

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

Domaine : Sciences et Technologie

Filière Electrotechnique

Spécialité Réseaux Electriques

Thème

**Influence de la teneur en eau et la porosité du sol
sur les champs électromagnétiques de la foudre**

Présenter par : Mehalli Aya Wissem et Mahiout Ikram

Devant les jurys

<i>Nom et prénom</i>	<i>Garde</i>	
BEKAOUAL Yamina	MAA	Présidente
HABRI Khaled	MAA	Examineur
BEDOUI Massouda	MCB	Examineur
OMARI Mohamed	MCB	Encadrant
MIMOUNI Abdenbi	Pr	Co-encadrant

Année universitaire 2024/2025

REMERCIEMENT

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.

Ce mémoire marque la fin d'un parcours, mais aussi l'aboutissement de plusieurs mois de travail, d'efforts, de doutes parfois, et de belles découvertes. A ce titre, nous souhaitons remercier toutes les personnes qui ont, chacune à leur manière, contribué à cette aventure.

*Avant tout, nous tenons à adresser nos sincères remerciements à notre encadrant Monsieur **Omari Mohamed** et notre Co-encadrant Monsieur **Mimouni Abdenbi**, pour son encadrement bienveillant, sa patience, ses conseils éclairés, et surtout pour nous avoir accordé sa confiance tout au long de ce travail. Ses remarques pertinentes et son accompagnement nous avons permis de progresser et de structurer nos idées avec clarté.*

Nous remercions également tous les enseignants et intervenants rencontrés durant notre cursus pour la richesse de leurs enseignements et leurs engagements. Grâce à eux, on a pu élargir nos connaissances et forger un esprit critique.

*Merci à **Université Ibn Khaldoun Tiarét** pour avoir mis à notre disposition les moyens nécessaires à la réalisation de ce travail, ainsi qu'aux personnes qu'on a rencontrées, pour leurs accueils chaleureux et leurs aide précieux.*

On ne pourrait oublier de remercier nos amis qui ont su nous écouter, nous motiver et nous faire rire même pendant les périodes les plus chargées. Merci pour votre présence, vos messages à point nommé, vos relectures et surtout votre amitié.

Enfin, un merci du fond du cœur à nos familles, véritables piliers tout au long de nos parcours. Merci pour votre soutien indéfectible, vos encouragements constants, et votre confiance en nos capacités.

Sans vous rien n'aurait été possible.

Dédicace

Par la grâce d'Allah, ce travail arrive à son terme, et c'est avec une profonde gratitude que je le dédie à ceux qui me sont chers.

Je dédie ce mémoire, avant tout, à mes chers grands-parents, qui occupent une place immense et irremplaçable dans mon cœur. Leur amour, leurs prières et leur sagesse ont toujours été pour moi un repère et une source inestimable de force et de sérénité. Que Dieu leur accorde longue vie, santé et bonheur.

À mes précieux parents, piliers de ma vie, dont les sacrifices, le soutien inconditionnel et l'amour sincère m'ont permis de franchir les étapes de ce parcours avec confiance et courage.

À la mémoire de mon oncle défunt, qu'Allah l'accueille dans Son vaste Paradis. Ton souvenir vit en moi et continue de m'inspirer.

À mes adorables sœurs, complices de toujours, pour leur tendresse, leur soutien et leur présence rassurante.

Et à mes tendres tantes, pour leur affection et leurs prières précieuses qui m'ont accompagné tout au long de mon chemin.

Que ce travail soit un humble témoignage de mon amour et de ma reconnaissance éternelle envers vous tous.

Mehalli Aya Wissem

Dédicace

Je dédie ce mémoire à ceux qui occupent une place unique et irremplaçable dans mon cœur.

À mes parents, qui sont le souffle même de ma vie. Aucun mot ne saurait exprimer toute la reconnaissance que je ressens envers vous. Vous avez été mes premiers modèles, mes premiers enseignants, mes premiers soutiens. Dans le silence de vos sacrifices, dans la discrétion de vos efforts, j'ai puisé la force d'avancer. Votre amour inconditionnel, votre patience inépuisable et votre foi en moi m'ont porté dans les moments de doute, guidé dans les moments de fatigue, et réconforté dans les instants d'échec. Ce travail est aussi le vôtre.

À mes frères et sœurs, compagnons de vie et de cœur, merci pour votre présence rassurante, vos encouragements sincères, vos petites attentions quotidiennes et vos silences pleins de sens. Vous avez été des repères stables, des soutiens discrets mais constants, et je vous suis infiniment reconnaissante pour tout l'amour et la solidarité que vous m'avez offerts.

À mes amis, qui ont su égayer mes journées et alléger le poids de ce parcours. Merci pour vos paroles réconfortantes, votre écoute, vos sourires et votre patience. Dans les moments d'épuisement, vous avez su m'apporter la joie, la motivation et cette étincelle d'espoir dont j'avais besoin pour continuer.

Ce travail est le fruit de tous ces apports, et je vous le dédie avec respect et gratitude.

Mahiouat Ikram

المخلص

يتناول هذا البحث دراسة الحقول الكهرومغناطيسية الناتجة عن ضربات الصواعق، مع التركيز على تأثير خصائص التربة. تم لمحاكاة عدة أنواع من التربة: متجانسة، وطبقية، وأخرى ذات موصلية باستخدام طريقة الفروقات المحدودة في المجال الزمني (FDTD) متغيرة تدريجيًا مع العمق. أظهرت النتائج أن تأثير التربة يكون ضعيفًا في المسافات القريبة من قناة الصاعقة، لكنه يزداد بشكل ملحوظ في المسافات المتوسطة والبعيدة. يتأثر المجال الكهربائي الأفقي بشكل كبير، بينما يكون تأثير المجال الكهربائي العمودي متوسطًا، ويظل المجال المغناطيسي مستقرًا نسبيًا في أغلب الحالات. كما بينت الدراسة أن التغير التدريجي في خصائص التربة يؤثر على شكل المجال الزمني. ومعدل تلاشييه بطريقة تختلف عن تأثير التربة الطبقة. تساهم هذه النتائج في تحسين نماذج الحماية وزيادة دقة التنبؤ بآثار ضربات الصواعق.

الكلمات المفتاحية: الصاعقة، المجال الكهرومغناطيسي، المجال الكهربائي العمودي، التربة الطبقة، الموصلية المتغيرة مع العمق، طريقة

المحاكاة FDTD

Résumé

Ce mémoire étudie l'influence des propriétés électriques du sol, en particulier sa stratification et la variation de ses paramètres électriques avec la profondeur, sur la propagation des champs électromagnétiques générés par la foudre. À l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), plusieurs scénarios de sols ont été simulés : homogène, stratifié, et avec des conductivités variables en fonction de la profondeur. Les résultats montrent que le sol a peu d'effet à courte distance, mais son influence devient notable à moyenne et grande distance. Le champ électrique horizontal est fortement affecté, le champ électrique vertical est modérément influencé, et le champ magnétique reste globalement stable. L'étude révèle également que la variation progressive des propriétés du sol avec la profondeur modifie le taux d'atténuation et la forme temporelle des champs de manière différente par rapport aux sols stratifiés. Ces résultats sont utiles pour affiner la modélisation des effets de la foudre et optimiser la protection des infrastructures sensibles.

Mots-clés : Foudre, champ électromagnétique, champ électrique vertical, sol stratifié, méthode FDTD, simulation numérique, atténuation

Abstract

This thesis investigates the effect of soil electrical properties, particularly its stratification and the variation of electrical parameters with depth, on the propagation of electromagnetic fields generated by lightning. The Finite-Difference Time-Domain (FDTD) method was used to simulate several soil configurations: homogeneous, stratified, and with depth-dependent conductivity profiles. Results show that soil influence is negligible at short range but becomes significant at medium and long distances. The horizontal electric field is strongly affected, the vertical electric field is moderately influenced, and the magnetic field remains relatively stable. The study also shows that gradual variation of soil properties with depth affects the attenuation rate and temporal shape of the fields differently compared to distinctly stratified soils. These findings are valuable for refining lightning effect modeling and improving infrastructure protection strategies.

Keywords: Lightning, electromagnetic field, vertical electric field, stratified soil, FDTD method, numerical simulation, attenuation.

Tables des matières

Listes des figures

Listes des tableaux

Listes des abréviations

Table des matières

<i>INTRODUCTION GÉNÉRALE</i>	0
<i>1. Introduction Générale</i>	1
CHAPITRE I : GÉNÉRALITÉ SUR LA FOUDRE	3
<i>1. INTRODUCTION :</i>	3
<i>2. Etat de l'art :</i>	3
<i>3. Phénomène de foudre</i>	4
<i>4. Formation de l'orage :</i>	4
<i>5. Types de décharge foudre :</i>	5
<i>6. Types de coup de foudre nuage-sol :</i>	5
<i>6.1. Coup de foudre descendant négatif :</i>	5
<i>6.2. Coup de foudre descendant positif :</i>	6
<i>6.3. Coup de foudre ascendant négatif :</i>	6
<i>6.4. Coup de foudre ascendant positif :</i>	6
<i>7. Observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques associés :</i>	8
<i>7.1. Courant d'arc en retour à la base du canal de foudre :</i>	8
<i>7.1.1. Déclenchement artificiel de la foudre :</i>	9
<i>8. Données obtenues par l'utilisation des petites tours élevées (moins de 100m) :</i>	10
<i>9. Données obtenues par l'utilisation des tours élevées (plus de 100m) :</i>	11
<i>9.1. Campagne de mesures menée à Moscou :</i>	11
<i>9.2. Campagne de mesures menée à Toronto-Canada :</i>	12
<i>9.3. Campagne de mesures menée en Allemagne :</i>	13
<i>9.4. Campagne de mesures menée à New York, USA :</i>	14

10.	<i>Vitesse de l'arc en retour :</i>	15
11.	<i>Caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre :</i>	15
12.	<i>Impacts de la foudre :</i>	17
12.1.	<i>Effets thermiques :</i>	17
12.2.	<i>Effets électriques :</i>	18
12.3.	<i>Effets électrochimiques :</i>	18
12.4.	<i>Effets électromagnétiques :</i>	18
13.	<i>Protection contre la foudre :</i>	18
13.1.	<i>Eclateurs</i>	18
13.2.	<i>Paratonnerre</i>	18
13.3.	<i>Parafoudre</i>	18
13.4.	<i>Câbles de garde</i>	19
13.5.	<i>Mise à la terre</i>	19
14.	<i>Conclusion :</i>	19
CHAPITRE II : MODÉLISATION DU COURANT DE L'ARC EN RETOUR DE LA FOUDRE		20
1.	<i>Introduction :</i>	20
2.	<i>Modélisation du courant de l'arc en retour :</i>	20
2.1.	<i>Classification des modèles du courant de l'arc en retour :</i>	20
a.	<i>Les modèles « physiques » :</i>	21
b.	<i>Les modèles « électromagnétiques » :</i>	21
c.	<i>Modèles dit « modèles RLC » :</i>	21
d.	<i>Modèles dit « d'ingénieurs » :</i>	21
3.	<i>Les modèles d'ingénieur :</i>	22
3.1.	<i>Le modèle de Bruce et Golde (BG) :</i>	22
3.2.	<i>Le modèle de source de courant mobile (TCS) :</i>	23
3.3.	<i>Modèle Ligne de Transmission TL (Transmission Line) :</i>	24
3.4.	<i>Modèles de ligne de transmission modifiés (MTL) :</i>	24
A.	<i>Modèles de lignes de transmission modifiées avec atténuation linéaire (MTLL) :</i>	24

B. <i>Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance exponentielle (MTLE)</i>	25
3.3. <i>Le modèle de Diendorfer et Uman (DU)</i> :.....	26
4. <i>Généralisation des modèles d'ingénieur</i> :.....	27
5. <i>Courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre</i> :.....	27
5.3. <i>Le modèle bi-exponentiel</i> :.....	27
5.4. <i>Fonction d'Heidler</i> :.....	28
5.5. <i>Modèle hybride</i> :.....	30
6. <i>Validité des modèles d'ingénieur du courant de l'arc en retour</i> :.....	31
7. <i>Conclusion</i> :.....	34
CHAPITRE III : MODÉLISATION DES RAYONNEMENTS ÉLECTROMAGNÉTIQUES DE LA FOUDRE PAR FDTD	35
1. <i>Introduction</i> :.....	35
2. <i>Introduction aux méthodes numériques en électromagnétisme</i> :.....	35
2.1. <i>Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)</i> :.....	36
2.2. <i>Méthode des différences finies dans le domaine fréquentiel (FDFD)</i> :.....	36
2.3. <i>Méthode des éléments finis (FEM)</i> :.....	36
2.4. <i>Méthode des moments (MoM)</i> :.....	36
2.5. <i>Méthode de lancer de rayon (ray tracing)</i> :.....	36
3. <i>La méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD)</i>	37
3.1. <i>Présentation de la méthode FDTD</i> :.....	37
3.2. <i>L'algorithme de Yee [50]</i> :.....	37
3.3. <i>Principe de base de la méthode FDTD</i> :.....	38
4. <i>Conditions aux limites absorbantes (absorbing bondary condition)</i> :.....	40
5. <i>Application de la méthode FDTD pour le calcul de champ électromagnétique de la foudre</i> :.....	42
5.1. <i>Influence du sol stratifié sur le champ électromagnétique de la foudre</i> :.....	42
5.2. <i>Champ électrique horizontal E_r</i> :.....	45
V3. <i>Champ électrique vertical E_z</i> :.....	Error! Bookmark not defined.
5.4. <i>Champ magnétique azimutal H_ϕ</i> :.....	55

