varphi^{n+\frac{1}{2}}(i + 1/2, j - 1/2) \right] \quad \text{II.33}$$

$$H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) = H_\varphi^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{\Delta t}{\mu\Delta r} \left[E_z^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) \right] - \frac{\Delta t}{\mu\Delta z} [E_r^n(i + 1/2, j + 1) - E_r^n(i + 1/2, j)] \quad \text{II.34}$$

II.11. Conditions aux limites absorbantes (absorbing boundary condition) :

L'utilisation de la méthode finie imposant une discrétisation de la région d'analyse, pour la modélisation d'un problème électromagnétique en milieu ouvert, nécessite de tronquer le domaine infini par une frontière fictive.

Pour respecter l'aspect non borné du problème, il est essentiel d'imposer sur cette frontière

des conditions aux limites qui prennent en compte le domaine extérieur.

Ces conditions aux limites sont dites absorbantes (Absorbing Boundary Conditions : ABC) (figure.II.8) car elles minimisent les réflexions non physiques sur la frontière de sorte que celle-ci apparaisse quasi transparente aux ondes sortant du domaine et se propageant vers l'infini.

Dans leur forme asymptotique, où le bord artificiel est rejeté vers l'infini Ces conditions sont aussi dénommées conditions transparentes, conditions non réfléchissantes, conditions de rayonnement, conditions d'espace libre ou conditions ouvertes [39].

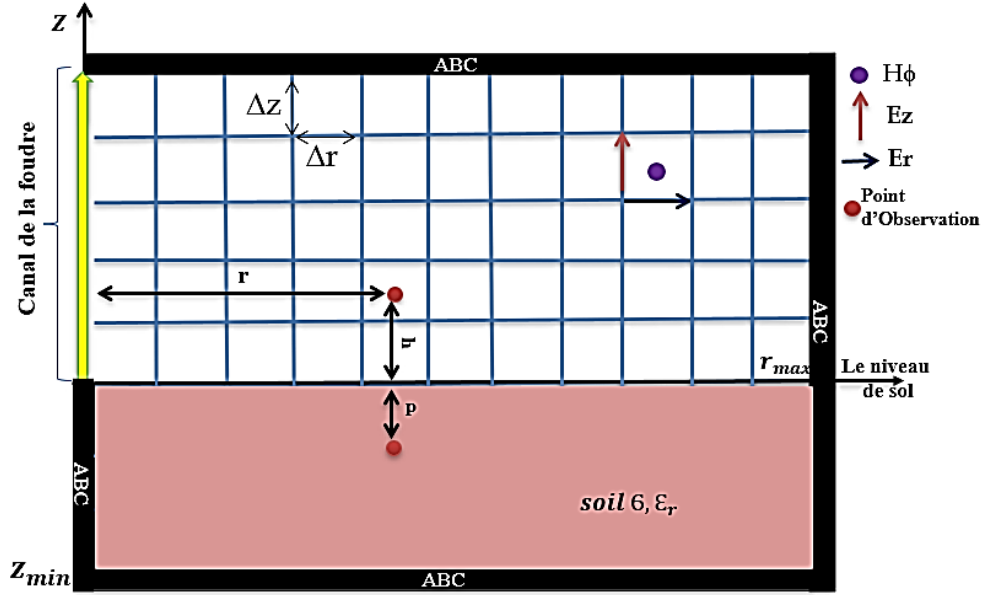


Figure II.8. Maillage FDTD-2D coordonnées cylindrique.

Dans notre simulation, on a utilisé les conditions aux limites absorbantes au premier ordre développées par Mur [36]. Leurs approximations aux différences finies sont comme suit :

1. Dans la direction r :

$$H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{max} + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) = \frac{2N-1v\Delta t-\Delta r}{2N+1v\Delta t+\Delta r} H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{max} - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - \frac{v\Delta t-\Delta r}{v\Delta t+\Delta r} H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{max} + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{2N-1}{2N+1} H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{max} - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \quad \text{II.35}$$

Ou : $i_{max}=N$

2. Dans la direction Z :

$$H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{max} + \frac{1}{2}\right) = H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{max} - \frac{1}{2}\right) + \frac{v\Delta t-\Delta z}{v\Delta t+\Delta z} \left[H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{max} - \frac{1}{2}\right) - H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{max} + \frac{1}{2}\right) \right] \quad \text{II.36}$$

$$H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}-\frac{1}{2}\right) = H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}+\frac{1}{2}\right) + \frac{v\Delta t-\Delta z}{v\Delta t+\Delta z} \left[H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}+\frac{1}{2}\right) - H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}-\frac{1}{2}\right) \right] \quad \text{II.37}$$

Ou : $j_{min} = 0$, $j_{max} = M$

3. Dans la région « source », selon la loi d'Ampère, l'équation de peut s'écrire :

$$E_z^{n+1}\left(0, j+\frac{1}{2}\right) = \frac{2\varepsilon-\sigma\Delta t}{2\varepsilon+\sigma\Delta t} E_z^n\left(0, j+\frac{1}{2}\right) + \frac{8\Delta}{(2\varepsilon+\sigma\Delta t)\Delta r} H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) \frac{4\Delta t}{\pi\varepsilon_0\Delta r^2} i^{n+\frac{1}{2}}\left(0, j+\frac{1}{2}\right)$$

II.38

Ou :

$i^{n+\frac{1}{2}}\left(0, j+\frac{1}{2}\right)$: est l'élément du courant de l'arc en retour.

L'algorithme FDTD requiert des considérations particulières pour éviter toute instabilité numérique. Afin de garantir cette stabilité, il est nécessaire de choisir un pas de temps selon un critère précis, à savoir $\Delta t \leq \min(\Delta r, \Delta z)/2c$. Ici, la fonction $\min(\Delta r, \Delta z)$ renvoie la minimale valeur entre Δr et Δz [40].

II.12. Conclusion :

L'objectif de ce présent chapitre est la modélisation du courant de l'arc en retour de foudre. Parmi les différentes catégories de modèles décrivant la propagation de l'onde de courant d'arc en retour ont été examinées. Nous avons accordé une attention particulière aux modèles dits « d'Ingénieurs », lesquels offrent l'avantage de décrire la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal en se basant sur les valeurs instantanées du courant à sa base. Nous avons présenté une extension des modèles d'ingénierie, tels que les tours, et leur interaction avec la foudre. Ensuite, nous avons présenté un aperçu théorique des deux modèles les plus connus dans la littérature, qui font l'objet d'une étude paramétrique dans le chapitre suivant : le modèle de Rachidi et al et le modèle de Baba et Rakov. Après on a passé à la modélisation des rayonnements électromagnétiques générés par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour. Dans cette étude nous avons présenté une brève description de la méthode FDTD est la méthode la plus adaptée pour l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre. En dernier, dans ce même contexte nous avons donné une idée sur les conditions aux limites absorbantes.

Chapitre III

*Résultats de simulation d'un
coup de foudre initié à la tour
CN en présence des
géométries complexes*

III.1 Introduction :

Dans ce chapitre, nous exposerons notre analyse du champ électromagnétique émis par la foudre en utilisant la méthode (FDTD), dans un système de coordonnées cylindriques en deux dimensions, pour divers scénarios. Le premier concerne un coup de foudre tombant sur la tour CN en présence d'un sol stratifié verticalement, le second implique un coup de foudre initié au sol en présence du sol stratifié verticalement avec un angle d'inclinaison, et tandis que le troisième cas c'est le plus important dans tout notre travail, car il combine les deux cas précédents et représente également la géométrie la plus proche d'une géométrie réelle. Celle d'un coup de foudre initié à la tour CN en présence d'un domaine de propagation mixte (sol-lac Ontario) et avec un angle d'inclinaison entre les deux couches du domaine de propagation. En adoptant le modèle Baba et Rakov pour la représentation du courant de l'arc en retour subséquent le long du canal et le long de la tour CN.

III.2 Application de la méthode FDTD pour le calcul de champ électromagnétique de la foudre

III.2.1 Coup de foudre tombant sur la tour CN en présence d'un sol stratifié verticalement

Pour l'étude de l'environnement électromagnétique de l'arc en retour initié à une tour, en tenant compte d'un sol stratifié verticalement, on va considérer dans cette étude la tour de 553 m de hauteur correspondant à la tour CN « Toronto, Canada ». Les coefficients de réflexion au sommet et à la base de la tour sont, respectivement, $\rho_t = -0.366$ et $\rho_g = 0.8$.

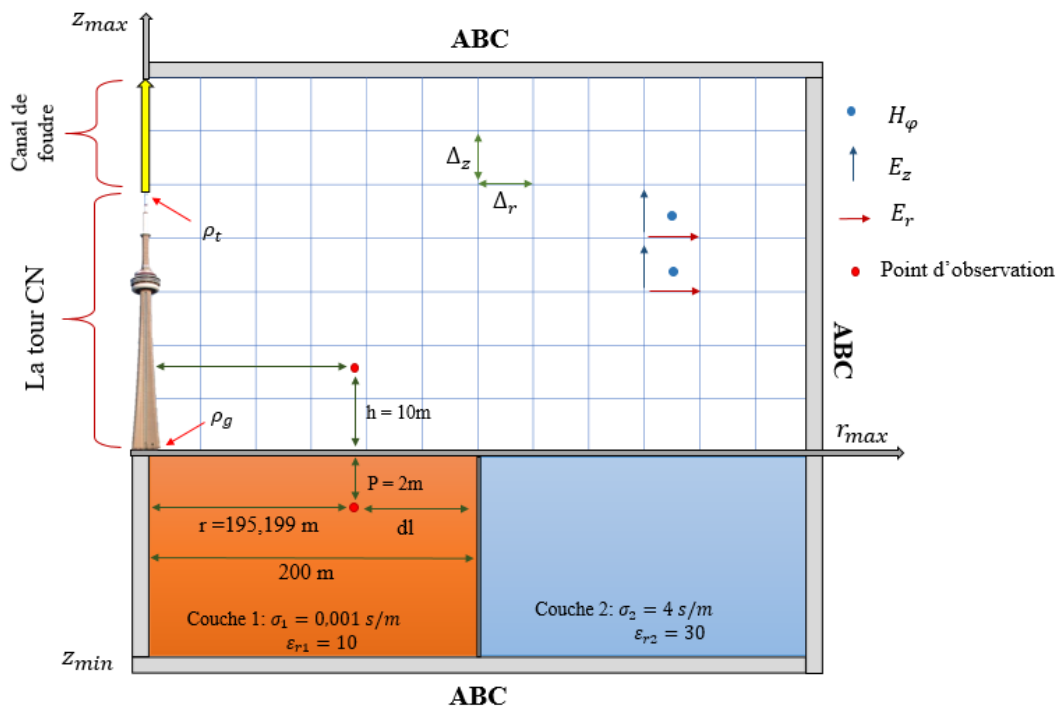


Figure. III.1. Géométrie de problème.

Une géométrie spécifique a été adoptée à deux couches (sol-lac), comme illustré dans la Figure (III.1). L'analyse du champ électromagnétique est réalisée à quatre points d'observation, au-dessus du sol à une hauteur $h=10$ m et en-dessous du sol jusqu'à une profondeur $p=2$ m, situés à une distance horizontale de $r = 195, 199$ m à savoir ($dl=5$ m et 1m).

Paramètres de simulation [4] :

La hauteur du canal de foudre $H=8000$,

La constante de décroissance du courant (modèle MTLE) $\lambda = 2000$ m,

La vitesse de front de l'arc en retour, $v=150$ m/ μs ,

Les pas spatiaux selon l'axe horizontal et vertical Δ_r et Δ_z : $\Delta_r = \Delta_z = 1$ m,

Le pas temporel = 1 ns.

Trois scénarios ont été minutieusement examinés dans l'analyse de l'impact de la stratification verticale sur les rayonnements électromagnétiques d'une décharge de foudre initiée à la tour CN. Les cas 1 et 2 sont des cas élémentaires correspondant à une couche régulière (cas 01 sol homogène avec les paramètres suivants $\sigma = 0.01$ s/m et $\epsilon_r = 10$), et cas 2 le domaine de propagation est un lac avec les paramètres $\sigma = 4$ s/m et $\epsilon_r = 30$). Alors que le cas 3 représente une configuration à deux couches (sol-lac), voir tableau III.1.

	σ_1 (s/m)	ϵ_{r1}	σ_2 (s/m)	ϵ_{r2}
Cas 01 : sol homogène (faible conductivité- sol)	0.001	10	0.001	10
Cas 02 : domaine homogène (conductivité élevée- lac Ontario)	4	30	4	30
Cas 03 : domaine stratifié (sol-lac) ($\sigma_1 < \sigma_2$)	0.001	10	4	30

Tableau III.1. Les paramètres électriques pour les 02 couches.

La figure (III.2) représente Le courant au sommet et à la base de la tour CN. On remarque les effets des réflexions multiples aux extrémités de la structure sont nettement visibles dans les profils des ondes. On observe également que le courant à la base de la tour présente une valeur de crête plus élevée, conséquence directe de l'apport de l'onde réfléchi au niveau du sol.

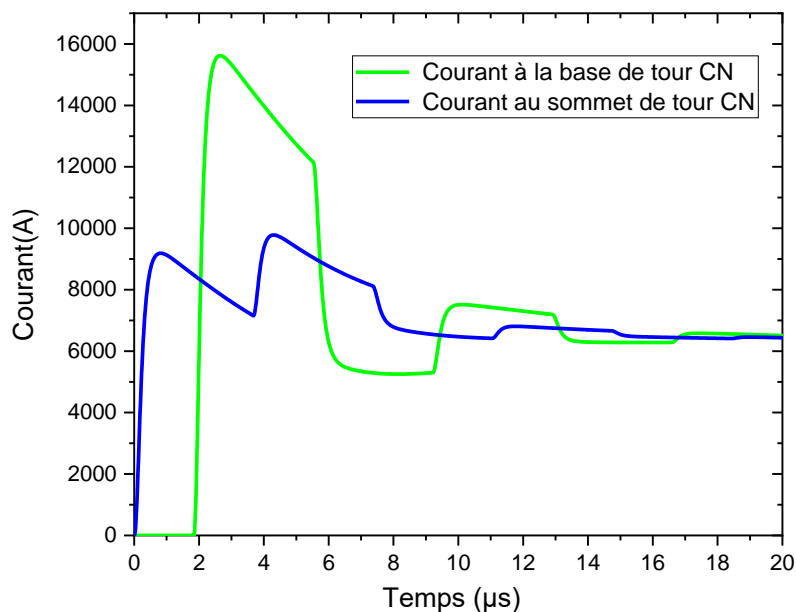


Figure III.2 Courant au sommet et à la base de la tour CN.

III.2.1.1 Champs électromagnétiques en-dessous du sol

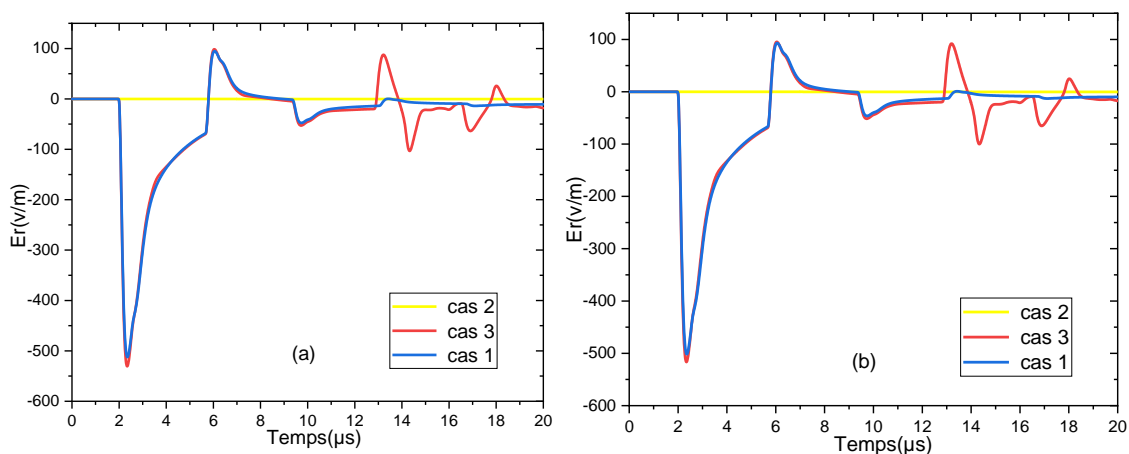


Figure III.3. Le champ électrique horizontal, (a) $r = 195$ et (b) $r = 199$ m et $p = 2$ m.

La figure (III.3) montre le champ électrique horizontal souterrain pour (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m, et $p = 2$ m, respectivement, pour les trois cas étudiés. On remarque que pour les deux distances que la forme du champ électrique horizontal est affectée par les paramètres électriques du domaine de propagation (voir cas 01 et 02), et pas affecté par la stratification verticale au début du temps de simulation (voir cas 01 et 03). L'amplitude de cette composante est inversement proportionnelle avec la conductivité électrique.

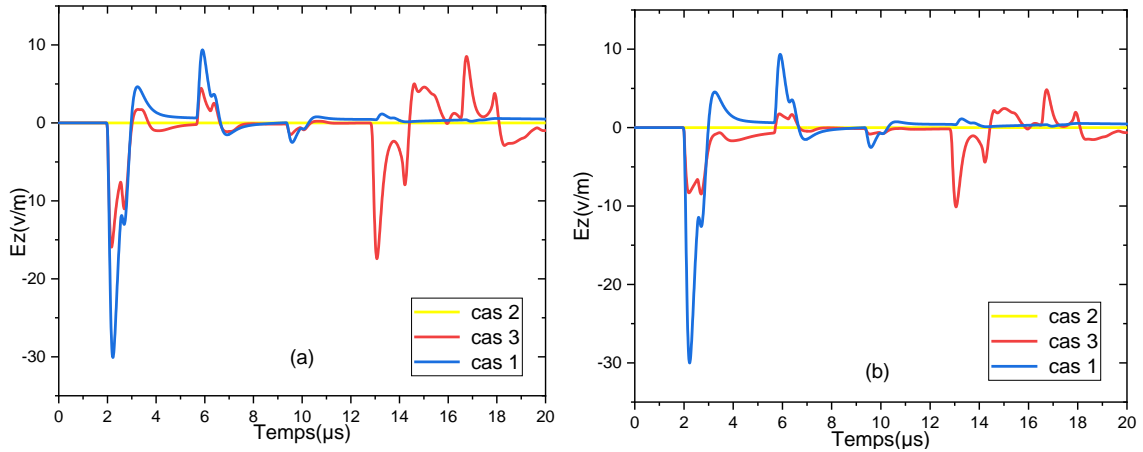


Figure III.4. Le champ électrique vertical, (a) $r=195\text{m}$, (b) $r=199\text{m}$ et $p=2\text{m}$.

La figure (III.4) représente le champ électrique vertical souterrains pour (a) $r=195\text{m}$, (b) $r=199\text{m}$, et $p=2\text{m}$, respectivement. Pour les trois cas étudiés, On remarque à deux distances que le champ électrique vertical souterrain est influencé par la conductivité du sol et la stratification verticale, avec une amplitude bipolaire qui diminue avec l'augmentation des paramètres électriques (voir cas 01 et 02). La présence d'une couche plus conductrice crée une diminution dans l'amplitude de cette composante (voir cas 01 avec 03). Il est noté que cet effet est plus significatif pour une distance $r=199\text{ m}$ par rapport à $r=195\text{m}$ (voir cas 03 (a) et cas 3 (b)).

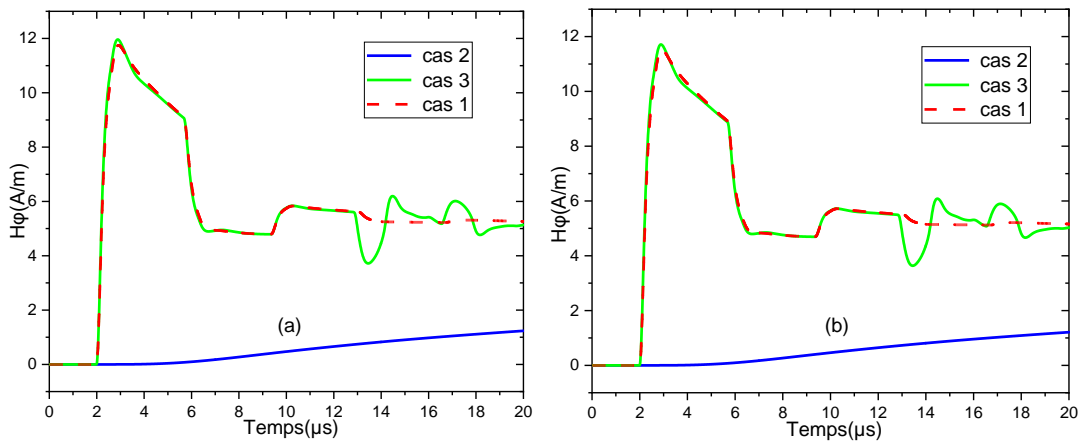


Figure III.5. Le champ magnétique azimuthal à (a) $r=195\text{m}$, (b) $r=199\text{m}$ et $p=2\text{m}$.