6. Conclusion :	59
I. Introduction	61
II. Propriétés électriques influençant la propagation des ondes	61
III. Formulation analytique de la conductivité stratifiée du sol	61
IV. Résultats et analyses	65
4.1. Résultats de simulation du champ électrique horizontal E_r	65
4.1.1. Le champ électrique horizontal en-dessous du sol ($r=50m$) :	65
4.1.2. Le champ électrique horizontal au-dessus du sol ($r=50m$):	66
4.1.3. Le champ électrique horizontal en-dessous du sol ($r=5km$) :	66
4.2.1 Le champ électrique vertical en-dessous du sol ($r=50m$) :	67
4.2.2 Le champ électrique vertical au-dessus du sol ($r=50m$):	68
4.2.3 Le champ électrique vertical en-dessous du sol ($r=5km$) :	68
4.2. Résultats de simulation du champ magnétique azimutal H_ϕ	70
4.3.1 Le champ magnétique azimutal en-dessous du sol ($r=50m$) :	70
4.3.3 Le champ magnétique azimutal en-dessous du sol ($r=5km$) :	71
4.3.4 Le champ magnétique azimutal au-dessus du sol ($r=5km$) :	71
CONCLUSION GÉNÉRALE	73

Listes des figures

Figure I.1 Décharge électrique.....	4
Figure I. 2: Indication illustrative de la distribution de la charge électrique à l'intérieur et autour d'un nuage orageux.	5
Figure I.3: Descendant négatif	5
Figure I.4: Descendant positif	6
Figure I.5: Ascendant négatif	6
Figure I.6: Ascendant positif	7
Figure I.7: Processus d'une décharge négative nuage-sol	8
Figure I.8: Lanceurs et fusées utilisés lors d'un déclenchement artificiel de la foudre.....	9
Figure I.9 : Séquence d'événements d'un déclenchement artificiel de foudre.	10
Figure I.10 : Formes d'ondes normalisées du courant d'arc en retour typique	11
Figure I.11 : Courants d'arcs en retour typiques d'une décharge négative ascendante enregistrés au sommet (533 m), au milieu (272 m) et à la base (47 m) de la tour de 540 m de hauteur à Moscou	12
Figure I.12 : Mesure du courant de l'arc en retour à l'aide de la tour CN au Canada	13
Figure I.13 : Courant d'arc en retour observé à (a) 509m et (b) à 474 m de la tour CN à Toronto.	13
Figure I.14 : (a) Tour de Peissenberg et (b) courant de foudre enregistré au sommet et à la base de la tour de Peissenberg (adapté d'Heidler).	14
Figure I.15 : Empire State Building	15
Figure I.16 : 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	16
Figure I.17 : 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
Figure 18 : <i>Champ magnétique azimuthal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=50m$ $p=1$, $C_2=10m$.</i>	55
Figure II.1: La distribution spatio-temporelle du courant pour le modèle (BG)	22
Figure II.2 : La distribution spatio-temporelle du courant pour le modèle (TCS)	23
Figure II.3 : La distribution spatio-temporelle du courant pour le modèle (Transmission Line).	24
Figure II 4 : La distribution spatio-temporelle du courant pour le modèle MTLL	25
Figure II.5 : La distribution spatio-temporelle du courant pour le modèle (MTLE)	26
Figure II 6 : Premier arc et l'arc en retour subséquent à la base du canal.	30
Figure II 7 : Courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride.	31
Figure III 1: La cellule de Yee en 3D et en coordonnées cartésiennes.	38

Figure III 2: La cellule de Yee en 3D et en coordonnées cartésiennes.	38
Figure III 3: Principe de la discrétisation temporelle	39
Figure III 4: Domaine de calcul en (2D) avec un système à coordonnées cylindriques.	39
Figure III 5: Maillage FDTD-2D coordonnées cylindrique.....	41
Figure III 6: Les géométries du sol adoptées dans la simulation.	43
Figure III 7: Géométrie de problème pour un sol stratifié.	44
Figure III 8: Champ électrique horizontal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=50m$, $p=1$, $C_1=2m$	45
Figure III 9: Champ électrique horizontal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=50m$, $p=1$, $C_2=10m$	46
Figure III 10: Champ électrique horizontal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=50m$, $h=10m$, $C_1=2m$	47
Figure III 11: Champ électrique horizontal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=50m$, $h=10m$, $C_2=10m$	47
Figure III 12: Champ électrique horizontal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=1k$, $p=1$, $C_1=2m$	48
Figure III 13: Champ électrique horizontal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=1k$, $p=1$, $C_2=10m$	48
Figure III 14: Champ électrique horizontal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=1k$, $h=10m$, $C_1=2m$	49
Figure III 15 : Champ électrique horizontal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=1k$, $h=10m$, $C_2=10m$	49
Figure III 16: Champ électrique vertical de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=50m$, $p=1$, $C_1=2m$	Error! Bookmark not defined.
Figure III 17: <i>Champ électrique vertical de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=50m$, $p=1$, $C_2=10m$.</i>	51
Figure III 18: Champ électrique vertical de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=50m$, $h=10m$, $C_1=2m$	52
Figure III 19: Champ électrique vertical de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=50m$, $h=10m$, $C_2=10m$	52
Figure III 20: Champ électrique vertical de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=1km$, $p=1$, $C_1=2m$	53
Figure III 21: Champ électrique vertical de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=1km$, $p=1$, $C_2=10m$	53
Figure III 22: Champ électrique vertical de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=1km$, $h=10m$, $C_1=2m$	54
Figure III 23: Champ électrique vertical de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=1km$, $h=10m$, $C_2=10m$	54

Figure III 24: Champ magnétique azimuthal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=50m$ $p=1$, $C_1=2m$	55
Figure III 25: Champ magnétique azimuthal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=50m$ $h=10m$, $C_1=2m$	56
Figure III 26: <i>Champ magnétique azimuthal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=50m$ $h=10m$, $C_2=10m$.</i>	56
Figure III 27: Champ magnétique azimuthal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=1km$, $p=1$, $C_1=2m$	57
Figure III 28: <i>Champ magnétique azimuthal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=1km$, $p=1$, $C_2=10m$.</i>	57
Figure III 29: Champ magnétique azimuthal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1)	58
Figure III 30: <i>Champ magnétique azimuthal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=1km$, $h=10m$, $C_2=10m$.</i>	58
 Figure IV. 1: Géométrie du problème pour un sol stratifié et la conductivité variable (croissante).	64
Figure IV. 2: Géométrie du problème pour un sol stratifié et la conductivité variable (décroissante).....	64
Figure IV. 3: Champ électrique horizontal à $r = 50m$ et $p = 2m$	65
Figure IV. 4: Champ électrique horizontal à $r = 50m$ et $H= 10m$	66
Figure IV. 5: Champ électrique horizontal à $r = 5km$ et $p= 2m$	66
Figure IV. 6: Champ électrique horizontal à $r = 5km$ et $H= 10m$	67
Figure IV. 7: Champ électrique vertical à $r = 50m$ et $p= 2m$	67
Figure IV. 8: Champ électrique vertical à $r = 50m$ et $H=10m$, les 6 cas.	68
Figure IV. 9: Champ électrique vertical à $r = 5km$ et $p = 2m$	68
Figure IV. 10: Champ électrique vertical à $r = 5km$ et $H=10m$	69
Figure IV. 11: Champ magnétique azimuthal à $r = 50m$ et $p = 2m$	70
Figure IV. 12: Champ magnétique azimuthal à $r = 50m$ et $H = 10m$	70
Figure IV. 13: Champ magnétique azimuthal à $r = 5km$ et $p = 2m$	71
Figure IV. 14: Champ magnétique azimuthal à $r = 5km$ et $h= 10m$	71

Listes des tableaux

Tableau II 1 : Les paramètres $P(z')$ et v pour cinq modèles d'ingénieur.....	27
Tableau II 2 : Paramètres des fonctions exponentielles	28
Tableau II 3 : Les paramètres des deux fonctions d'Heidler	29
Tableau II 4 : Paramètres du modèle hybride du courant de foudre à la base du canal.	31
Tableau II 5 : Validation des modèles d'ingénieur selon Nucci et al.	33
Tableau III. 1: les paramètres électriques des deux couches.	45
Tableau IV. 1: les paramètres électriques des deux couches.	63
Tableau IV. 2: les paramètres électriques de la conductivité et la permittivité variable	63

Listes des abréviations

CEM :	La compatibilité électromagnétique.
FDTD :	La méthode des différences finies dans le domaine temporel.
FDFD :	La méthode des différences finies dans le domaine fréquentiel.
FEM :	La méthode des éléments finis.
MOM :	La méthode des moments.
ABC :	Absorbing Boundary Conditions (conditions aux limites absorbantes).
BG :	Modèle de Bruce et Golde.
TCS :	Travling 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.
E_r :	Champ électrique horizontal.
E_z :	Champ électrique vertical.
H_ϕ :	Champ magnétique azimutal.
C :	Vitesse de la lumière dans le vide exprimée en mètres par seconde.
v :	Vitesse de l'arc en retour subséquent de la foudre en mètre par seconde.
σ :	Conductivité électrique.
ε :	Permittivité
σ_{pro} :	Conductivité profondeur
σ_{sur} :	Conductivité surface
μ_0 :	Perméabilité du vide.
μ_r :	Perméabilité relative du matériau.
r :	Vecteur position selon l'axe horizontal (x).
z :	Vecteur position selon l'axe vertical (Z).

$u :$	La fonction d'Heaviside.
$P(z') :$	Le facteur d'atténuation du courant dépendant de la hauteur.
$I_0 :$	L'amplitude du courant à la base du canal.
$I_{01} :$	L'amplitude du courant à la base du canal.
$I_{02} ::$	L'amplitude du courant à la base du canal.
$\tau_1 :$	Le temps de montée de l'impulsion du courant.
$\tau_2 :$	La durée de l'impulsion du courant.
$\eta :$	Le facteur de correction d'amplitude du courant.
$\delta :$	Epaisseur de peau.
$\gamma :$	Constante de temps.
$\Delta_r :$	Le pas temporel selon l'axe (x).
$\Delta_z :$	Le pas temporel selon l'axe (z).
$\Delta_t :$	Le pas temporel.
$\alpha :$	Constante de temps.
$\beta :$	Constante de temps.
$i :$	L'incrément dans l'espace selon l'axe (x).
$j :$	L'incrément dans l'espace selon l'axe (Z).
$n :$	L'incrément dans le temps.
$t :$	Le temps.

INTRODUCTION

GÉNÉRALE

1. Introduction Générale

L'étude des systèmes à haute tension est essentielle pour la conception et le développement d'équipements capables de générer et de supporter des champs électriques de forte intensité. Toutefois, ces systèmes sont soumis à divers phénomènes perturbateurs, qu'ils soient d'origine interne ou externe. Parmi ces perturbations électromagnétiques, celles causées par des phénomènes naturels, en particulier la foudre, occupent une place prépondérante en raison de leurs effets potentiellement destructeurs sur les réseaux électriques et les infrastructures de télécommunication.

La foudre est un phénomène naturel spectaculaire qui résulte d'une décharge électrique entre un nuage et le sol ou entre deux nuages. Elle peut atteindre des tensions de plusieurs millions de volts et constitue une source majeure de perturbations électromagnétiques. Ces perturbations, caractérisées par des variations brusques et imprévisibles du champ électromagnétique, peuvent engendrer des dysfonctionnements, voire des destructions, au sein des systèmes électriques et électroniques. Elles peuvent également mettre en péril la sécurité des infrastructures et des personnes.

Face à ces risques, la compatibilité électromagnétique (CEM) est devenue un enjeu majeur. Cette discipline vise à garantir le bon fonctionnement des appareils et systèmes électriques dans leur environnement électromagnétique, tout en minimisant les interférences qu'ils génèrent. Dans ce contexte, la compréhension des mécanismes de propagation des champs électromagnétiques de la foudre est essentielle pour concevoir des stratégies de protection efficaces et optimiser la résilience des infrastructures critiques.

L'un des aspects fondamentaux influençant la propagation des champs électromagnétiques générés par la foudre est la nature du sol. En particulier, la teneur en eau et la porosité du sol modifient significativement les caractéristiques de propagation des ondes électromagnétiques, influençant ainsi leur impact sur les systèmes environnants. Cependant, ces interactions restent encore mal comprises et nécessitent des études approfondies pour affiner les modèles de prédiction et améliorer les dispositifs de protection.

L'objectif de ce mémoire est d'étudier l'influence de la teneur en eau et de la porosité du sol sur les champs électromagnétiques de la foudre. À travers la modélisation et la simulation numérique, notamment en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), cette recherche vise à analyser les effets des propriétés du sol sur la propagation des champs électromagnétiques. Les résultats obtenus contribueront à une meilleure compréhension des interactions sol-foudre et permettront d'optimiser les modèles prédictifs ainsi que les stratégies de protection des infrastructures contre les perturbations électromagnétiques engendrées par la foudre.

- Le premier chapitre présente les généralités sur le phénomène de la foudre. On y décrit les différents types de décharges (nuage-sol, intra-nuage, ascendante ou descendante), les

processus physiques à l'origine des éclairs, ainsi que les effets thermiques, électriques et électromagnétiques qu'ils génèrent. Ce chapitre permet de comprendre les bases scientifiques nécessaires à l'étude des champs induits par la foudre.

- Le deuxième chapitre est consacré à la modélisation du courant de l'arc en retour, qui est la principale source des champs électromagnétiques émis par la foudre. Différents modèles d'ingénieur sont analysés (BG, TCS, TL, MTLE, DU, etc.), permettant de simuler la distribution spatio-temporelle du courant dans le canal de foudre. Ce courant est ensuite utilisé comme source dans les calculs numériques des champs.
- Le troisième chapitre traite de la simulation des champs électromagnétiques générés par la foudre, en utilisant la méthode FDTD. Il met en évidence l'influence de paramètres tels que la conductivité électrique et la permittivité du sol. En complément, une étude spécifique est consacrée à l'influence de la stratification du sol. À travers des simulations sur des sols homogènes, bicouches, ou à conductivité variable, les résultats montrent que l'effet du sol devient significatif à moyenne et grande distance du canal. Les champs horizontaux (E_r) et magnétiques (H_ϕ) sont particulièrement sensibles à la structure verticale du sol.
- Le quatrième chapitre approfondit les résultats de simulation, notamment avec des cas spécifiques de sol stratifié et de variation progressive de conductivité. En analysant les comportements des champs à différentes hauteurs et profondeurs, ce chapitre permet de mieux cerner les mécanismes de réflexion, d'atténuation et de transmission des champs électromagnétiques dans un sol complexe. Il confirme que la stratification peut, selon sa configuration, atténuer ou amplifier certaines composantes du champ, notamment pour les coups de foudre subséquents.

CHAPITRE I :
GÉNÉRALITÉ SUR LA
FOUDRE

1. INTRODUCTION :

Dès l'Antiquité, la foudre était perçue comme un phénomène divin ou surnaturel. L'étude de la foudre remonte à l'Antiquité, où elle était perçue comme un phénomène divin.

Au XVIII^e siècle, Benjamin Franklin a révolutionné la compréhension de la foudre en prouvant qu'elle était une forme d'électricité. Avec l'avancement des technologies, les recherches se sont intensifiées, notamment en météorologie. Les scientifiques ont développé des outils pour mesurer et surveiller les éclairs, ce qui a permis de mieux comprendre leur formation et de prédire les orages.

Aujourd'hui, l'étude de la foudre continue d'évoluer grâce aux avancées en météorologie, en physique de l'atmosphère, et avec l'utilisation de satellites et de radars. Les chercheurs cherchent toujours à minimiser les risques associés à ce phénomène naturel et à mieux comprendre son rôle dans les événements climatiques extrêmes.

Dans ce chapitre on va présenter brièvement des généralités sur le phénomène de la foudre

2. *Etat de l'art :*

Depuis longue temps de l'humanité, l'homme a été terrorisé et fasciné par la foudre et le tonnerre. Pour expliquer ces phénomènes et pour conjurer le danger, il faisait appel à des divinités. La foudre était associée à la colère des dieux et à la notion de châtement pour les fautes ou les péchés. On retrouve ces représentations primitives chez tous les peuples et dans toutes les religions de la terre, y compris chez les chrétiens du Moyen Age [1].

Ce n'est qu'au 17^{eme} siècle que l'homme commence à se dégager de ces superstitions, et c'est au 18^{eme} siècle que l'on peut dater les débuts de la connaissance proprement scientifique de la foudre. Celle-ci coïncide avec la formidable épopée des travaux de Franklin, Nollet, Dalibard et d'autres savants, au cours de laquelle la nature électrique de la foudre fut identifiée, grâce notamment aux expériences du cerf-volant et de la tige de Marly [1].

Le 19^{eme} siècle fut principalement consacré à la collecte d'observations visuelles et statistiques de foudroiements, faute d'une instrumentation adéquate pour pouvoir véritablement progresser. Au cours du premier tiers du 20^{eme} siècle cependant, disons jusqu'en 1930, divers dispositifs de mesure et d'observation photographique avaient déjà permis de défricher un peu la phénoménologie de l'électricité atmosphérique, et de rassembler quelques données numériques. Depuis le milieu du 20^{eme} siècle à aujourd'hui, le développement des réseaux de transport et de distribution d'énergie, de l'informatique et de l'électronique motive sérieusement la recherche en matière de protection contre la foudre et donc sur le phénomène lui-même [1]

3. *Phénomène de foudre*

Le phénomène naturel de la foudre consiste en une décharge électrostatique perturbatrice provoquée à la suite de l'accumulation d'électricité statique entre deux nuages d'orage ou encore entre un nuage et le sol [2].

Un éclair désigne une lumière brusque et forte produite par une décharge électrique lors d'un orage. Le bruit qui accompagne la foudre se nomme le tonnerre. Il équivaut à l'onde de choc générée par la dilatation soudaine de l'air due à l'augmentation très importante de la température 30000 °C dans le canal de la foudre. L'onde sonore créée par le choc se répand de façon concentrique autour du canal à une vitesse moyenne d'environ 330 m/s [3]. Si on compare la vitesse de son avec la vitesse de lumière qui est de l'ordre 3.10⁸m/s, on trouve que la lumière de l'éclair sera perçue par l'observateur avant le tonnerre.



Figure I.1 Décharge électrique. [4]

4. *Formation de l'orage :*

La source la plus commune de la foudre est la séparation des charges dans les nuages d'orage, les cumulo-nimbus. Les orages les plus fréquents font suite à des fronts froids. A l'arrivée d'un de ceux-ci, la masse d'air froid s'infiltre sous l'air chaud et le soulève, ceci engendre des turbulences dans l'air chaud rejeté en altitude : ainsi se forment les nuages d'orage ou les cumulo-nimbus. [5]

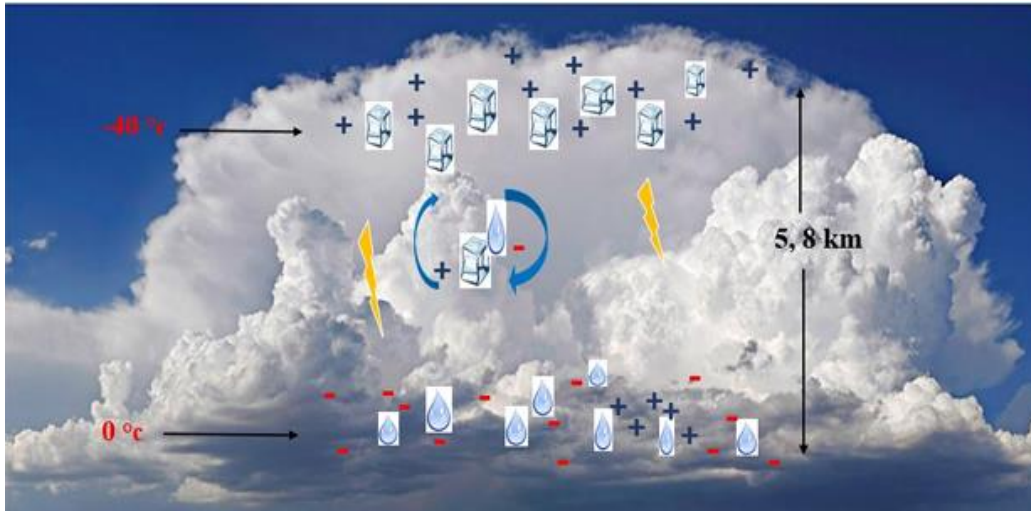


Figure I. 2: Indication illustrative de la distribution de la charge électrique à l'intérieur et autour d'un nuage orageux. [6]

5. Types de décharge foudre :

On peut classer les diverses décharges qui pourraient se manifester en deux grandes catégories évoquées par Cummins et Murphy.[7] La première catégorie englobe les décharges qui se produisent entre nuages « décharges inter-nuages », ou bien les décharges qui se produisent à l'intérieur d'un nuage « décharges intra-nuages »

Dans la deuxième classe on trouve le type de décharge qui se forme entre les nuages et le sol ce type de décharge est aussi appelée « CG », pour « cloud-to-ground ». Ce dernier peut être divisé en 4 types.

La figure ci-dessous représente les différents types de décharges de foudre, on observe que le sol se charge par influence.

6. Types de coup de foudre nuage-sol :

6.1. Coup de foudre descendant négatif :

Le bas du nuage est chargé négativement. Les décharges sont multiples et variées à une première décharge partielle de durée de front de 10 à 15 μ s succèdent des décharges d'attaque plus rapides et de descente plus douces [8].

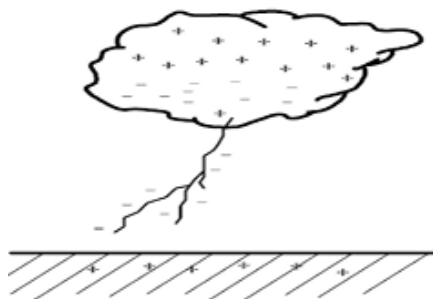


Figure I.3: Descendant négatif [11].

6.2. Coup de foudre descendant positif :

Le bas du nuage est chargé positivement. Une seule décharge apparaît durant 0,1 à 0,2s. La durée d'attaque varie entre 20 et 50. L'amplitude du courant des "coups de foudre positifs" est généralement supérieure à celle des "coups de foudre négatifs" [9].

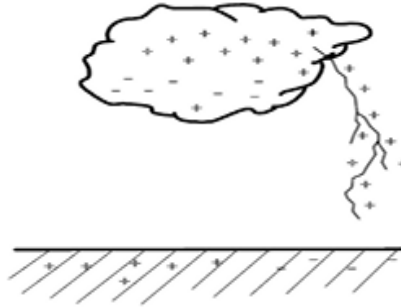


Figure I.4: Descendant positif [11].

6.3. Coup de foudre ascendant négatif :

Dans un champ négatif, les effluves d'effet couronne qui apparaissent au sommet des aspérités du sol sont des émanations de type positive, puisque par l'effet d'induction, le sol porte des charges positives. Ces émanations se développent d'autant plus loin et avec d'autant plus d'intensité que les dimensions de l'aspérité sont plus importantes. A partir d'une certaine taille de l'aspérité, entraînant une certaine intensité d'effluve, le phénomène se modifie brusquement et l'effluve se transforme en une décharge ascendante, qui se développe suffisamment loin pour atteindre le nuage (coup de foudre ascendant) [10].

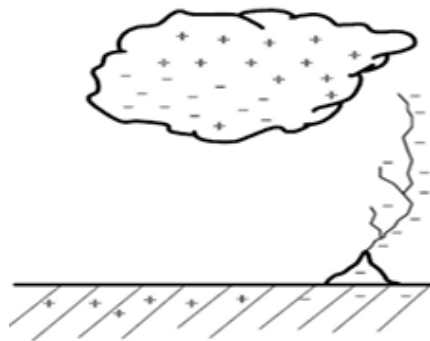


Figure I.5: Ascendant négatif [11].

6.4. Coup de foudre ascendant positif :

Des mesures optiques ont montré que la vitesse de progression des traceurs ascendants positifs était comprise entre 0,2 et 1 m/s [10]. Au cours de cette progression, le leader se ramifie plusieurs fois, et on assiste à la formation d'arborescences, avec des ramifications orientées vers le haut, chacune des illuminations étant provoquée par le passage d'une impulsion de courant intense, d'amplitude excédant parfois 20000 ampères. Ce courant croît très rapidement jusqu'à la valeur de

crête, le temps de montée étant inférieur à la microseconde, puis décroît plus lentement, avec une durée de l'ordre de la centaine de microsecondes [10].

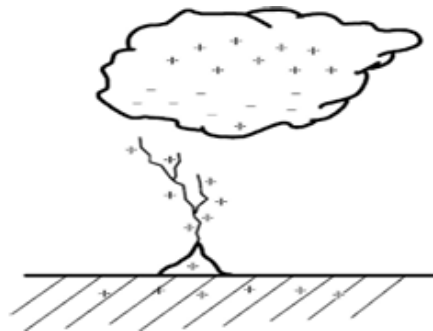


Figure I.6: Ascendant positif [11].

Plus de 90 % des décharges de foudre nuage-sol sont initiées par des traceurs négatifs descendants

La Figure I.3 montre en détails la propagation d'un traceur descendant négatif nuage-sol. Le déclenchement d'une décharge de foudre au sein d'un nuage d'orage dure généralement quelques millisecondes. Ce processus crée un traceur négatif qui se déplace du nuage vers le sol en une série de bonds successifs, connus sous le nom de "Stepped Leader", à une vitesse de 105 m/s [12].

En s'approchant du sol, le traceur négatif génère une forte hausse du champ électrique. Ce phénomène peut entraîner la formation d'un traceur ascendant positif au sol, en raison d'un effet de pointe. Le processus qui relie les deux traceurs est souvent appelé processus d'attachement. Ce processus crée un canal ionisé et conducteur entre la terre et le nuage d'orage, ce qui permet à un courant de foudre important de voyager de la terre à une vitesse d'environ un tiers de la vitesse de la lumière [13].

Le courant électrique sert à neutraliser la charge négative qui se trouve dans le canal ionisé. La décharge se répand de façon horizontale dans le nuage d'orage sur une distance de plusieurs kilomètres. Des arcs de retour supplémentaires pourraient être envisagés pour neutraliser toute charge restante dans le canal de foudre. Les coups de foudre positifs, appelés CG+, sont un type de coup de foudre moins courant mais plus intense. Il a été observé qu'ils se produisent généralement vers la fin de la vie d'une cellule orageuse. Des recherches ont montré une corrélation entre la présence de CG+ et la gravité des phénomènes météorologiques observés, ainsi qu'un lien entre les CG+ et la présence de grêle [14].