La figure (III.5) représente le champ magnétique azimuthal souterrains pour (a) $r=195\text{m}$, (b) $r=199\text{m}$, et $p=2\text{m}$, respectivement, pour les trois cas étudiés. On remarque à deux distances que les paramètres électriques ont un effet sur cette composante (cas 01 et 02), mais l'effet de la stratification verticale peut être négligeable pour cette composante (cas 01 avec 03).

III.2.1.2 Champs électromagnétiques au-dessus du sol

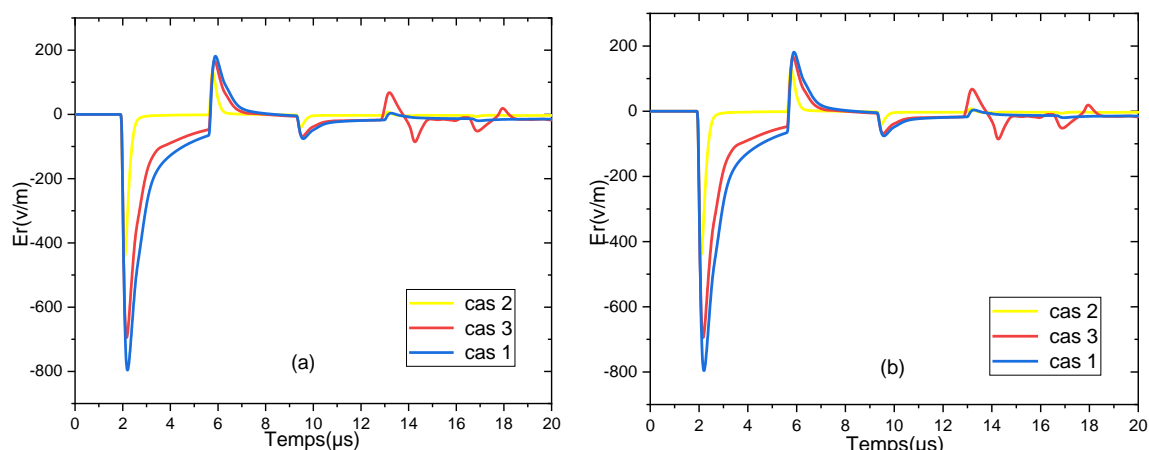


Figure III.6. Le champ électrique horizontal à (a) $r=195\text{m}$, (b) $r=199\text{m}$ et $h=10\text{m}$.

La figure (III.6) représente le champ électrique horizontal au-dessus du sol pour (a) $r=195\text{m}$, (b) $r=199\text{m}$ et $h=2\text{m}$, respectivement, pour les trois cas étudiés. On remarque à deux distances que le champ est affecté par les paramètres électrique de domaine de propagation (voir cas 01 et 02), à chaque fois la conductivité augmente l'amplitude du champ diminue.

La stratification verticale, contrairement au cas en dessous du sol, affecte légèrement la composante horizontale du champ électrique (voir cas 01, 02 et 03), l'ajoute d'une couche plus conductrice (cas 03) à un domaine de propagation avec des faibles paramètres électriques (cas 01), engendre une diminution dans l'amplitude du champ électrique horizontal.

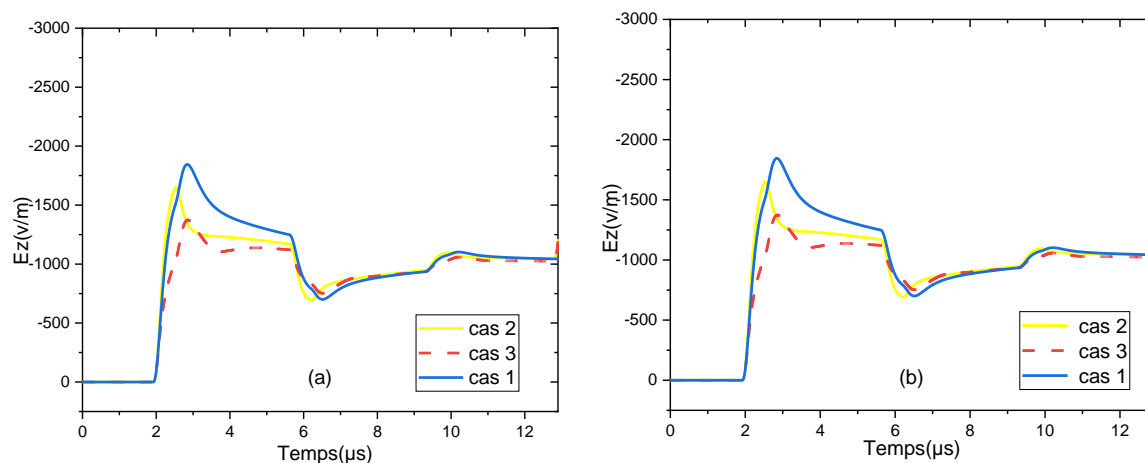


Figure III.7. Le champ électrique vertical à (a) $r=195\text{m}$, (b) $r=199\text{m}$ et $h=10\text{m}$.

La figure (III.7) représente le champ électrique vertical au-dessus du sol pour (a) $r=195\text{m}$, (b) $r=199\text{m}$ et $h=2\text{m}$, respectivement, pour les trois cas étudiés. On remarque à deux distances que la présence d'un domaine de propagation à paramètres élevés provoque une diminution de l'amplitude du champ électrique vertical (cas 01 et 02). Comme la composante horizontale au-dessus du sol, le champ électrique vertical est légèrement affecté par la stratification verticale du domaine de propagation (cas 01, 02 et 03). La présence d'une couche plus conductrice (cas 03) crée une diminution dans l'amplitude de cette composante.

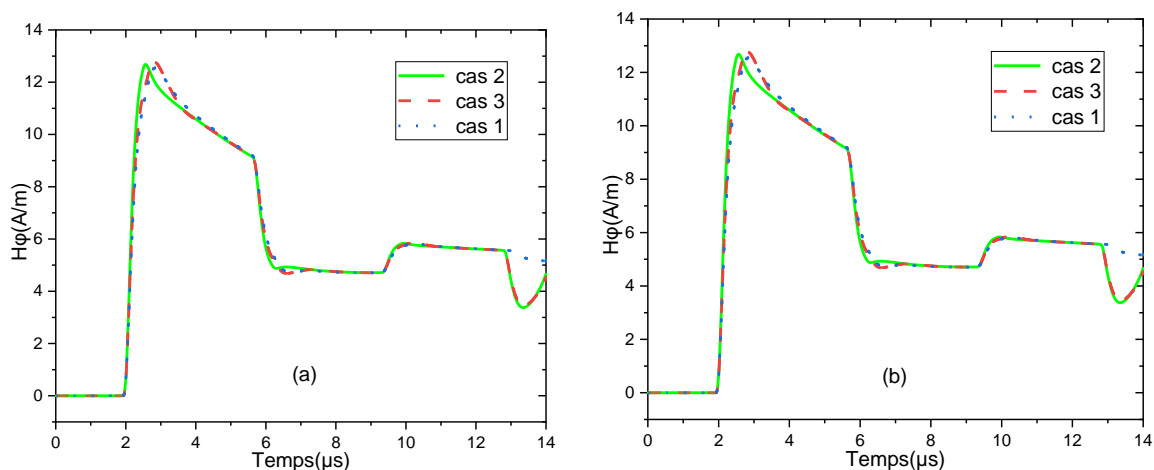


Figure III.8 Le champ magnétique azimutal à (a) $r=195\text{m}$, (b) $r=199\text{m}$ et $h=10\text{m}$.

La figure (III.8) représente le champ magnétique azimutal au-dessus du sol pour (a) $r=195\text{m}$, (b) $r=199\text{m}$, et $h=2\text{m}$, respectivement, pour les trois cas étudiés. On remarque à deux distances que le comportement des formes d'ondes du champ magnétique au-dessus du sol n'est pas affecté par les paramètres électriques du sol et par la stratification verticale. La composante azimutale peut être déterminée en considérant le domaine caractérisé uniquement par un sol homogène.

III.2.2 Coup de foudre initié au sol en présence du sol stratifié verticalement avec un angle d'inclinaison

Nous entreprendrons l'analyse de l'impact de la stratification verticale d'un domaine à deux couches (sol-océan) avec un angle d'inclinaison, où l'interface est définie par diverses valeurs pour cet angle ($\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ et 90°). Les résultats de la simulation du champ électromagnétique seront présentés pour quatre points d'observation, au-dessus du sol à une hauteur $h=10\text{ m}$ et en-dessous du sol jusqu'à une profondeur $p=2\text{ m}$, situés à une distance horizontale de $r = 195, 199\text{ m}$ à savoir ($dl=5\text{ m}$ et 1m), respectivement, du canal de la foudre (Voir la Figure III.9).

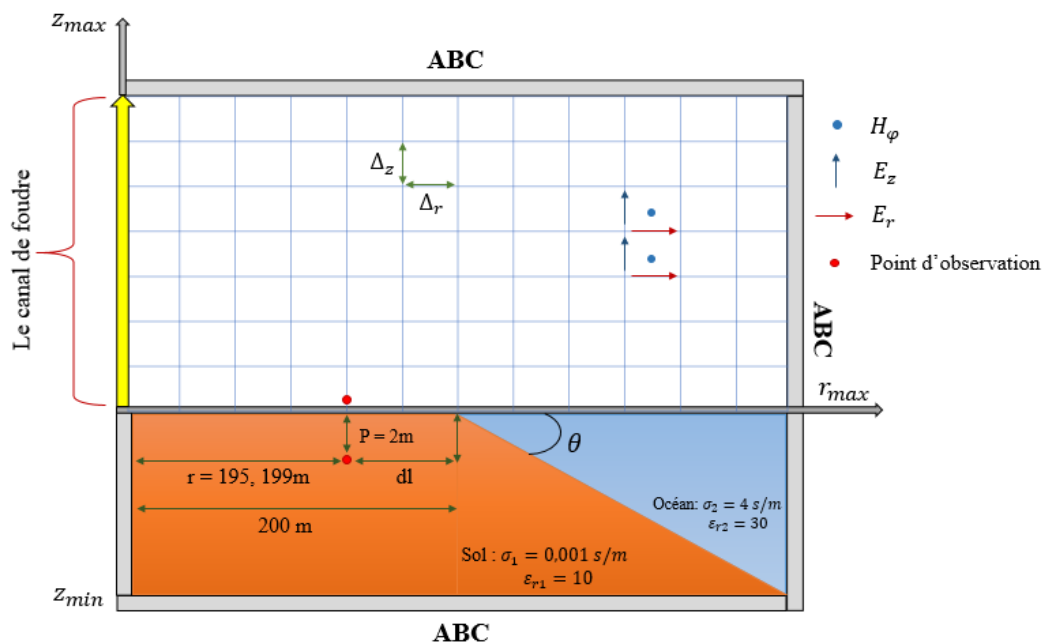


Figure III.9. Géométrie de problème.

Cette étude revêt une importance particulière. L'ignorance des facteurs de propagation peut conduire à des erreurs dans l'évaluation des rayonnements électromagnétiques, affectant ainsi la précision de courants et tensions induites dans les lignes aériennes et les câbles souterrains près de la mer.

Les valeurs adoptées des paramètres électriques des deux couches sont :

- Terre : $\sigma_1 = 0.001 \text{ s/m}$, $\epsilon_{r1} = 10$
- Océan : $\sigma_2 = 4 \text{ s/m}$, $\epsilon_{r2} = 30$

La figure (III.10) présente le courant à la base du canal de foudre. On remarque que ce courant atteint une valeur de crête de 12 kA et présente une pente maximale de 40 kA/ μs . On remarque aussi que les paramètres électriques du sol et la stratification verticale n'ont aucun effet sur le courant de la foudre.

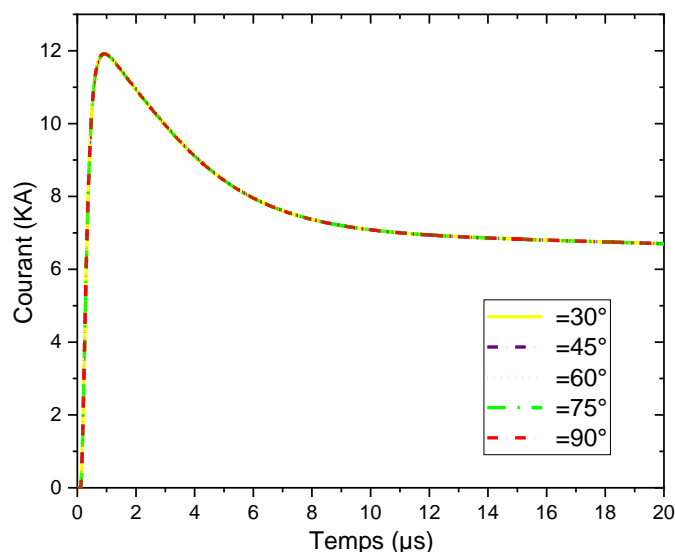


Figure III.10. Courant à la base du canal de foudre.

III.2.2.1 Champs électromagnétiques en-dessous du sol

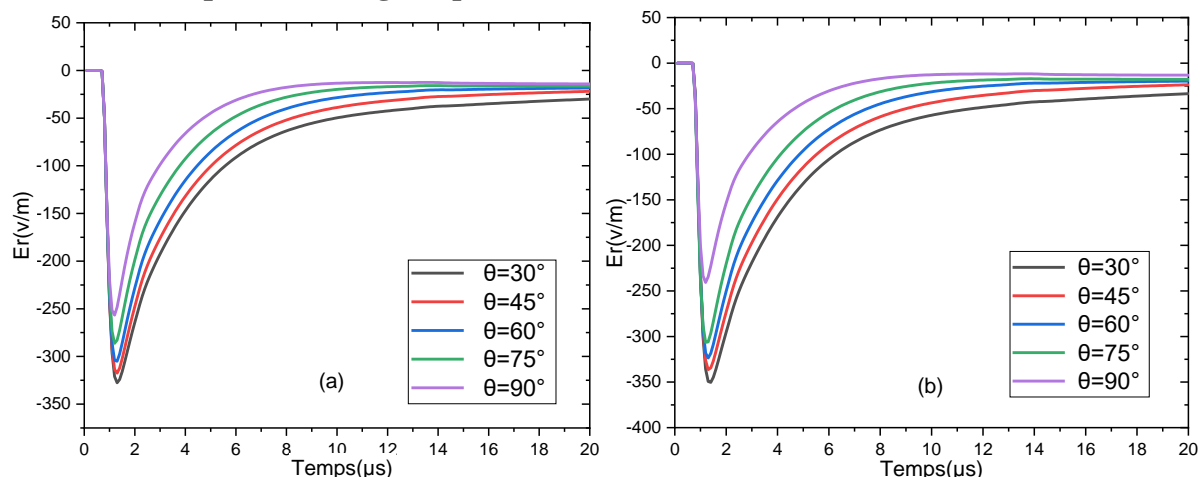


Figure III.11 Le champ électrique horizontal à (a) $r=195$ m, (b) $r=199$ m et $p=2$ m.

La figure (III.11) représente le champ électrique horizontal souterrain pour (a) $r=195$ m, (b) $r=199$ m du canal de la foudre et $p=2$ m, respectivement. On remarque à deux distances que l'angle d'inclinaison sous le sol affecte la composante horizontale du champ électrique. Cet effet est plus important pour (b) $r=199$ m et commence à diminuer pour (a) $r=195$ m.

La figure (III.12) représente le champ électrique vertical souterrain pour (a) $r=195$ m, (b) $r=199$ m du canal de la foudre et $p=2$ m, respectivement. On remarque à deux distances que l'angle d'inclinaison affecte également la composante verticale du champ électrique, bien que son impact soit plus important par rapport à celui sur le champ électrique horizontal. De plus, il est noté que cet effet est plus significatif pour une distance (b) $r=199$ m dans l'océan, et qu'il diminue progressivement lorsque (a) $r=195$ m.

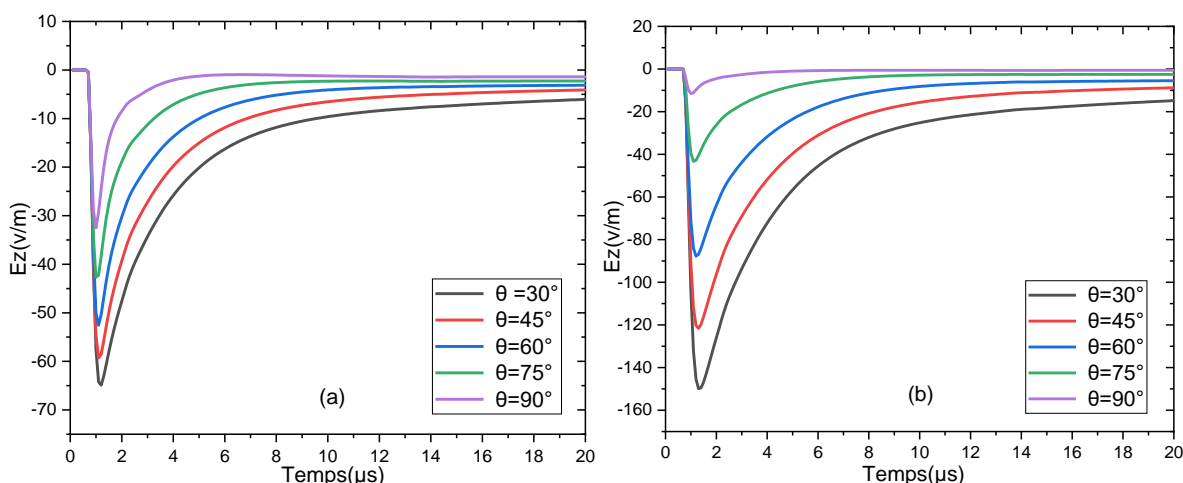


Figure III.12 Le champ électrique vertical à (a) $r=195$ m, (b) $r=199$ m et $p=2$ m.

L'influence de l'angle d'inclinaison sur les composantes horizontale et verticale du champ électrique se traduit par une relation inverse : à mesure que l'angle augmente, l'amplitude du

champ électrique horizontal et vertical diminue.

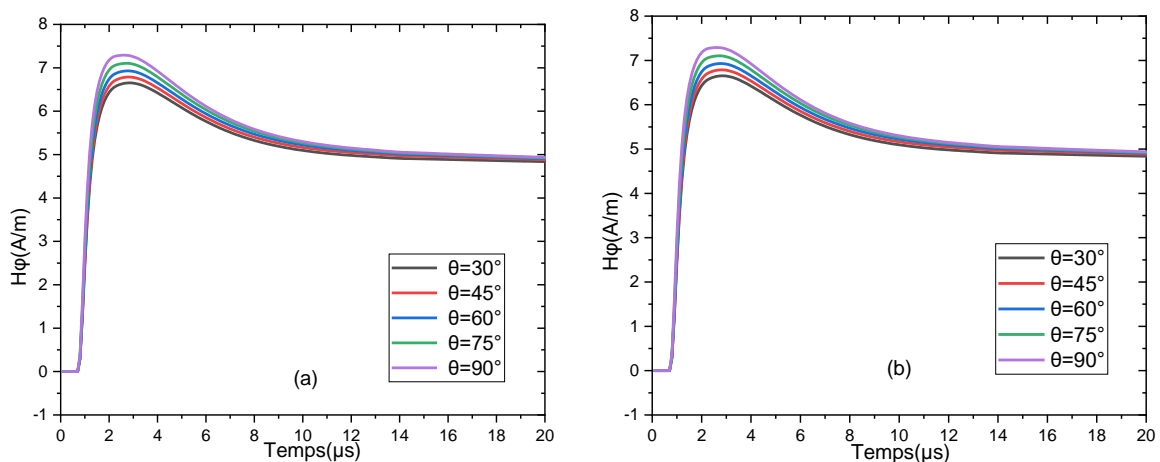


Figure III.13 Le champ magnétique azimutal à (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m et $p = 2$ m.

Figure (III.13) représente le champ magnétique azimutal souterrain pour (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m du canal de la foudre et $p = 2$ m, respectivement. On observe que à deux distances l'angle d'inclinaison affecte légèrement cette composante.