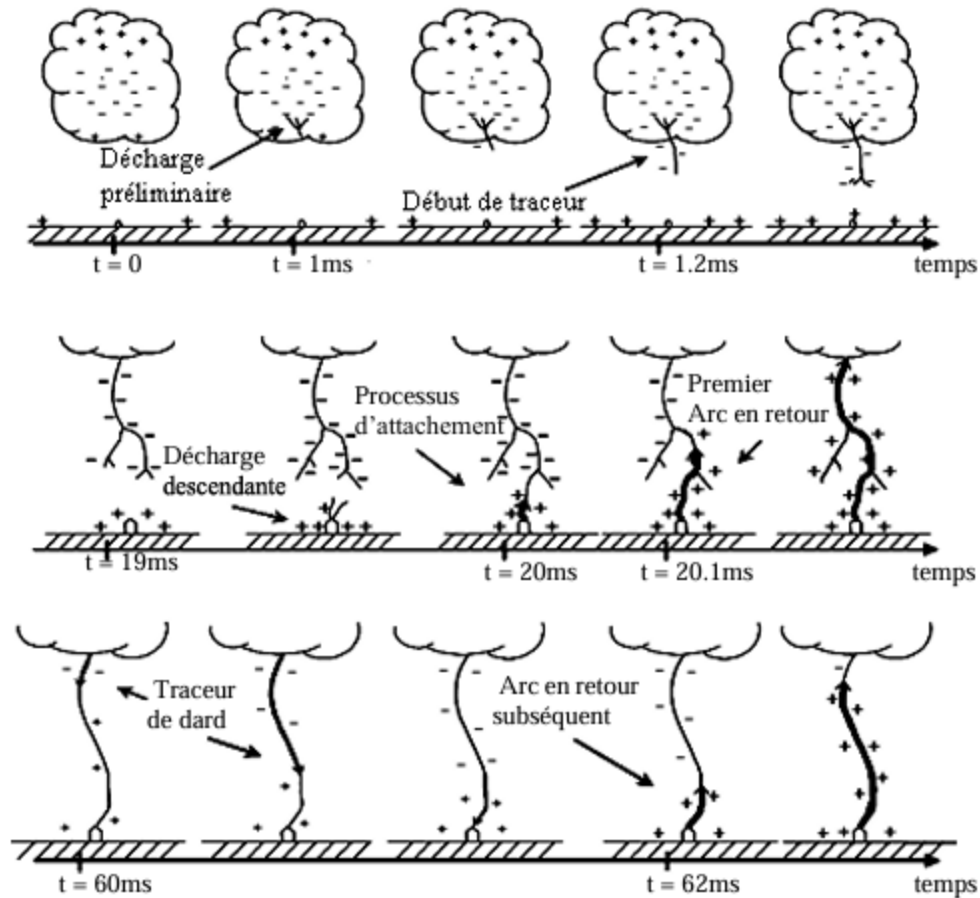


Figure I.7: Processus d'une décharge négative nuage-sol [15].

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

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 [16].

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:

- Déclenchement artificiel de la foudre.
- Utilisation des tours instrumentées.

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

7.1.1. Déclenchement artificiel de la foudre :

Depuis les années 1970, le déclenchement artificiel de la foudre a été utilisé pour mieux contrôler le point d'impact et étudier plus précisément les caractéristiques des décharges orageuses nuage-sol.

Cette technique du déclenchement artificiel de la foudre est utilisée pour bien comprendre la phénoménologie d'une foudre naturelle [17]. 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 [18].

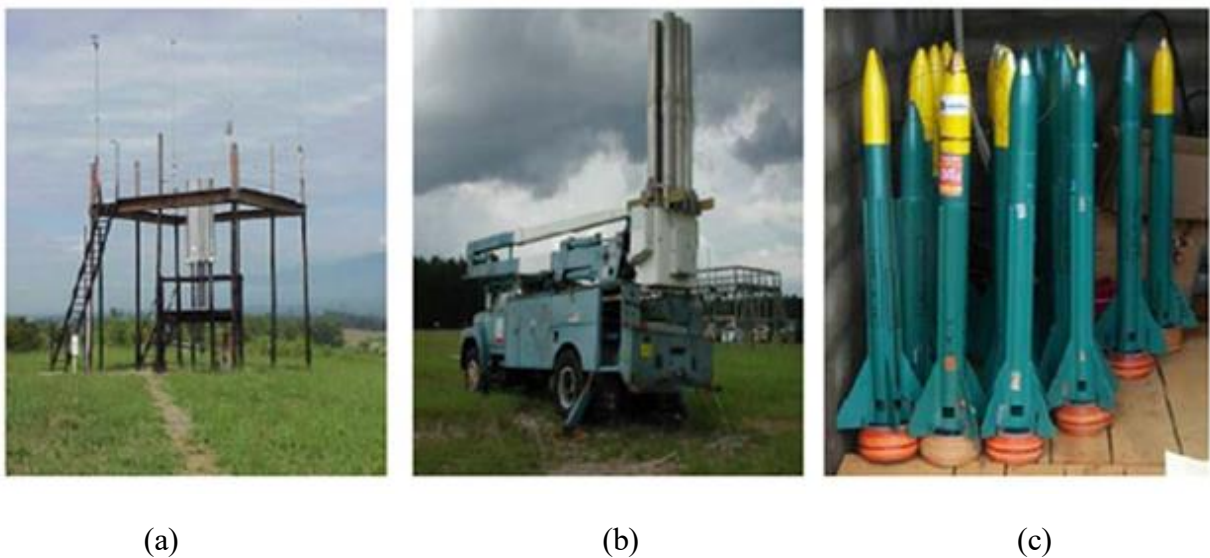


Figure I.8: Lanceurs et fusées utilisés lors d'un déclenchement artificiel de la foudre

(a) lanceur fixe, (b) lanceur mobile et (c) fusées. [19].

Lorsqu'une fusée est lancée vers un nuage orageux et atteint une altitude d'environ 200 à 300 mètres, l'intensification du champ électrique à proximité de sa pointe déclenche l'apparition d'un leader ascendant chargé positivement, qui progresse en direction du nuage. Ce leader comble l'espace entre le sol et le nuage, établissant ainsi un courant continu initial d'une durée de quelques centaines de millisecondes, permettant le transfert de la charge négative depuis la région source jusqu'à l'installation de déclenchement. Les traceurs obscurs et les arcs en retour qui suivent dans le cas de la foudre artificiellement déclenchée présentent des similitudes avec ceux observés dans la foudre naturelle, bien que leurs processus initiaux soient distincts.

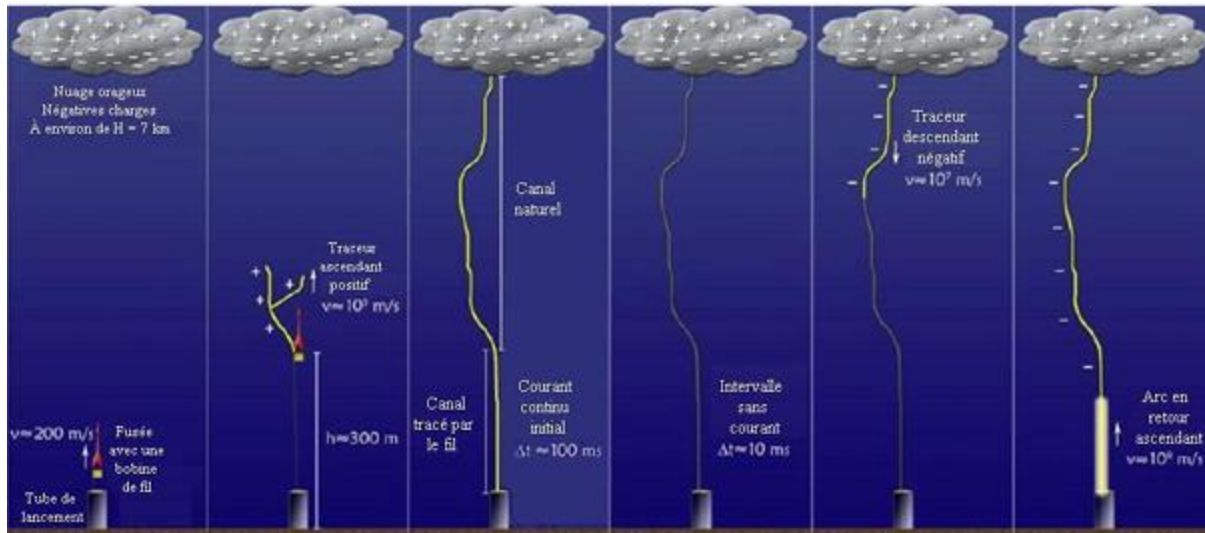


Figure I.9 : Séquence d'événements d'un déclenchement artificiel de foudre. [20]

8. Données obtenues par l'utilisation des petites tours élevées (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 [8]) 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 [17].

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.

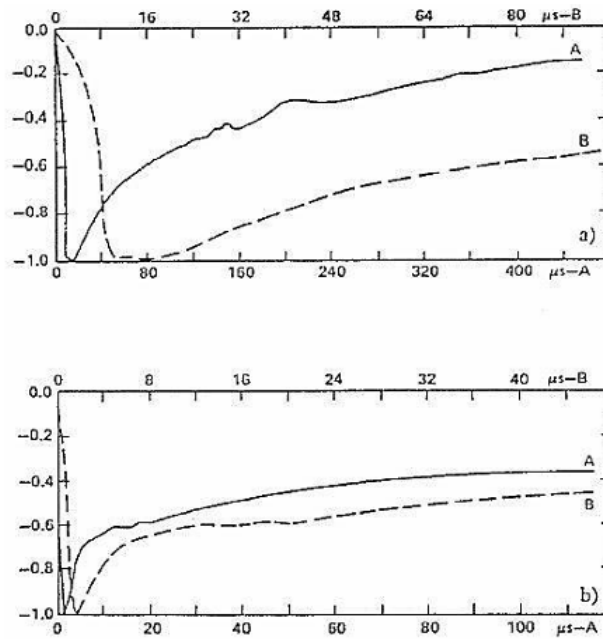


Figure I.10 : Formes d'ondes normalisées du courant d'arc en retour typique

(A) Premier arc, (B) arc en retour subséquent [17].

La caractérisation des données de Berger, présentées sur la figure I.10, nous permet d'extraire les observations suivantes pour les flashes descendants [21] :

- ✓ L'amplitude du courant du premier arc en retour est supérieure à celle du courant de l'arc en retour subséquent.
- ✓ 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.
- ✓ 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.
- ✓ 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.
- ✓ La durée du flash du courant d'arc en retour subséquent négatif est plus courte que celle de premier arc en retour négatif.

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

9.1. Compagne de mesures menée à Moscou :

Les courants de l'arc en retour de foudre mesurés sur la tour Ostankino de 540 m de hauteur à Moscou représentent les premières mesures de courants effectuées simultanément dans trois endroits différents de la tour. La tour a été instrumentée avec trois capteurs de courant à 533, 272 et 47 m au-dessus du niveau du sol, selon [22].

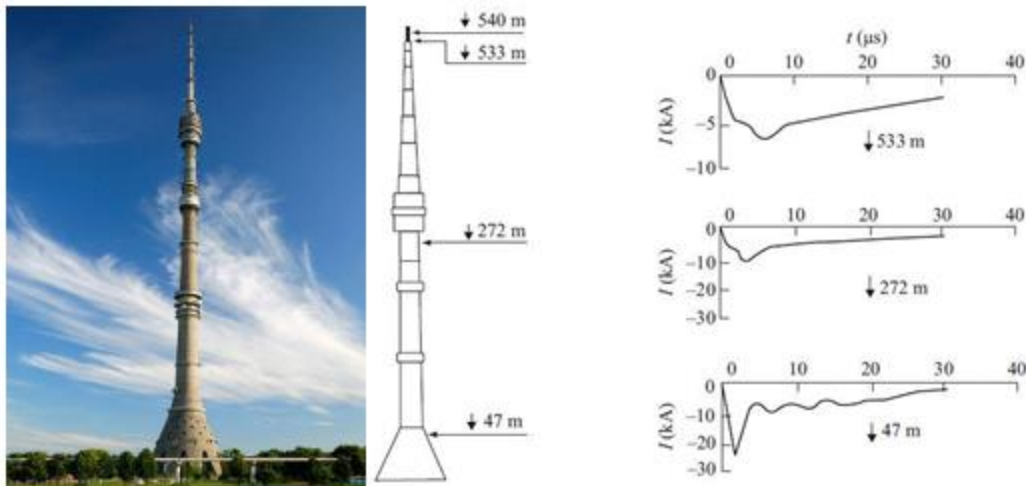


Figure I.11 : Courants d'arcs en retour typiques d'une décharge négative ascendante enregistrés au sommet (533 m), au milieu (272 m) et à la base (47 m) de la tour de 540 m de hauteur à Moscou [6]

Les observations du courant de l'arc en retour de foudre présentent différentes formes d'onde aux trois points d'observation (**figure I.11**). Les différences sont vraisemblablement dues aux réflexions produites aux discontinuités de la tour pendant la propagation initiale du courant de foudre à la terre.

À partir des trois formes d'onde présentées sur la figure I.11, nous pouvons voir que l'amplitude la plus grande apparaît au point d'observation le plus bas (environ 22 kA). Il semble que, au point de discontinuité entre la base de la tour et l'impédance de mise à la terre, il y ait une réflexion positive du courant qui s'ajoute au courant de l'arc en retour initial. Cette réflexion positive à la base est clairement observable aux deux autres endroits quelques microsecondes plus tard. Le fait que l'amplitude du courant mesurée à 533 m (8 kA) soit inférieure à l'amplitude à 272 m (10 kA) indique qu'un coefficient de réflexion négatif peut être associé au sommet de la tour. Ce coefficient représente la discontinuité entre la tour et l'impédance équivalente du canal de foudre. Rakov [22] rapporte que l'impédance de mise à la terre effective de la tour est beaucoup plus petite que son impédance caractéristique et que celle-ci est sensiblement inférieure à l'impédance équivalente du canal de foudre.[25]

9.2. Campagne de mesures menée à Toronto-Canada :

Depuis 1978 ([23]-[24]) 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.13 montre l'emplacement des capteurs de courant sur la tour.



Figure I.12 : Mesure du courant de l'arc en retour à l'aide de la tour CN au Canada [19].2

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).