III.2.2.2 Le champ électromagnétique au-dessus du sol

La figure (III.14) représente le champ électrique horizontal au-dessus du sol pour (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m du canal de la foudre et $h = 10$ m, respectivement. On peut voir que l'amplitude de cette composante est plus grande à celle du champ électrique horizontal souterrain. Il est également remarquable que l'effet d'angle d'inclinaison est faible sur le champ électrique horizontal au-dessus du sol.

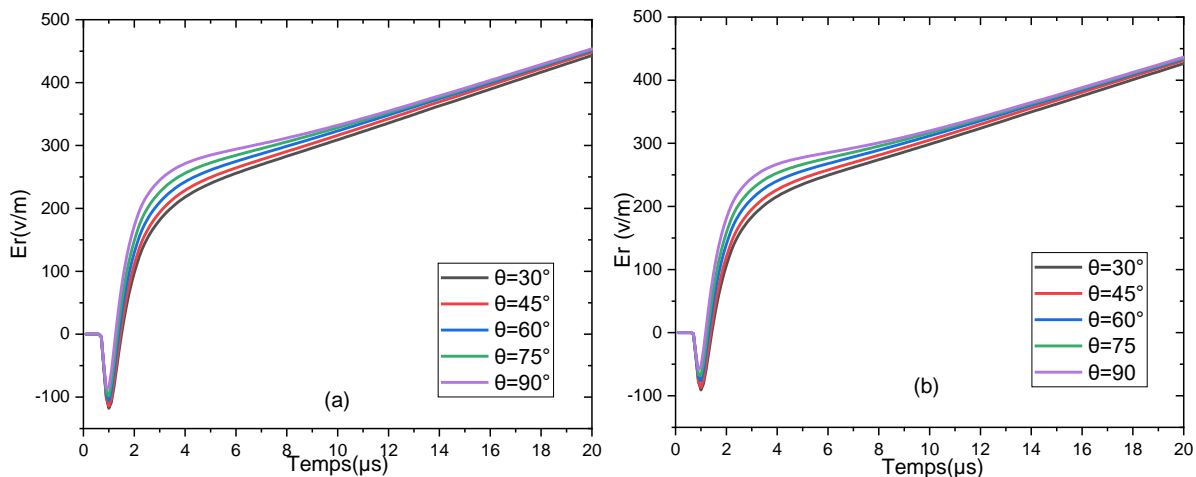


Figure III.14. Le champ électrique horizontal à (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m et $h = 10$ m.

La figure (III.15) représente le champ électrique vertical au-dessus du sol pour (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m du canal de la foudre et $h = 10$ m, respectivement. On remarque que l'amplitude de la composante verticale est plus importante que celle en dessous du sol. L'angle d'inclinaison comme la stratification verticale n'affecte pas cette composante au-dessus du sol, contrairement à ce qui se produit en dessous du sol.

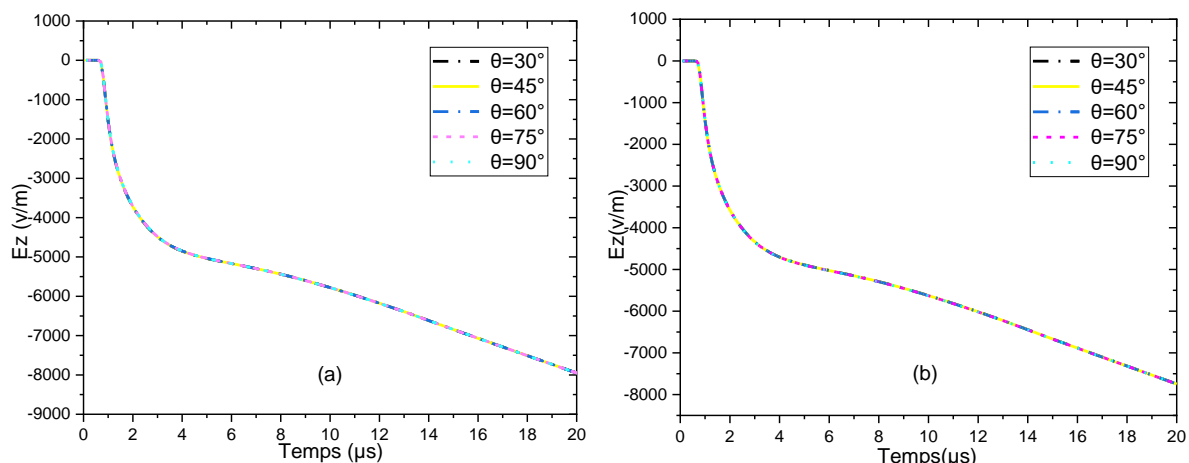


Figure III.15 Le champ électrique vertical à (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m et $h = 10$ m.

La figure (III.16) représente le champ magnétique azimuthal au-dessus du sol, pour (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m du canal de la foudre, respectivement et $h = 10$ m. On voit que comme en dessous du sol, l'angle d'inclinaison et la stratification verticale n'affectent pas le champ magnétique azimuthal au-dessus du sol.

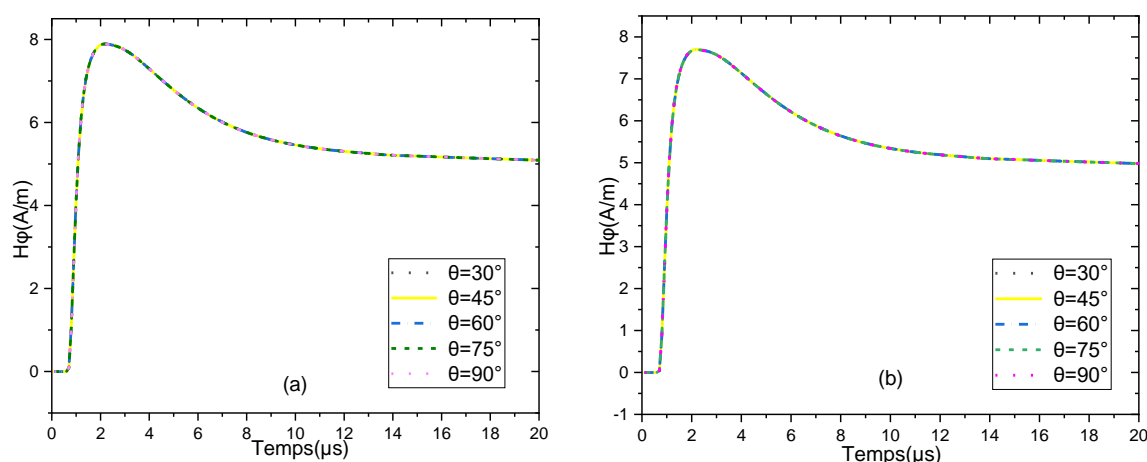


Figure III.16. Le champ magnétique azimuthal à (a) $r = 195$ m, (b) $r = 199$ m et $h = 10$ m.

III.2.3 Coup de foudre initié à la tour CN en présence d'un sol stratifié verticalement avec une inclinaison

Dans cette dernière section de notre thèse, nous étudierons l'influence de la stratification verticale présentant un angle d'inclinaison sur le rayonnement électromagnétique généré par d'interaction d'un coup de foudre avec la tour CN de Toronto, au Canada. Cette tour à 553 m de hauteur, elle se trouve à 500 m du lac Ontario. Nous explorerons divers angles d'inclinaison de l'interface terre-lac ($\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ et 90°). Examinerons les résultats de simulation pour les composantes du champ électrique vertical et horizontal ainsi que du champ magnétique azimuthal, seront présentés pour quatre points d'observation, situés à une distance horizontale $r = 495$ m et $r = 499$ m, à savoir ($dl = 5$ m et 1 m) ; au-dessus du sol avec $h = 10$ m et en dessous du sol avec une profondeur, $p = 2$ m. (Voir la figure III.17).

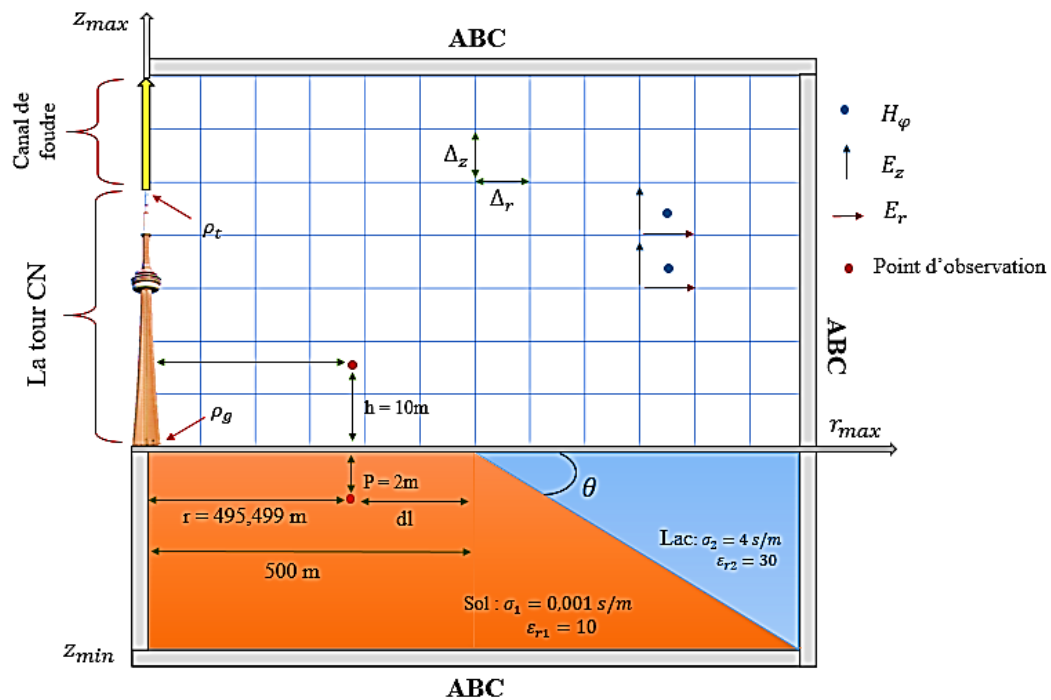


Figure III.17. Géométrie de problème.