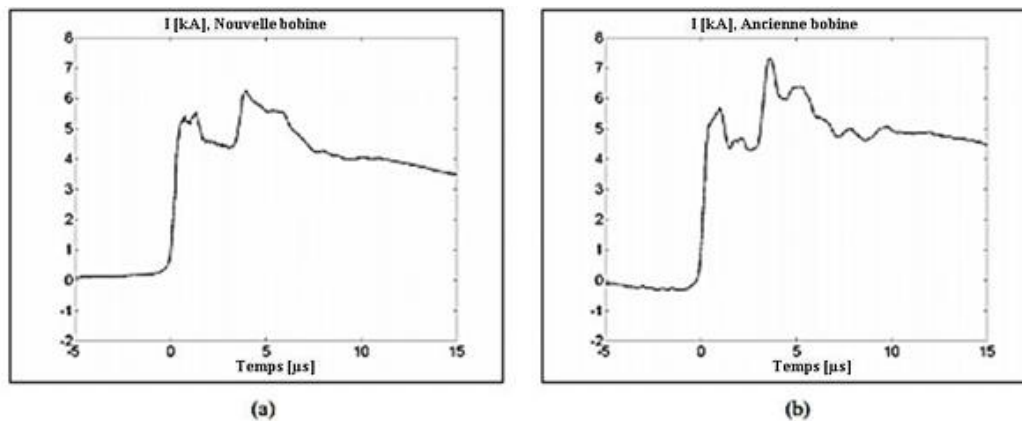


Figure I.13 : Courant d'arc en retour observé à (a) 509m et (b) à 474 m de la tour CN à Toronto [23].

9.3. Campagne de mesures menée en Allemagne :

La tour de Peissenberg, 168 m de hauteur, située à 250 m au-dessus du sol et 950 m au-dessus du niveau de la mer, près de Munich en Allemagne, a été utilisée de 1978 à 1999 pour étudier les courants de foudre et les champs électromagnétiques associés [26]. La tour avait deux systèmes de mesure du courant installés, respectivement, à environ 160 m et 5 m par rapport au sol. Les systèmes ont été capables de mesurer les courants de retour et leurs dérivées. Pendant la période d'exploitation de la tour, un seul coup de foudre négatif (éclair nuage-sol) a été enregistré par le système. La majorité des coups enregistrés ont été produits par des éclairs ascendants, avec une polarité négative ou positive. La figure I.14 (a) montre une photographie de la tour de Peissenberg

et la figure I.14 (b) présente des formes d'onde de courant de l'arc en retour mesurées simultanément à la base et au sommet de la tour dans lesquelles la « contamination » du courant par des réflexions multiples est clairement observée.[25]

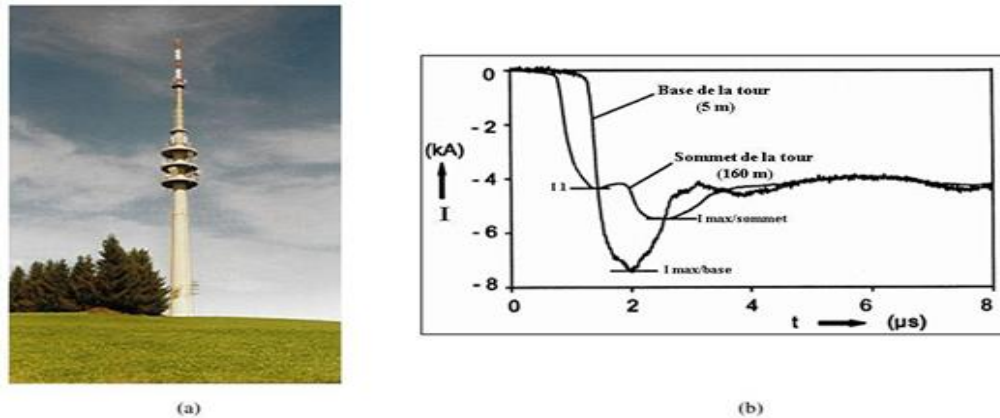


Figure I.14 : (a) Tour de Peissenberg et (b) courant de foudre enregistré au sommet et à la base de la tour de Peissenberg (adapté d'Heidler [26]).

9.4. Campagne de mesures menée à New York, USA :

Dans les premières études expérimentales des courants de foudre obtenus, en 1935, au sommet de l'Empire State Building (figure I.15), gratte-ciel de 381 m de hauteur (443,2 m avec l'antenne), rapporté par McEachron [27], les enregistrements du courant ont été faites en utilisant l'oscillographe à lampe cratère, des liaisons magnétiques et des caméras rotatives posées à une distance d'environ 780 m. La majorité des oscillogrammes enregistrés indiquaient des courants négatifs, produits par des traceurs par pas ascendant. McEachron [27] a été le premier à découvrir l'existence de traceurs ascendants. Le courant maximal enregistré était de 58 kA, associé à un coup de foudre positif. Le traceur par pas ascendant s'est avéré avoir une longueur de pas moyenne de 8,2 m [28], [15].



Figure I.15 : Empire State Building [29].

D'autres tours élevées instrumentées ont été utilisées dans le monde entier pour mesurer les paramètres du courant de l'arc en retour : Campagne de mesures menée au Japon.

10. Vitesse de l'arc en retour :

La vitesse moyenne de l'arc en retour est de l'ordre du tiers de la vitesse de la lumière. La vitesse des arcs en retour subséquents est en général plus grande que celle des arcs en retour premiers. D'autre part, il a été mis en évidence que la vitesse de l'arc en retour, tant pour les premiers que pour les subséquents, décroît en fonction de la hauteur, cette décroissance est plus marquée pour les premiers arcs en retour [30].

11. Caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre :

Les formes d'ondes typiques du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal à des distances de 1 à 200 km pour les premiers arcs en retour et les arcs en retour subséquents ont été publiées par Lin et al. [31] en 1979. Ces résultats ont été basés sur de nombreuses mesures effectuées en Floride (figure I.16)

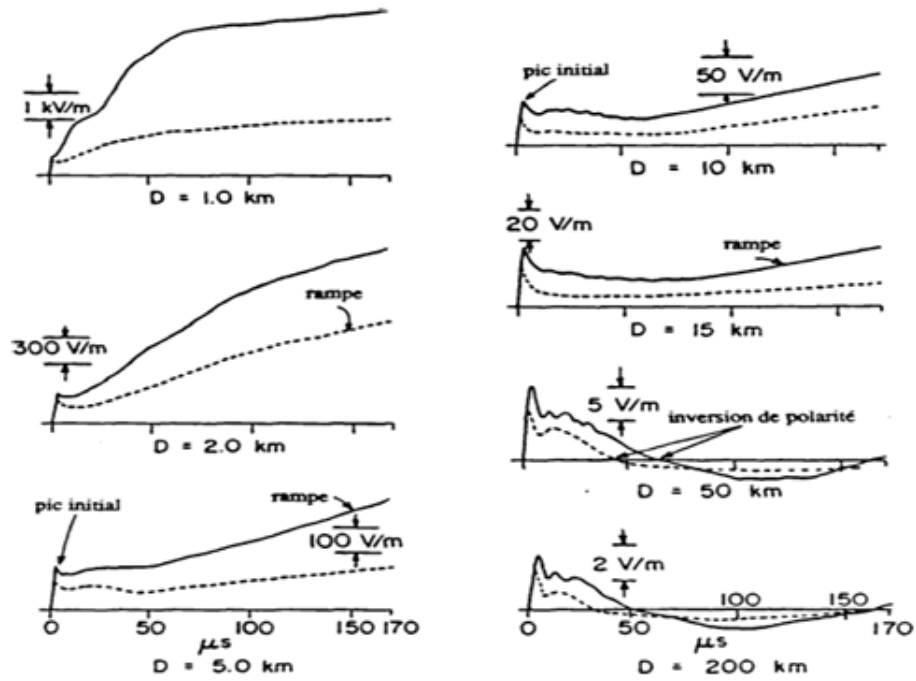


Figure I.16 : Champ électrique vertical correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 Km à 200 km [31].

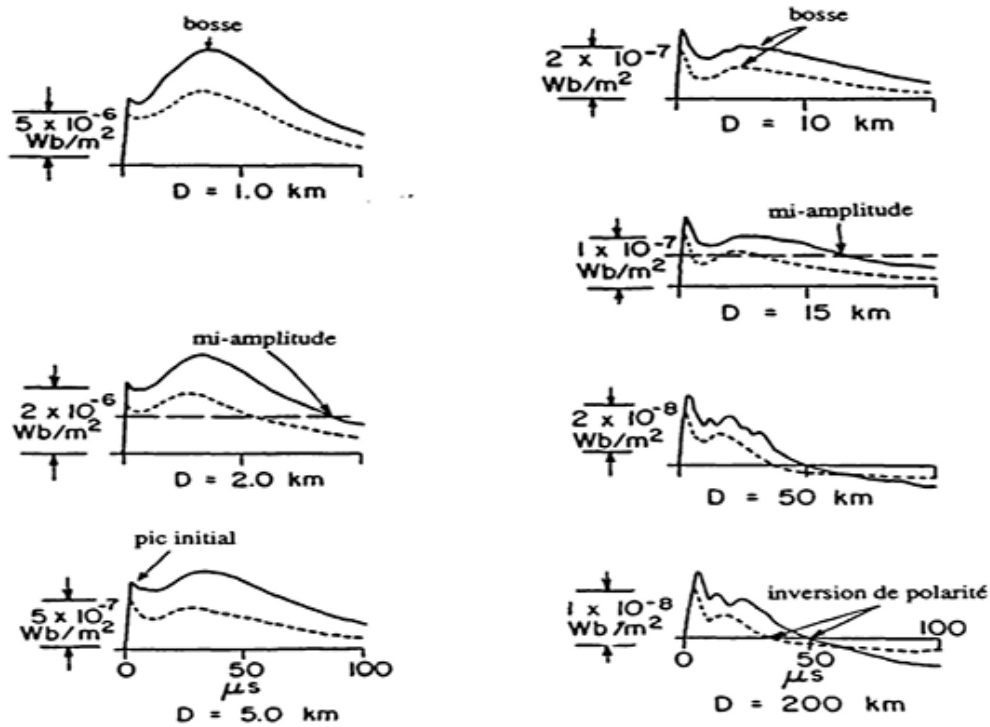


Figure I.17 : Densité du flux magnétique correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 km à 200 km [31].

Quatre caractéristiques du champ électromagnétique ont été identifiées par Nucci et al [32] :

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 $[10\mu s, 40\mu s]$.
4. Les allures du champ électrique et magnétique lointains qui présentent une inversion de polarité.

12. Impacts de la foudre :

On peut classer les effets de la foudre en deux catégories en fonction de leur origine :

- Les effets directs, liés à la circulation du courant de foudre ;
- Les effets indirects, résultant des surtensions dans les conducteurs causés par le rayonnement électromagnétique de la décharge orageuse et par les importantes variations du potentiel terrestre local.

Le passage du courant de foudre vers la terre, ainsi que les champs électriques et magnétiques générés, entraînent divers types d'effets :

- Effets thermiques
- Effets électriques
- Effets électrodynamiques
- Effets électrochimiques
- Effets électromagnétiques

12.1. Effets thermiques :

Ces effets sont liés à la quantité de charge Q , qui dépend des coefficients d'amplitude et la durée du courant de foudre. En règle générale, la chaleur est générée au niveau où le courant de foudre traverse le conducteur, cette chaleur est suffisante pour entraîner la fusion du conducteur ou l'inflammation des matériaux non conducteurs adjacents. Des éclairs sont capables de percer des plaques métalliques jusqu'à 2 à 3 mm d'épaisseur [33]. L'effet thermique est également lié à l'énergie propre du courant de foudre. Avec des matériaux mauvais conducteurs, beaucoup de chaleur peut être générée lorsqu'un courant de foudre traverse un matériau comme le bois ou la maçonnerie. L'eau incluse dans le matériau s'évapore immédiatement et la très haute pression qui en résulte peut provoquer une explosion [2]

12.2. Effets électriques :

La très grande intensité du courant de foudre circulant dans un sol avec résistance donnée provoquera une élévation de tension dans la terre à proximité du point d'impact (loi d'Ohm) [33].

Une telle variation du potentiel local n'est pas en soi nuisible pour un être vivant, tant qu'il n'y a pas de circulation de courant. Cependant, si le passage du courant de foudre dans le sol entraîne des différences de potentiel entre deux points de la terre, cela peut causer des dommages aux équipements reliés à la terre.

12.3. Effets électrochimiques :

Ces phénomènes sont principalement dus à la corrosion accélérée des objets métalliques enterrés, tels que les câbles et les tuyaux et des conducteurs de mise à la terre sous l'effet des courants de fuite.[34]

12.4. Effets électromagnétiques :

Il a été observé que lors d'un coup de foudre entre un nuage et le sol, les arcs en retour sont considérés comme les sources de rayonnement les plus fortes. Ces arcs produisent des impulsions électromagnétiques qui peuvent dépasser 1 V/m dans la bande de fréquence allant de 0,2 à 20 MHz, et ont un rayon de plus de 200 km [35]. Les coups de foudre sont susceptibles d'endommager ou d'affecter la qualité de service des lignes électriques et de télécommunications, ce qui peut entraîner l'acheminement des perturbations de courants et de tensions jusqu'au dispositif d'extrémité [36].

13. Protection contre la foudre :

13.1. Eclateurs

Ils se composent principalement de deux électrodes placées dans l'air, l'une étant connectée au conducteur à protéger et l'autre à la terre. L'écartement entre les électrodes est réglé pour se déclencher dès que la surtension du réseau atteint un seuil de protection prédéfini. Ces éclateurs sont ajustables, permettant de modifier leurs caractéristiques en fonction de l'altitude et de leur rôle spécifique,

13.2. Paratonnerre

C'est un conducteur métallique qui permet de dévier la foudre de la structure protégée. Il crée un chemin de faible résistance pour la foudre, la conduisant vers un système de mise à la terre. Les paratonnerres sont principalement utilisés pour protéger les bâtiments, les éoliennes, les châteaux, etc., des impacts directs de la foudre.