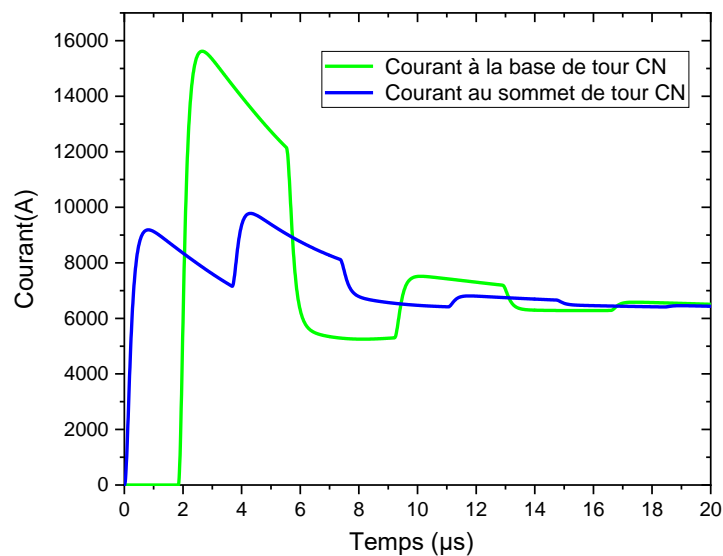


Figure III.18. Courant au sommet et à la base de la tour CN.

Nous avons observé que les résultats obtenus sont identiques à ceux du premier scénario. En effet, la valeur du courant au sommet et la base du canal restent identiques malgré la variation des paramètres électriques et de l'angle d'inclinaison, ce qui indique que ces facteurs n'ont pas d'impact sur le courant à la base et au sommet de la tour.

III.2.3.1. Champ électromagnétique en dessous du sol

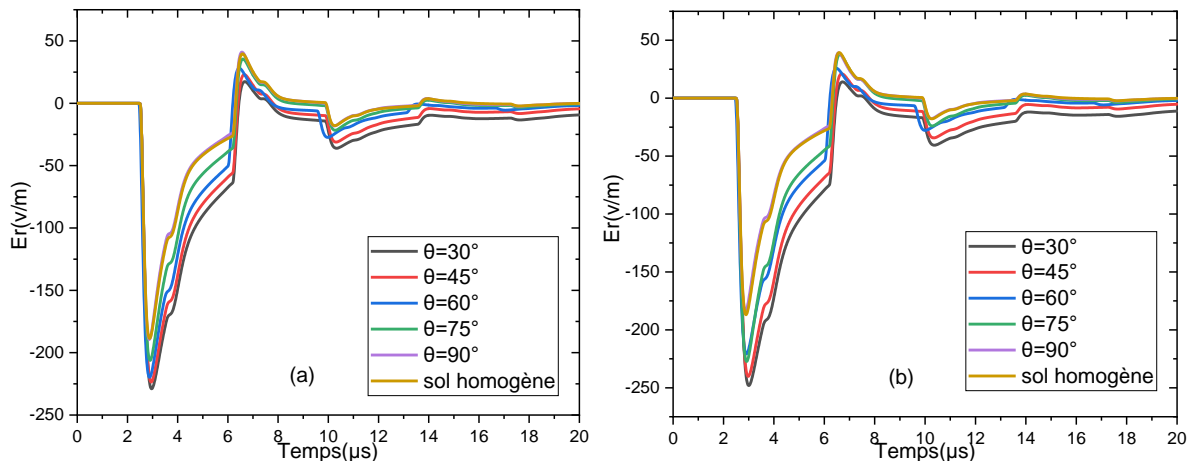


Figure III.19. Le champ électrique horizontal à (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m et $p = 2$ m.

La figure (III.19) représente le champ électrique horizontal souterrain pour (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m de la tour CN et $p = 2$ m, respectivement. On voit que la composante horizontale du champ électrique d'un coup de foudre initié de la tour CN est subtilement influencée par la stratification verticale ainsi que par l'angle de l'interface terre-lac. Pour le point d'observation proche de cette interface ($r = 499$ m, $dl = 1$ m), cet effet est plus important. La valeur maximale de cette composante diminue légèrement avec l'augmentation de la valeur θ .

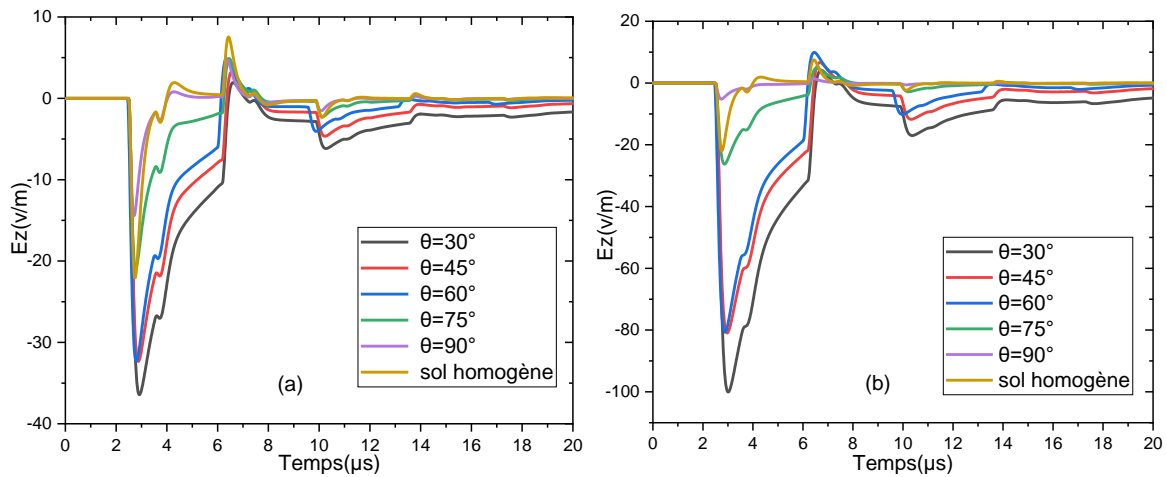


Figure III.20. Le champ électrique vertical à (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m et $p = 2$ m.

La figure (III.20) représente le champ électrique vertical souterrain pour (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m de la tour CN et $p = 2$ m, respectivement. On voit que comme le champ électrique horizontal, la composante verticale est aussi affectée par la stratification verticale et l'angle d'inclinaison. L'effet d'angle d'inclinaison sur la composante verticale du champ électrique est plus important par rapport à son effet sur la composante horizontale (voir fig.III.19 et fig.III.20), et comme sur le champ électrique horizontal chaque fois le point d'observation approche du lac l'effet deviendra plus grand (voir fig.III.20 (a) et (b)). La valeur maximale du champ électrique vertical est inversement proportionnelle avec l'angle d'inclinaison aussi.

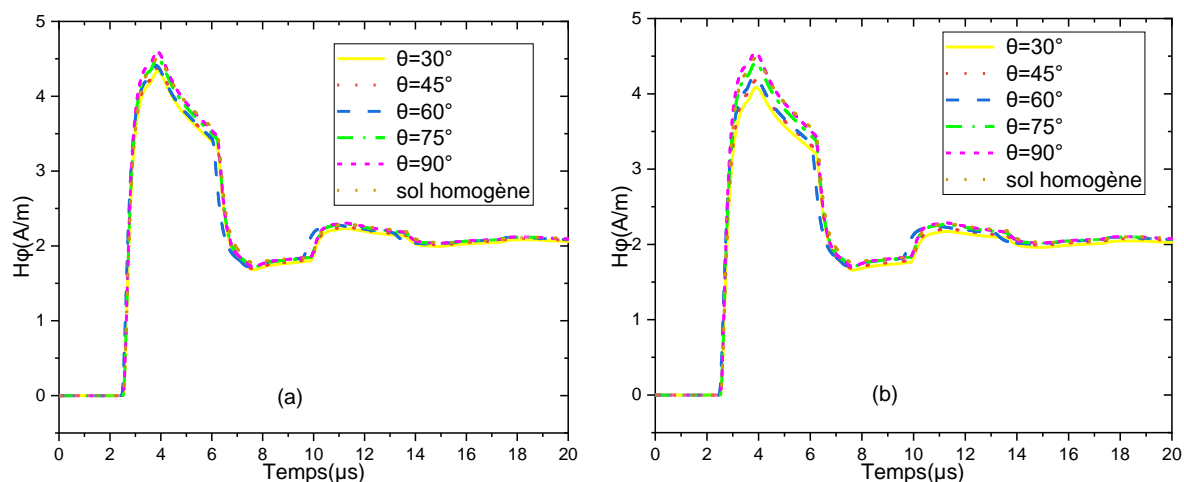


Figure III.21. Le champ magnétique azimuthal à (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m et $p = 2$ m.

La figure (III.21) représente le champ magnétique azimuthal souterrain pour (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m de la tour CN et $p = 2$ m, respectivement. On voit que la composante azimuthale du champ magnétique, n'est pas vraiment affectée ni par la stratification ni par l'angle d'inclinaison.

III.2.3.2 Champ électromagnétique au-dessus du sol :

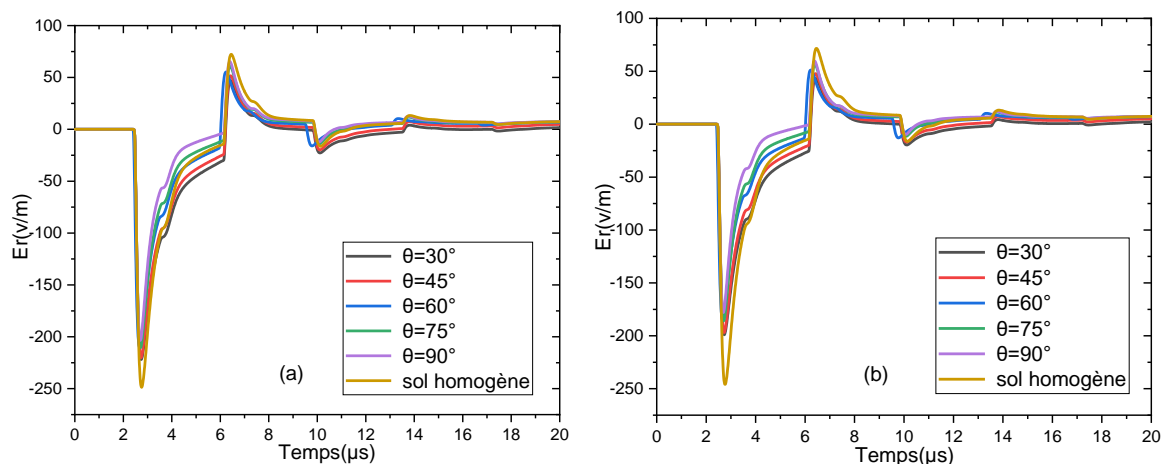


Figure III.22. Le champ électrique horizontal à (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m et $h = 10$ m.

La figure (III.22) représente le champ électrique horizontal au-dessus du sol pour (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m de la tour CN et $h = 10$ m, respectivement. On voit que l'angle d'inclinaison de l'interface terre-lac a une légère influence sur la composante horizontale du champ électrique au-dessus du sol, comparée par le cas en dessous du sol (voir fig.III.19 et fig.III.22).

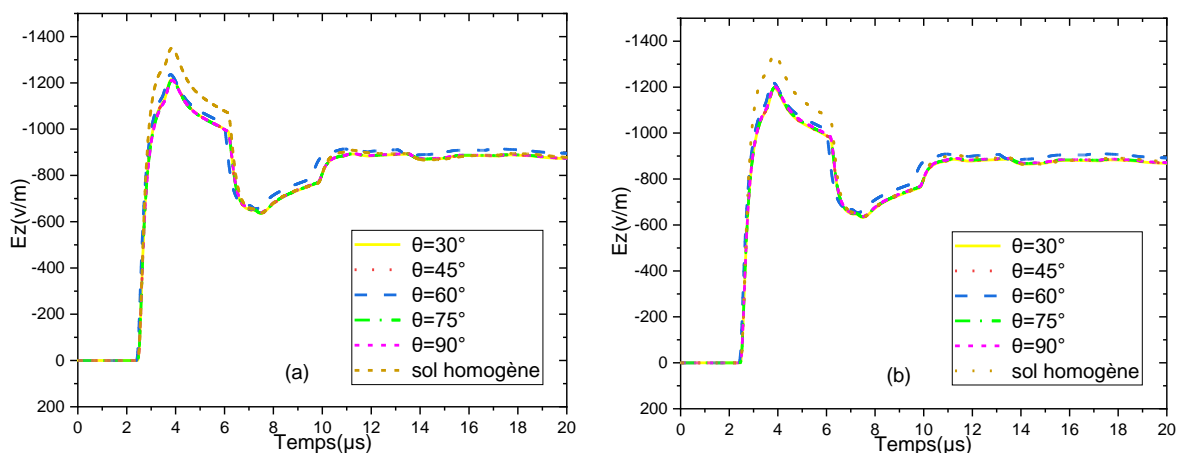


Figure III.23. Le champ électrique vertical à (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m et $h = 10$ m.

La figure (III.23) représente le champ électrique vertical au-dessus du sol pour (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m de la tour CN et $h = 10$ m, respectivement. On voit que le champ électrique vertical est légèrement affecté par la stratification verticale (on compare le cas du sol homogène avec les autres cas sur la fig. III.23). L'effet de l'angle d'inclinaison sur la composante verticale du champ électrique est négligeable.

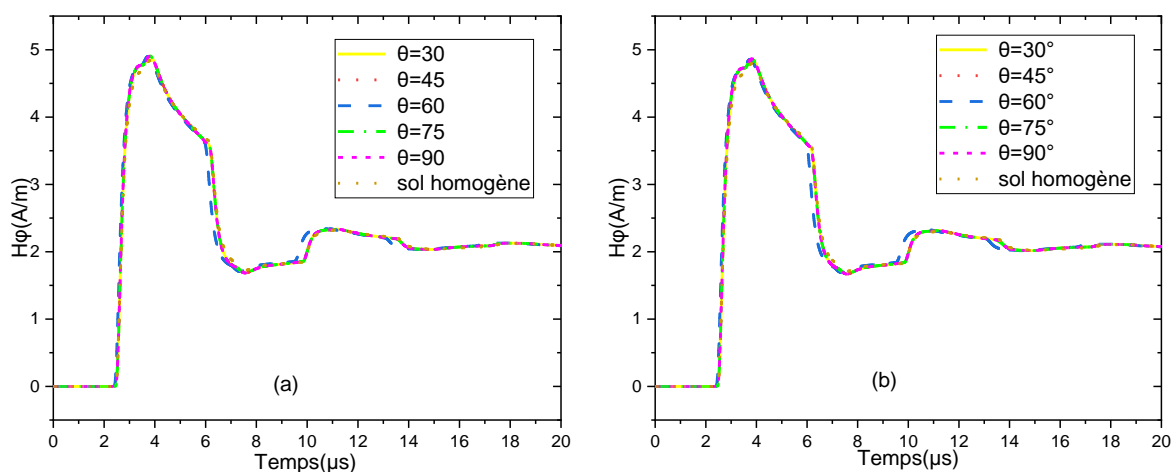


Figure III.24. Le champ magnétique azimutal à (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m et $h = 10$ m.

La figure (III.24) représente le champ magnétique azimutal au-dessus du sol pour (a) $r = 495$ m, (b) $r = 499$ m de la tour CN et $h = 10$ m, respectivement. On voit que le champ magnétique azimutal reste inchangeable malgré la présence de la stratification verticale ou l'angle d'inclinaison. La détermination de cette composante peut être fait par l'ignorance de tout effet de stratification du domaine de propagation.

III.3 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une étude paramétrique approfondie sur le rayonnement électromagnétique de la foudre initiée à la tour CN, d'une hauteur de 553 m. Nous avons analysé l'effet de la stratification verticale du sol en deux couches. Et discuté les champs électromagnétiques générés par la foudre, tant lorsqu'elle est initiée au sol qu'à la tour CN, en présence d'un domaine de propagation mixte terre-océan, et même avec un angle d'inclinaison entre les deux couches. En adoptant des différentes valeurs pour cet angle d'inclinaison (30, 45, 60, 75 et 90 degrés).

Les champs électromagnétiques ont été rigoureusement simulés pour des points d'observation situés à une distance radiale de r variable, et à des distances du lac $dl = 1\text{m}$ et 5m , au-dessus et en dessous du sol. Pour modéliser les composantes du champ électromagnétique, nous avons employé la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Concernant la représentation du courant de foudre le long de la tour et du canal de foudre, nous avons adopté le modèle de Baba et Rakov.

Les résultats montrent que la stratification verticale affecte les composantes du champ électrique, notamment en dessous du sol, et n'affecte pas le champ magnétique. D'autre part, l'angle d'inclinaison d'un domaine de propagation mixte pour un coup de foudre initié au sol ou à une tour, affecte visiblement les deux composantes du champ électrique et n'affecte pas le champ magnétique azimutal, notamment en dessous du sol. Cet effet même devient plus important chaque fois le point d'observation s'approche de la couche la plus conductrice. L'augmentation de la valeur de l'angle d'inclinaison se traduit par une diminution dans l'amplitude des composantes du champ électrique.

Conclusion

générale

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans le cadre général de l'étude de la compatibilité électromagnétique, visant à caractériser le rayonnement électromagnétique de la foudre par des techniques de modélisation et de simulation numérique. Plus précisément, nous nous sommes concentrés sur l'analyse des formes d'ondes du champ électromagnétique émis par la foudre initiée à une tour, ainsi que sur l'étude des formes d'ondes du champ rayonné par la foudre en présence d'un domaine de propagation mixte (terre-océan). Ce domaine est stratifié verticalement en deux couches, avec une inclinaison particulière entre ces dernières. Dans ce travail, nous avons spécifié l'utilisation de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) pour la résolution numérique des équations de Maxwell. En adoptant le modèle de Baba et Rakov pour la modélisation du courant d'arc en retour le long du canal et le long de la tour CN.

Après avoir exposé, dans le premier chapitre, la théorie relative à la physique du phénomène de la foudre ainsi que les diverses observations expérimentales qui s'y rattachent, nous avons entrepris dans un deuxième chapitre une revue exhaustive sur la modélisation du courant de la foudre et les rayonnements électromagnétiques associés. Cette revue avait pour objectif de mettre en lumière les modèles décrivant le courant dans le canal de foudre. Parmi les quatre catégories de ces modèles, une attention particulière a été accordée aux modèles d'ingénieur. Dans ce même chapitre, nous avons également présenté les deux modèles privilégiés par la communauté scientifique pour la modélisation du courant de foudre en présence d'objets élevés. Ceci dans le but de déterminer le champ électromagnétique rayonné par la foudre au-dessus et en dessous d'un sol caractérisé par une conductivité finie ou une stratification verticale.

Le troisième chapitre a été consacré entièrement à la présentation de l'étude paramétrique sur le rayonnement électromagnétique de la foudre. Pour résumer :

- 1) *Pour un coup de foudre initié à la tour CN en présence d'un domaine de propagation mixte (sol-lac) stratifié verticalement :*
 - ✓ En dessous du sol, le champ électrique horizontal est affecté par les paramètres électriques du domaine de propagation, et pas affecté par la stratification verticale au début du temps de simulation. L'amplitude de cette composante est inversement proportionnelle avec la conductivité électrique.
 - ✓ En dessous du sol, le champ électrique vertical est influencé par la conductivité du sol et la stratification verticale, avec une amplitude bipolaire qui diminue avec l'augmentation des paramètres électriques. La présence d'une couche plus conductrice crée une diminution dans l'amplitude de cette composante. Il est noté que cet effet est plus significatif pour la distance la plus proche de la deuxième couche (lac).
 - ✓ En dessous du sol, les paramètres électriques ont un effet sur le magnétique azimutal, mais l'effet de la stratification verticale peut être négligeable pour

cette composante, ou cette composante peut être calculée on adoptant les paramètres électrique de la couche où se trouvent les points d'observation.