13.3. Parafoudre

Le parafoudre fonctionne en limitant ou en absorbant l'énergie des surtensions causées par la foudre. Il agit comme un "disjoncteur" en déviant l'excès d'énergie vers la terre. Les parafoudres

sont utilisés dans les installations électriques, les réseaux de télécommunication, les panneaux photovoltaïques et d'autres équipements électroniques vulnérables.

13.4. Câbles de garde

Les câbles de garde sont placés au sommet d'une ligne ou d'une structure, et en cas de foudre, il devient le point de contact de la décharge électrique, dirigeant l'énergie vers le système de mise à la terre. Ce type de protection est couramment utilisé pour les lignes haute tension et les infrastructures sensibles, afin d'éviter que la foudre ne frappe directement la structure principale.

13.5. Mise à la terre

Le système de mise à la terre est constitué de conducteurs reliant la structure protégée à des électrodes enterrées, généralement sous forme de tiges ou de plaques métalliques, qui servent à dissiper l'énergie dans le sol. La mise à la terre est essentielle pour toutes les installations électriques, les bâtiments protégés par des paratonnerres, et pour toute structure susceptible de recevoir un impact direct de la foudre.

14. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons analysée en profondeur la nature de la foudre, ses impacts négatifs et les diverses solutions de protection existantes. Nous mettons en évidence l'importance capitale de bien comprendre ce phénomène et d'adopter des mesures appropriées afin de réduire au maximum les risques qu'il engendre.

CHAPITRE II :
MODÉLISATION DU
COURANT DE L'ARC
EN RETOUR DE LA
FOUDRE

1. Introduction :

Du point de vue d'un ingénieur électrique, l'arc en retour est le phénomène clé dans une décharge de foudre, car c'est lui qui engendre la majorité des destructions et perturbations dans les réseaux électriques et de télécommunication. Afin de protéger ces systèmes, les ingénieurs s'appuient sur des modèles de l'arc en retour pour plusieurs raisons. D'abord, ces modèles permettent de caractériser et de quantifier les champs électromagnétiques produits par l'arc en retour à différentes distances, afin d'évaluer les tensions transitoires et les courants induits dans les réseaux électriques. Ensuite, une compréhension approfondie des effets de l'injection directe du courant de foudre dans les installations électriques et électroniques est nécessaire. Enfin, les ingénieurs ont besoin de données statistiques sur les courants de foudre pour évaluer la menace qu'ils représentent, bien que la collecte de ces données, dans des conditions variées et sur de grandes étendues géographiques, soit un défi majeur.

Pour modéliser l'arc en retour, un modèle est défini comme un ensemble d'équations mathématiques capables de prédire l'évolution spatio-temporelle du courant et, par conséquent, les champs électromagnétiques générés. Ce chapitre présente les différentes philosophies de modélisation utilisées pour aborder la réalité du phénomène naturel. Parmi ces approches, les modèles d'ingénieur, qui sont largement employés dans cette thèse, sont détaillés. On commence par l'introduction des premières formulations de ces modèles pour des arcs en retour initiés au sol, puis on explore leur extension pour intégrer l'effet de structures élevées, comme des tours, sur la dynamique de l'arc en retour.

$$i(z,t) = i(0, t - \frac{z}{v}) * (1 - \frac{z}{H}) \quad t \geq T \quad (\text{II.1})$$

$$i(z,t) = 0 \quad t < T \quad (\text{II.2})$$

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

2.1. Classification des modèles du courant de l'arc en retour :

Depuis 1941, toute une série de modèles relatifs à la distribution spatio-temporelle du courant de foudre a été proposée par la communauté scientifique. Il s'agit des modèles macroscopiques

qui ont été développés dans le but d'évaluer le rayonnement électromagnétique d'un canal de foudre [37,38].

Les modèles de l'arc en retour proposés dans la littérature diffèrent l'un de l'autre. En général ils sont classés en quatre grandes classes [37,38,39]:

a. Les modèles « physiques » :

reposent sur une approche physicochimique pour décrire l'évolution radiale d'une décharge électrique dans un plasma enfermé dans un cylindre. Les principaux résultats du modèle incluent la température, la pression et la densité, qui varient au fil du temps.

b. Les modèles « électromagnétiques » :

Ces modèles utilisent la théorie des antennes pour calculer le courant de l'arc en retour. Ils s'appuient sur la résolution numérique des équations de Maxwell, en combinant la méthode des moments (MoM- "Method Of Moments") dans les domaines temporel et fréquentiel, et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD- "Finite Difference in Time Domain"). Cela permet de déterminer la répartition spatiotemporelle du courant tout au long du canal de foudre.

c. Modèles dit « modèles RLC » :

Constituent une simplification des modèles électromagnétiques. Ils modélisent la décharge de foudre comme un processus transitoire se produisant sur une ligne de transmission, laquelle est définie par des résistances, des inductances et des capacités par unité de longueur.

d. Modèles dit « d'ingénieurs » :

Sont considérés comme les plus faciles à appliquer numériquement, car ils utilisent des formules mathématiques simples, en se fondant sur les caractéristiques du courant à la base du canal de foudre.

Dans la suite de ce travail, nous allons nous intéresser seulement aux modèles d'ingénieur pour les raisons suivantes :

- ✓ Le nombre limité de paramètres ajustables.

- ✓ La relation simple qui existe entre le courant dans le canal de foudre et le courant à la base du canal de foudre (mesurable expérimentalement).

3. Les modèles d'ingénieur :

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

Ce modèle est l'un des premiers dans ce domaine et probablement le plus simple. Selon ce modèle, le canal de foudre est modélisé par une antenne verticale de très faible section, parcourue par une impulsion de courant qui se propage à une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière. Cette propagation ne subit ni déformation ni atténuation. Le courant $i(z, t)$ (Selon ce modèle, le canal de foudre est modélisé par une antenne verticale de très faible section, parcourue par une impulsion de courant qui se propage à une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière. Cette propagation ne subit ni déformation ni atténuation. Le courant $i(z, t)$ à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour, le courant à la base du canal, et à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour, est nul.

$$i(z, t) = i(0, t) \quad t \geq T \quad (\text{II.3})$$

$$i(z, t) = 0 \quad t < T \quad (\text{II.4})$$

Où z désigne la hauteur mesurée le long du canal, t le temps, T le temps nécessaire au front de l'arc de retour pour atteindre la hauteur z , et $i(t, 0)$ le courant mesuré à la base du canal.

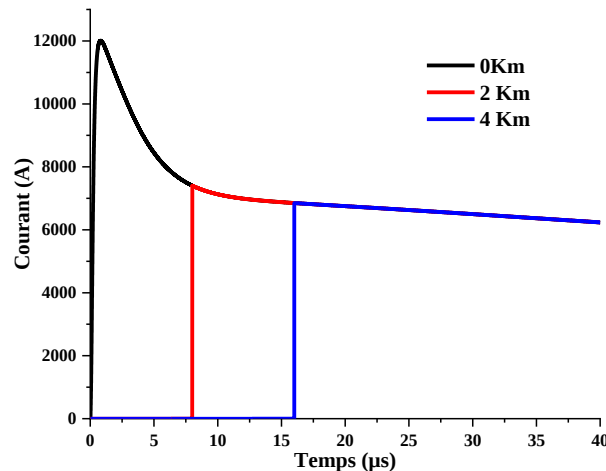


Figure II.1: La distribution spatio-temporelle du courant pour le modèle (BG)

La figure II.1 illustre la variation spatio-temporelle du courant selon le modèle de Bruce et Golde. Ce modèle suppose un courant identique de la base du canal au front de l'arc de retour, induisant

une discontinuité instantanée du courant au front et la neutralisation immédiate des charges sur le leader. Toutefois, l'hypothèse d'un ajustement instantané du courant le long du canal nécessiterait un transfert de charge à une vitesse supraluminique, ce qui est physiquement irréaliste.

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

Dans le modèle TCS, proposé par Heidler en 1985 [41], une source de courant se déplace vers le haut à la vitesse v du sol vers le nuage. Le courant injecté par cette source à la hauteur z est supposé se propager en direction du sol à la vitesse de la lumière c . Par conséquent, le courant à la hauteur z serait égal au courant à la base à un moment ultérieur z/c . Ceci est décrit mathématiquement par:

$$i(z, t) = i(0, t + z/c) \quad t \geq T \quad (\text{II.5})$$

$$i(z, t) = 0 \quad t < T \quad (\text{II.6})$$

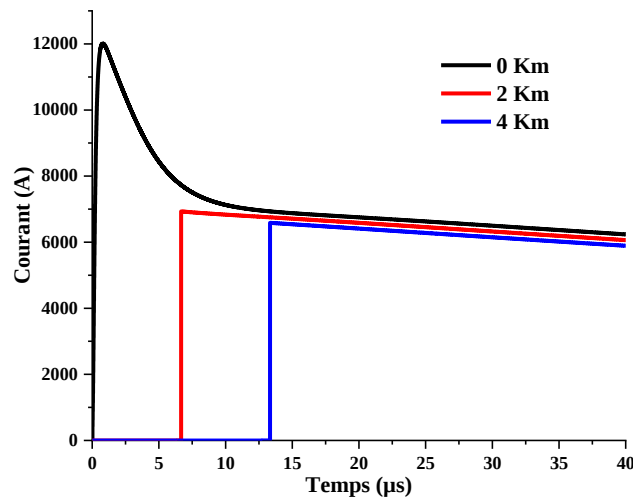


Figure II.2 : La distribution spatio-temporelle du courant pour le modèle (TCS)

Dans les modèles BG et TCS, une discontinuité apparaît sur le front d'onde de l'arc en retour, ce qui représente un enlèvement instantané (drainage) de la charge du canal à chaque hauteur $z = v \cdot t$ par le front d'onde de l'arc en retour. Il faut noter qu'il n'est pas physiquement possible que le courant ait la forme BG ou TCS (bien que ce soit une approximation du courant réel) car, en plus de la discontinuité mentionnée ci-dessus, si le courant de l'arc en retour est uniforme avec l'altitude, chaque point sur le canal doit prendre instantanément la valeur actuelle sur le front d'onde de l'arc en retour, et un tel transfert ne peut pas se faire à une vitesse infinie.

3.3. Modèle Ligne de Transmission TL (Transmission Line)

Le modèle développé par Uman et McLain en 1969 [19] assimile le canal de foudre à une ligne de transmission idéale, sans pertes. Il suppose que le courant d'arc en retour se propage du sol vers le haut à vitesse constante, sans déformation ni atténuation sur toute la hauteur du canal. Couramment désigné sous l'appellation Transmission Line Model (TL), ce modèle reste largement utilisé, car il permet notamment de prédire correctement la valeur initiale de crête du champ électrique.

$$i(z, t) = i(0, t - z) \quad t \geq T \quad (\text{II.7})$$

$$i(z, t) = 0 \quad t < T \quad (\text{II.8})$$

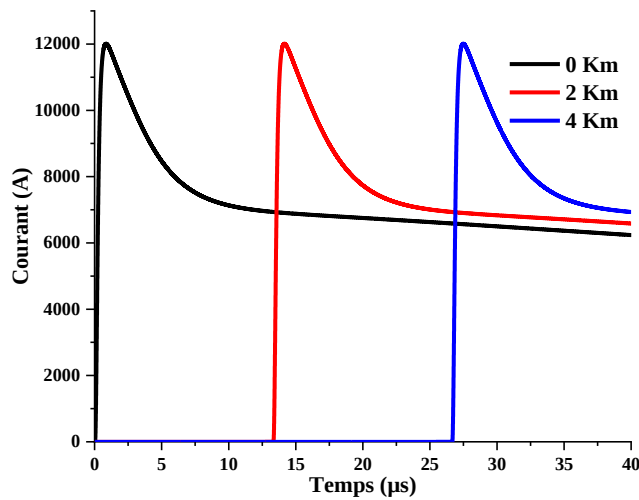


Figure II.3 : La distribution spatio-temporelle du courant pour le modèle (Transmission Line).

Le modèle TL permet uniquement le transfert de la charge du bas du canal vers le haut et ne supprime aucune charge du canal ; c'est une des raisons pour lesquelles le champ calculé en adoptant ce modèle n'est pas en accord avec les mesures, en particulier à des périodes plus longues et à des intervalles plus proches [25].

3.4. Modèles de ligne de transmission modifiés (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 [19].

A. Modèles de lignes de transmission modifiées avec atténuation linéaire (MTLL)

Ce modèle, suppose que l'amplitude du courant de foudre décroît linéairement au fur et à mesure de sa propagation le long du canal vers le haut. Sur le plan mathématique, ce modèle s'exprime de la manière suivante :

$$i(z, t) = i\left(0, t - \frac{z}{v}\right) * \left(1 - \frac{z}{H}\right) \quad t \geq T \quad (\text{II.9})$$

$$i(z, t) = 0 \quad (\text{II.10})$$

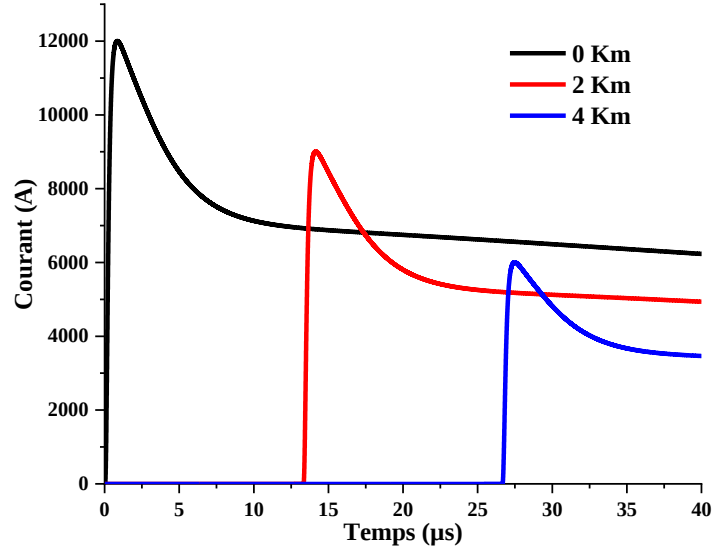


Figure II 4 : La distribution spatio-temporelle du courant pour le modèle MTLL

B. Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance exponentielle (MTLE)

Il s'agit de la deuxième modification apportée au modèle MTL. Cette version considère que l'amplitude du courant le long du canal de foudre décroît de manière exponentielle. Donc la nouvelle expression spatio-temporelle du courant s'écrit comme suit :

$$i(z, t) = i\left(0, t - \frac{z}{v}\right) * e^{-z/\lambda} \quad t \geq T \quad (\text{II.11})$$

$$i(z, t) = 0 \quad t < T \quad (\text{II.12})$$

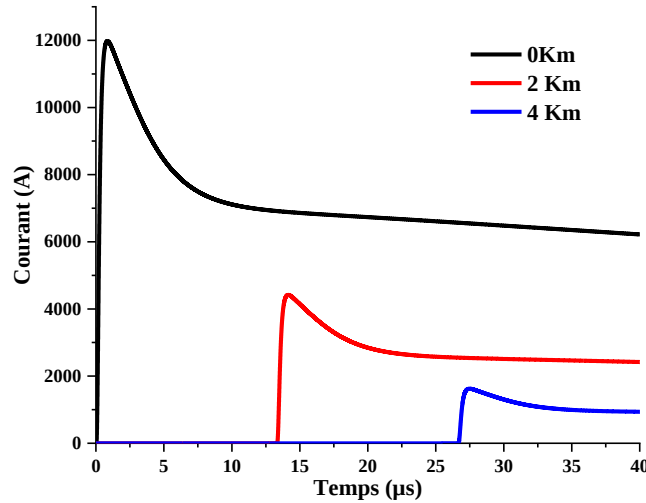


Figure II.5 : La distribution spatio-temporelle du courant pour le modèle (MTLE)

Où le facteur λ détermine le taux de décroissance du courant avec la hauteur. Cette constante a été déterminée, en utilisant des données expérimentales, d'environ 2 km. La constante de décroissance λ a été introduite pour prendre en compte l'effet des charges stockées dans la gaine couronne du front qui sont ensuite neutralisées lors de la phase de l'arc en retour. [25]

Il faut de mentionner ici aussi une amélioration récente proposée par Cooray et al, en 2004 aux modèles de lignes de transmission modifiés (MTLL et MTLE) qui, adoptant une fonction d'atténuation non constante avec la hauteur, permet à ces modèles de reproduire plus précisément certaines caractéristiques typiques caractérisant le champ électrique mesurées à plusieurs distances du point d'impact. [25].

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

Le modèle DU est constitué de deux composantes. La première est identique à celle utilisée dans le modèle TCS, tandis que la seconde correspond à un courant de polarité opposée, qui atteint instantanément une amplitude égale à celle du front de courant, avant de décroître de manière exponentielle en fonction du temps [19].

L'expression mathématique de ce modèle s'écrit comme suit :

$$i(z, t) = i(0, t + z/c) - e^{-(t - z/v)/\tau_D} i(0, z/v^*) = \quad t \geq T \quad (\text{II.13})$$

$$i(z, t) = 0 \quad t < T \quad (\text{II.14})$$

Où τ_D est une constante de temps, suppose égale à 0.1 μs.

$$v^* = v / (1 + v/c)$$

Si on suppose que $\tau_D = 0$, alors le modèle (DU) devient (TCS).

4. Généralisation des modèles d'ingénieur :

Dans les référence [47] Rakov propose la représentation de ces modèles à l'aide d'une seule expression. Cette dernière s'écrit comme suit :

$$i(z', t) = p(z') i(0, -z' / v) u(-z' / v_f) \quad (\text{II.15})$$

Ou :

u : Fonction échelon unite ayant pour valeurs :

$$u(t) = \begin{cases} 1 & \text{Si } t \geq z' / v \\ 0 & \text{Si } t \leq z' / v \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

(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 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	$\text{Exp}(-z' / \lambda)$	v

Tableau II 1 : Les paramètres P(z') et v pour cinq modèles d'ingénieur

5. Courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre :

5.3. Le modèle bi-exponentiel :

Le modèle bi-exponentiel est largement utilisé en raison de sa simplicité et de son adaptabilité à l'analyse fréquentielle des champs électromagnétiques générés par la foudre. L'un de ses avantages majeurs réside dans le fait que sa transformée de Fourier possède une forme

analytique, ce qui facilite son exploitation dans de nombreuses applications pratiques [19].
L'expression mathématique du courant est donnée par :

Premier arc en retour :

$$i(0, t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (\text{II.17})$$

Arc en retour subséquent :

$$i(0, t) = I_{01}(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02}(e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad (\text{II.18})$$

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 [13].

5.4. Fonction d'Heidler :

En 1985, Heidler a proposé une autre expression analytique dans la référence [41], pour obtenir une forme du courant à la base du canal de foudre proche de celle mesurée lors des campagnes expérimentales. Cette expression est donnée par l'équation suivante :

$$i_0 = \frac{I_0}{\eta} \frac{\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n}{1 + \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n} e^{-\frac{t}{\tau_2}} \quad (\text{II.19})$$

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 :

$$\eta = e^{-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)\left(n\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{\frac{1}{n}}} \quad (\text{II.20})$$

La somme de deux fonctions d'Heidler (Rachidi et al. [42]), soit une les combinaisons avec des fonctions exponentielles doubles (Nucci et al. [13]) sont généralement utilisé pour reproduire une forme d'onde d'arc arrière spécifique obtenue par La mesure.

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

	I_{01} (kA)	τ_{11} (μs)	τ_{21} (μs)	n_1	I_{01} (kA)	τ_{12} (μs)	τ_{22} (μs)	n_1
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 [11].

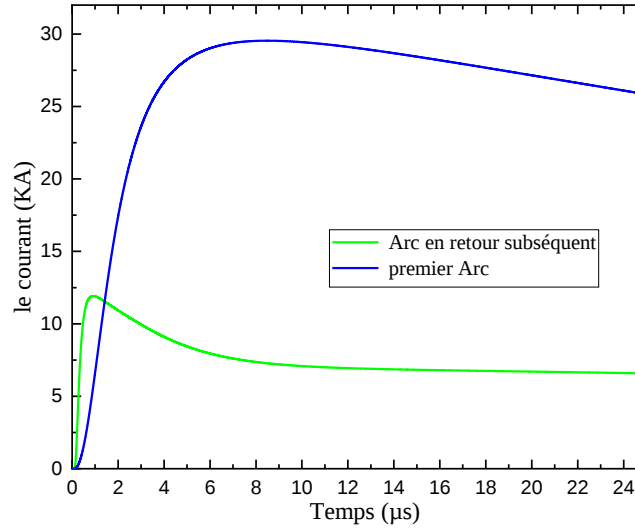


Figure II 6 : Premier arc et l'arc en retour subséquent à la base du canal.

Renvoie la valeur prise par la vitesse, le premier arc et l'arc en retour subséquent, sont respectivement de $1,7 \times 10^8$ m/μs et $1,5 \times 10^8$ m/μs. La constante de décroissance λ dans Le modèle MTLE est supposé égal à 2 Km [42].

Le courant du premier arc est caractérisé par une valeur de crête de 30 KA et une pente maximale est de 12 KA/μs, alors que la valeur de crête du courant de l'arc en retour subséquent est 12KA avec une pente maximale de 40 KA/μs.

5.5. *Modèle hybride :*

Une autre expression analytique notable a été proposée par Nucci et al. En 1990 [41]. Cette formulation appartient à la catégorie des modèles hybrides, car elle combine deux composantes : l'une basée sur la fonction de Heidler, et l'autre suivant une forme exponentielle. L'équation de ce modèle s'exprime comme suit :

$$i(0,t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta} \right) \left[\frac{\left(\frac{t}{\tau_1} \right)^n}{1 + \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^n} \right] e^{(t/\tau_2)} + I_{02} (e^{\alpha_2 t} - e^{\beta_2 t}) \quad (\text{II.22})$$

Paramètres de la premier fonction d'Hidler				Paramètres de la deuxièm fonction bi-exponentielle		
I_{01} (kA)	τ_1 (μ s)	τ_2 (μ s)	n	I_{02} (kA)	τ_3 (μ s)	τ_4 (μ s)
9.9	0.072	5	2	7.5	100	6

Tableau II 4 : Pramètres du modèle hybride du courant de foudre à la base du canal [43].

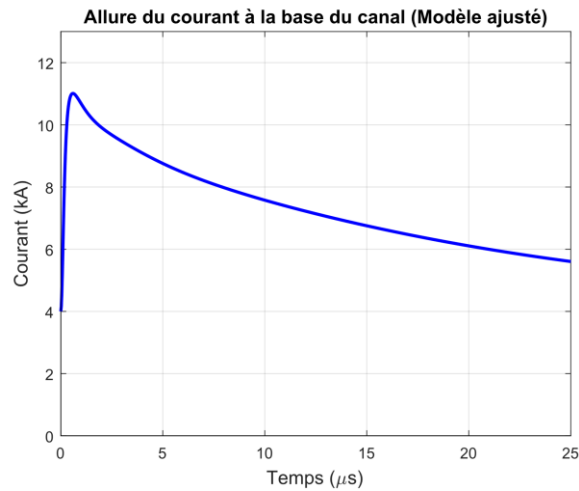


Figure II 7 : Courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride.

La figure II.7. présente le courant de l'arc en retour à la base du canal en utilisant le modèle hybride, il est caractérisé par un pic de 11 kA et une dérivée temporelle maximale de 105 kA/ μ s.

6. Validité des modèles d'ingénieur du courant de l'arc en retour :

Un modèle de courant d'arc en retour pertinent doit permettre de reproduire avec précision le courant mesuré à la base du canal, ainsi que les champs électriques et magnétiques enregistrés à différentes distances (en particulier les valeurs maximales des champs et de leurs dérivées). Il doit également reproduire fidèlement la vitesse du front d'onde de l'arc en retour observée expérimentalement.

Plusieurs auteurs ont étudié la capacité des modèles d'ingénieur à prédire le champ électromagnétique rayonné par les coups de foudre ; Rakov [44] mentionne deux approches principales pour évaluer cette capacité :

- ✓ La première approche consiste à utiliser une forme d'onde de courant à la base du canal typique et une vitesse de propagation de l'arc en retour typique comme entrées du

modèle, puis à comparer les champs électromagnétiques prédits par le modèle avec les champs typiques mesurés.

- ✓ La seconde approche consiste à utiliser la forme d'onde de courant de la base du canal et la vitesse de propagation mesurée pour un même événement individuel et à comparer les champs calculés avec les champs mesurés pour ce même événement spécifique.

La deuxième approche permet de fournir une évaluation plus fiable de la validité du modèle, mais elle n'est applicable que dans des situations spécifiques, telles que les coups de foudre artificiellement déclenchés ou les impacts naturels sur des structures élevées, où le courant à la base du canal peut être directement mesuré. Lors des calculs des champs électromagnétiques, il est généralement supposé que le canal de foudre est droit, vertical, et prend naissance au niveau du sol ($z = 0$). Cette hypothèse est plus appropriée pour les arcs en retour subséquents, mais peut s'avérer moins exacte pour les premiers arcs. En général, la longueur du canal n'est pas spécifiée, sauf si elle est définie par le modèle lui-même, comme c'est le cas pour le modèle MTLL (cf. Rakov et Dulzon [45]). Ainsi, les champs prédits et la validité du modèle deviennent peu significatifs au-delà de 25 à 75 μ s, durée correspondant au temps nécessaire au front de l'arc pour parcourir la distance entre le sol et le nuage.

Nucci et al. [13], en 1990, ont identifié quatre caractéristiques du champ électromagnétique mesuré de 1 à 200 km par Lin et al. [13] en 1979 (chap.1, fig. I.16) et ils ont utilisé ces caractéristiques comme référence pour leur validation expérimentale des modèles d'ingénieur (TL, MTLE, BG et TCS). Les caractéristiques comprennent :

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 $[10\mu\text{s}, 40\mu\text{s}]$;
4. Les allures du champ électrique et magnétique lointains qui présentent une inversion de polarité.

Nucci et al. Concluent de leur étude que tous les modèles évalués par eux, en utilisant des champs mesurés à des distances allant de 1 à 200 km, prédisent des champs raisonnables pour les 5-10 premiers microsecondes, de même pour les 100 premières microsecondes à l'exception du modèle TL.

	BG	TCS	TL	MTL
1 ^{ère} Caractéristique	+	+	+	+
2 ^{ème} Caractéristique	+	+	-	+
3 ^{ème} Caractéristique	+	+	+	-
4 ^{ème} Caractéristique	-	-	-	+

Tableau II 5 : Validation des modèles d'ingénieur selon Nucci et al. [13].

- Le signe « + » signifié modèle validé, et le signe « - » signifié modèle non-validé.

Dans leur étude de 1993, Thottappillil et Uman [46] ont comparé les modèles TL, TCS, MTLE et DU en se basant sur 18 ensembles de données issues de coups de foudre déclenchés artificiellement. Chaque ensemble comprenait trois grandeurs mesurées simultanément : le courant à la base du canal, la vitesse de propagation de l'arc en retour, et le champ électrique à environ 5 km de la base. Les résultats ont montré que les modèles TL, MTLE et DU prédisaient les pics initiaux des champs électriques avec une erreur absolue moyenne d'environ 20 %, tandis que le modèle TCS présentait une erreur plus élevée, avoisinant 40 %.