- ✓ Au-dessus du sol, le champ électrique horizontal est affecté par les paramètres électrique de domaine de propagation, à chaque fois la conductivité augmente l'amplitude du champ diminue. La stratification verticale, contrairement au cas en dessous du sol, affecte légèrement la composante horizontale du champ électrique, l'ajoute d'une couche plus conductrice à un domaine de propagation avec des faibles paramètres électriques, engendre une diminution dans l'amplitude du champ électrique horizontal.
 - ✓ Au-dessus du sol, la présence d'un domaine de propagation à paramètres élevés provoque une diminution de l'amplitude du champ électrique vertical. Comme la composante horizontale au-dessus du sol, le champ électrique vertical est légèrement affecté par la stratification verticale du domaine de propagation. La présence d'une couche plus conductrice crée une diminution dans l'amplitude de cette composante.
 - ✓ Au-dessus du sol, le champ magnétique azimutal n'est pas affecté par les paramètres électriques du sol et par la stratification verticale.
- 2) *Pour un coup de foudre initié au sol en présence d'un domaine de propagation mixte (sol-océan) avec un angle d'inclinaison :*
- ✓ En dessous du sol, l'angle d'inclinaison affecte la composante horizontale du champ électrique. Cet effet devient plus important chaque fois nous approchons de la deuxième couche (océan).
 - ✓ En dessous du sol, l'angle d'inclinaison affecte également la composante verticale du champ électrique, bien que son impact soit plus important par rapport à celui sur le champ électrique horizontal.
 - ✓ L'influence de l'angle d'inclinaison sur les composantes horizontale et verticale du champ électrique se traduit par une relation inverse : à mesure que l'angle augmente, l'amplitude du champ électrique horizontal et vertical diminue.
 - ✓ En dessous du sol, l'angle d'inclinaison affecte légèrement la composante azimutale.
 - ✓ Au-dessus du sol, l'amplitude de la composante horizontale du champ électrique est plus grande à celle du champ électrique horizontal souterrain. Il est également remarquable que l'effet d'angle d'inclinaison soit faible sur le champ électrique horizontal au-dessus du sol.
 - ✓ Au-dessus du sol, l'amplitude de la composante verticale du champ électrique est plus importante que celle en dessous du sol. L'angle d'inclinaison comme la stratification verticale n'affecte pas cette composante au-dessus du sol, contrairement à ce qui se produit en dessous du sol.
 - ✓ Au-dessus du sol, comme en dessous du sol, l'angle d'inclinaison et la stratification verticale n'affectent pas le champ magnétique azimutal.

3) *Pour un coup de foudre initié à la tour CN en présence d'un sol stratifié verticalement avec une inclinaison :*

- ✓ En dessous du sol, la composante horizontale du champ électrique est subtilement influencée par la stratification verticale ainsi que par l'angle de l'interface terre-lac. Pour le point d'observation proche de cette interface, cet effet est plus important. La valeur maximale de cette composante diminue légèrement avec l'augmentation de la valeur θ .
- ✓ En dessous du sol, comme le champ électrique horizontal, la composante verticale est aussi affectée par la stratification verticale et l'angle d'inclinaison. L'effet d'angle d'inclinaison sur la composante verticale du champ électrique est plus important par rapport à son effet sur la composante horizontale, et comme sur le champ électrique horizontal chaque fois le point d'observation approche du lac l'effet deviendra plus grand. La valeur maximale du champ électrique vertical est inversement proportionnelle avec l'angle d'inclinaison aussi.
- ✓ En dessous du sol, la composante azimutale du champ magnétique, n'est pas vraiment affectée ni par la stratification ni par l'angle d'inclinaison.
- ✓ Au-dessus du sol, l'angle d'inclinaison de l'interface terre-lac a une légère influence sur la composante horizontale du champ électrique au-dessus du sol, comparée par le cas en dessous du sol.
- ✓ Au-dessus du sol, le champ électrique vertical est légèrement affecté par la stratification verticale. L'effet de l'angle d'inclinaison sur la composante verticale du champ électrique est négligeable.
- ✓ Au-dessus du sol, le champ magnétique azimutal reste inchangeable malgré la présence de la stratification verticale ou l'angle d'inclinaison. La détermination de cette composante peut être fait par l'ignorance de tout effet de stratification du domaine de propagation.

- [1] www.meteolafleche.com/originefoudre.html (visité le 25/02/2024).
- [2] M. A. Uman, "The Art and Science of Lightning Protection". New York, Cambridge Univ. Press, 2008.
- [3] V. A. Rakov, "Fundamentals of Lightning", Cambridge, U.K.: Cambridge Univ. Press, 2016.
- [4] Mr. OMARI Mohamed «Étude de l'environnement électromagnétique de la foudre» thèse de doctorat, Université Ibn Khaldoun-Tiaret 2018.
- [5] F. Rachidi « La foudre et ses effets électromagnétiques". Eté 2004.
- [6] F. Rachidi « effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes de transmission aériennes : Modélisation et simulation », thèse N° 974 (1991), Ecole Polytechnique Fédéral de Lausanne, Suisse.
- [7] K. Arzag « Calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre à l'aide de la méthode FDTD en 3D », thèse doctorat 2017, USTO-MB, Oran, Algérie.
- [8] D. Orzan « Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de ligne multifilaires » Thèse doctorat es science, EPFL, Lausanne, Suisse, 1998.
- [9] Uman, M. A., "The lightning discharge", 377 pp., Academic Press, London, UK. 1987.
- [10] Henni Khadîdja, Nedjadi Amel « Étude du couplage du champ électromagnétique généré par un coup de foudre avec les lignes aériennes par la méthode 3D-FDTD » thèse de master Université D r. Tahar Moulay de Saïda 2021.
- [11] A. Lotfi « calcul du champ électromagnétique de foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement et d'une tour élevée » Mémoire de magister Université des Sciences et de technologie d'ORAN, 2010.
- [12] V. A. Rakov et M. A. Uman « Lightning physics and affects », Cambridge University Press, 2003.
- [13] S. Rathoin « Contribution à la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre et à sa modélisation en vue du couplage sur les câbles », Thèse Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, France, 1993.
- [14] 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
- [15] Joseph R. Dwyer, Martin A. Uman, "The physics of lightning". Science Direct. Physics Reports 534 (2014) 147–241.
- [16] V. A. Rakov, M. A. Uman, K. J. Rambo, M. I. Fernandez, R. J. Fisher, G. H. Schnetzer, R. Thottappillil, A. Eybert-Berard, J. P. Berlandis, P. Lalande, A. Bonamy, P. Laroche, and A. Bondiou-Clergerie, "New insights into lightning processes gained from triggered-lightning experiments in Florida and Alabama," J. Geophys. Res., vol. 103, pp. 14117– 14130, 1998.
- [17] Hussein, A.M., W. Janischewskyj, J.S. Chang, V. Shostak, W.A. Chisholm, P. Dzurevych, and Z.I. Kawasaki, "Simultaneous measurement of lightning parameters for strokes to the Toronto Canadian National Tower", Journal of Geophysical Research, 100 (D5), 8853-61, 1995.
- [18] Janischewskyj, W., A.M. Hussein, V. Shostak, I. Rusan, J.X. Li, and J.S. Chang, "Statistics of lightning strikes to the Toronto Canadian National Tower (1978-1995)", IEEE Transactions on Power Delivery, 12 (3)), 1210-1221, 1997.
- [19] Hussein, A., W. Janischewskyj, M. Milewski, V. Shostak, J.S. Chang, and W.A. Chisholm, "Return stroke current waveform parameters of lightning to the CN Tower (1992-2001)", in 26thICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 161-166, Cracow, Poland, 2002.
- [20] Y. T Lin., M. A. Uman, J. A. Tiller, R. D. Brantley, W. H. Beasley, E. P. Krider, and C. D. Weidman, "Characterization of lightning return stroke electric and magnetic

- fields from simultaneous two station measurements", *Journal of Geophysical Research*, 84 (C10), pp. 6307-6314, 1979.
- [21] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz et C. Mazzetti, "Lightning Return Stroke Current Modelés With Specified Channel-Base Current : A Review and Comparison", *Journal Of Geophysical Research*, Vol. 95, No. D12, Pages 20,395-20,408, November 20, 1990.
- [22] M. Chehada « Couplage électromagnétique d'une onde de foudre avec une ligne de transport d'énergie », Mémoire de Master, Université d'Oum El Bouaghi, Algérie, 2015.
- [23] Benoît de Metz-Noblat, [«la foudre est les instalations electriques Ht » Cahier Technique Merlin Gerin n° 168 / p.2 (1993, édition juillet). n° 168.
- [24] E. Petrache « Lightning electromagnetic coupling to overhead transmission line networks and buried cables » Thèse doctorat es science, EPFL, Lausanne, Suisse, 2004.
- [25] V. A. Rakov, and M. A. Uman, "Review and evaluation of lightning return stroke models including somme aspect of théier application", *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, Vol. 40, n. 4, Nov. 1998, pp. 403 – 426.
- [26] V. Cooray « lightning electromagnetic », *IET, Power Energy series* 62, 2012.
- [27] 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.
- [28] F. Heidler, "Traveling current source model for LEMP calculation", 6th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, pp. 157-162, Zurich, Switzerland, 1985.
- [29] K. Berger, B. Anderson, and H. Kroninger, " Parameters of lightning flashes", *Electra*. No ., 41, 23-37, 1975.
- [30] F. Rachidi, W. Janischewskyj, A. M. Hussein, C. A. Nucci, S. Guerrieri, B. Kordi, and J. S. Chang, "Current and electromagnetic field associated with lightning return strokes to tall towers," *IEEE Trans. Electromagn. Compat*, vol. 43, no. 3, pp. 356–367, Aug. 2001.
- [31] F. Rachidi, Modeling lightning return strokes to tall structures : A review, *Journal of Lightning Research*, Vol. 1, pp 16 -31, 2007.
- [32] F. Rachidi, V. A. Rakov, C. A. Nucci, and J. L. Bermudez, "The effect of verticallyextended strike object on the distribution of current along the lightning channel," *J. Geophys. Res.*, vol. 107, 4699, 2002.
- [33] Y. Baba, M. Ishii, Numerical electromagnetic field analysis of lightning current in tall structures, *IEEE Tran. On power delivery*, Vol. 16, No. 2, pp. 324-328, April 2001.
- [34] D. Pavanello, F. Rachidi, V. A. Rakov, C. A. Nucci, and J. L. Bermudez "Return stroke current profiles and electromagnetic fields associated with lightning strikes to tall towers : Comparison of engineering models", *J. Electrostat.*,65 (2007) 316-321.
- [35] K. S. Yee, « Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media », *IEEE Trans Antennas Propagate*, vol. 14, p. 302-307, 1966.
- [36] G. Mur, « Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations », *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 23, no 4, p. 377-382, 1981.
- [37] G. Zheng, A. A. Kishk, A. W. Glisson, and A. B. Yakovlev « Implementation of MUR'S absorbing boundaries with periodic structures to speed up the design process using finitedifference time-domain method » *Progress in Electromagnetics Research*, *PIER* 58, 101–114, 2006.

- [38] 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.
- [39] Baghli Houria, « calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre à l’aide du modèle du courant de foudre de type électromagnétique AT ». Thèse de doctorant Université des Science et de la technologie d’Oran Mohamed Boudiaf.2011.
- [40] C. Yang and B. Zhou, “Calculation Methods of electromagnetic fields very close to lightning,” IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 46, no. 1, pp. 133–141, Feb. 2004.