Les résultats globaux des tests de validité des modèles d'ingénieur peuvent être résumés comme suit :

- La relation entre le pic initial du champ et le pic initial du courant est raisonnablement bien prédite par les modèles TL, MTLL, MTLE et DU.
- Du point de vue de l'ensemble des formes d'onde du champ à 5 km, tous les modèles devraient être considérés comme insuffisants.
- Les champs électriques à des dizaines de mètres du canal, après les 10-15 premiers μ s sont raisonnablement reproduits par les modèles MTLL, BG, TCS et DU, mais pas par les modèles TL et MTLE.

- La plupart des modèles considérés sont adéquats dans les calculs où ils reproduisent des champs qui sont des approximations raisonnables des données expérimentales disponibles. Les versions modifiées du modèle TL (MTLE et MTLL) sont probablement le compromis le plus raisonnable entre la simplicité mathématique et la précision.

Cependant, le modèle TL est recommandé pour l'estimation du pic initial du champ à partir du pic du courant, et vice versa.

7. Conclusion :

Ce chapitre a été consacré à l'étude de la modélisation du courant de l'arc en retour de la foudre, élément central pour la compréhension des champs électromagnétiques associés aux décharges atmosphériques. Parmi les différentes catégories de modèles proposées dans la littérature, une attention particulière a été portée aux modèles dits « d'ingénieur ». Ces modèles permettent une représentation spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre, à partir de paramètres expérimentaux mesurables tels que le courant à la base du canal et la vitesse de propagation de l'arc en retour.

Les résultats globaux des tests de validité des modèles d'ingénieur peuvent être résumés comme suit :

- La relation entre le pic initial du champ et le pic initial du courant est raisonnablement bien prédite par les modèles TL, MTLL, MTLE et DU.
- Les modèles MTLL, BG, TCS et DU reproduisent de manière raisonnable les champs à proximité du canal, au-delà des 10 à 15 premières microsecondes.
- Du point de vue de l'ensemble des formes d'onde du champ à 5 km, tous les modèles devraient être considérés comme insuffisants.

La plupart des modèles considérés sont adéquats dans les calculs où ils reproduisent des champs qui sont des approximations raisonnables des données expérimentales disponibles. Les versions modifiées du modèle TL (MTLE et MTLL) sont probablement le compromis le plus raisonnable entre la simplicité mathématique et la précision. Cependant, le modèle TL est recommandé pour l'estimation du pic initial du champ à partir du pic du courant, et vice versa.

CHAPITRE III :
MODÉLISATION DES
RAYONNEMENTS
ÉLECTROMAGNÉTIQUES DE
LA FOUDRE PAR FDTD

1. Introduction :

Dans le cadre de l'étude des effets électromagnétiques liés à la foudre, la modélisation numérique constitue un outil indispensable pour analyser et prédire le comportement des champs induits dans différents environnements. Parmi les différentes approches de simulation existantes, la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) s'impose comme l'une des techniques les plus robustes et largement utilisées pour résoudre les équations de Maxwell dans le temps et l'espace.

Ce chapitre est consacré à la présentation de la modélisation des champs électromagnétiques générés par la foudre en utilisant la méthode FDTD. Dans une première partie, nous justifions le choix de cette méthode en mettant en évidence ses avantages, notamment sa capacité à prendre en compte la complexité des milieux hétérogènes comme le sol, dont les propriétés électromagnétiques peuvent varier avec la profondeur. Nous exposons également les principes fondamentaux de la méthode FDTD, ses équations de mise en œuvre, et les conditions aux limites utilisées.

La deuxième partie est consacrée à la présentation des résultats de simulation obtenus à partir du code développé. Nous analysons l'influence de paramètres tels que la teneur en eau et la porosité du sol sur la propagation des champs électromagnétiques. Ces résultats permettent d'illustrer la pertinence de la modélisation pour comprendre l'interaction complexe entre la foudre et le sol.

2. Introduction aux méthodes numériques en électromagnétisme :

Le choix des méthodes numériques dépend principalement de la nature de l'analyse envisagée. Il s'agit de trouver un compromis optimal entre le temps de calcul, la précision des résultats et les ressources informatiques disponibles.

En modélisation électromagnétique, on distingue généralement deux grandes familles d'approches numériques :

- Les méthodes temporelles : qui permettent de suivre l'évolution des grandeurs physiques à la fois dans l'espace et dans le temps.
- Les méthodes fréquentielles : qui se focalisent sur la résolution du problème dans le domaine spectral, en étudiant les réponses en fonction des fréquences.

Dans le cadre de cette étude, l'objectif est d'analyser la propagation des champs électromagnétiques générés par la foudre, dans un environnement dont les propriétés varient avec la profondeur. Il s'agit donc d'un problème transitoire, formulé dans un domaine spatio-temporel, nécessitant l'adoption d'une méthode adaptée à ce type de configuration.

Il y a Plusieurs méthodes numériques peuvent être utilisées pour résoudre ce problème dans le domaine spatiotemporel [48] :

2.1. Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) :

Cette méthode consiste à discrétiser l'équation des ondes électromagnétiques dans le domaine temporel et à résoudre numériquement cette équation sur une grille. Elle permet de prendre en considération des différents paramètres qui peuvent affecter les rayonnements électromagnétiques d'une façon la plus simple, tel que les paramètres électriques du sol, la stratification, les objets bâtiments, etc.

2.2. Méthode des différences finies dans le domaine fréquentiel (FDFD) :

Cette méthode consiste à discrétiser les équations des ondes électromagnétiques dans le domaine fréquentiel à l'aide de différences finies. Elle est particulièrement utile pour les simulations à large bande passante, où la réponse en fréquence du rayonnement de la foudre.

2.3. Méthode des éléments finis (FEM) :

La méthode des éléments finis est une technique utilisée pour résoudre des équations différentielles en discrétisant la région d'intérêt en éléments finis. Elle permet de modéliser la propagation des ondes électromagnétiques en prenant en compte les propriétés des matériaux, les conditions aux limites et les sources de la foudre.

2.4. Méthode des moments (MoM) :

La méthode des moments est une approche basée sur la théorie de l'électromagnétisme qui permet de résoudre numériquement les équations intégrales des ondes électromagnétiques. Elle est souvent utilisée pour les problèmes de diffraction et de rayonnement électromagnétique.

2.5. Méthode de lancer de rayon (ray tracing) :

Basée sur l'optique géométrique, cette méthode suit la trajectoire de rayons électromagnétiques à travers des milieux avec réflexion, transmission et diffraction. Elle est surtout utilisée dans les hautes fréquences et les scénarios complexes comme l'urbanisme ou la propagation indoor.

Ces différentes méthodes numériques offrent des outils puissants pour simuler la propagation des champs électromagnétiques générés par la foudre et en évaluer les effets potentiels sur les structures environnantes. Le choix de la méthode la plus appropriée dépend essentiellement des caractéristiques spécifiques du problème étudié, de la précision recherchée, ainsi que des ressources de calcul disponibles.

Parmi ces approches, la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) se distingue par sa simplicité conceptuelle et sa facilité de mise en œuvre. Elle est largement adoptée en modélisation électromagnétique, car elle permet une représentation réaliste et détaillée des phénomènes transitoires dans des milieux complexes, tels que les sols hétérogènes affectés par la foudre.

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

3.1. Présentation de la méthode FDTD :

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) repose sur la discrétisation des équations de Maxwell afin de résoudre des problèmes électromagnétiques dans le domaine temporel. La propagation des ondes électromagnétiques dans l'espace est un phénomène bien décrit par ces équations fondamentales.

En 1966, Kane Yee a proposé un schéma numérique novateur, aujourd'hui connu sous le nom de schéma de Yee, qui constitue la base de la méthode FDTD. Ce schéma consiste à discrétiser à la fois le temps et l'espace à l'aide de différences finies centrées, permettant ainsi de calculer l'évolution des champs électromagnétiques à chaque instant et en chaque point d'un maillage spatial.

Grâce à sa simplicité conceptuelle et à sa robustesse, cette technique est aujourd'hui largement utilisée dans de nombreux domaines d'application liés à l'électromagnétisme.[49]

3.2. L'algorithme de Yee [50] :

L'algorithme FDTD, proposé pour la première fois par Kane Yee en 1966, utilise des différences centrales du second ordre. L'algorithme peut être résumé comme suit :

1. Remplacer toutes les dérivées des lois d'Ampère et de Faraday par des différences finies.
2. Discrétiser l'espace et le temps de façon à ce que les champs électriques et magnétiques soient décalés dans l'espace et le temps
3. Résolvez les équations de différence résultantes pour obtenir des "équations de mise à jour" qui expriment les champs futurs (inconnus) en termes de champs passés (connus).
4. Évaluer les champs magnétiques un pas de temps dans le futur de manière à ce qu'ils soient maintenant connus (en fait, ils deviennent des champs passés).
5. Évaluer les champs électriques à un pas de temps dans le futur de sorte qu'ils soient maintenant connus (en fait, ils deviennent des champs passés).
6. Répéter les deux étapes précédentes jusqu'à ce que les champs soient obtenus pour le temps désiré.

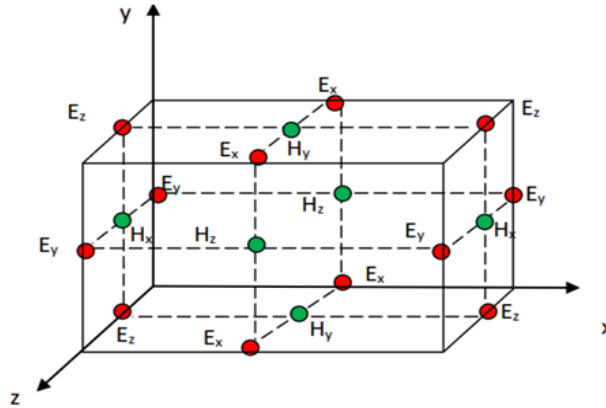


Figure III 1: La cellule de Yee en 3D et en coordonnées cartésiennes. [50]

3.3. 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 [51] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{III.1})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{III.2})$$

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 ».

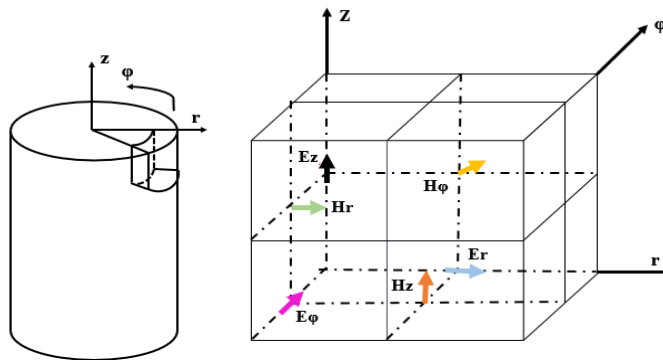


Figure III 2: La cellule de Yee en 3D et en coordonnées cartésiennes. [50]

Dans les figures (III.2-III.4) 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.

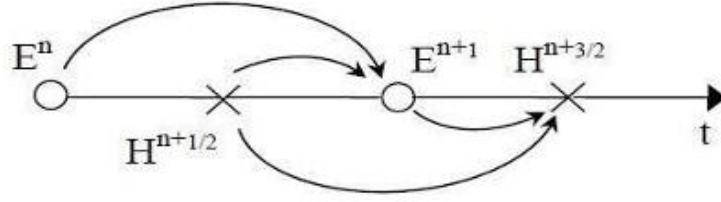


Figure III 3: Principe de la discrétisation temporelle. [50]

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 « $n+1/2$ » (voir les figures III.3 et III.4) [50]. 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 III.2).

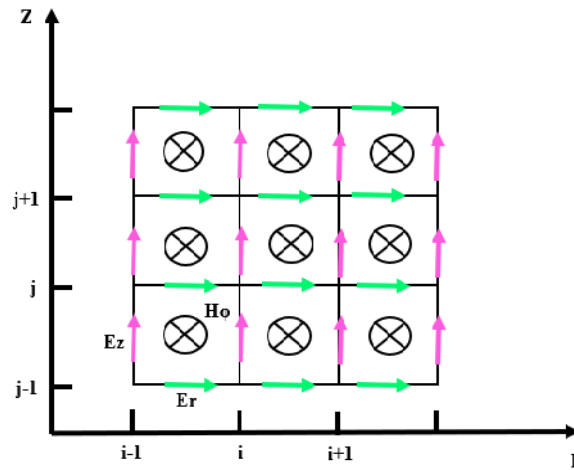


Figure III 4: Domaine de calcul en (2D) avec un système à coordonnées cylindriques [50].

$$\frac{\partial H_\phi}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \quad (\text{III.3})$$

$$6E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} \quad (\text{III.4})$$

$$6E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial (rH_\phi)}{\partial r} \quad (\text{III.5})$$

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 :

$$\left. \frac{\partial_f(r, z, t)}{\partial r} \right| = \frac{f^n(i+1, j) - f^n(i-1, j)}{\Delta r} \quad (\text{III.6})$$

$$\left. \frac{\partial_f(r, z, t)}{\partial z} \right| = \frac{f^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right) - f^n\left(i, j - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z} \quad (\text{III.7})$$

$$\left. \frac{\partial_f(r, z, t)}{\partial t} \right| = \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i, j) - f^{n-\frac{1}{2}}(i, j)}{\Delta t} \quad (\text{III.8})$$

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.3) -(II.5) et en utilisant les équations (II.6) - (II.8) on obtient les composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre qui s'écrivent [52]:

$$E_z^{n+1}(i, j + 1/2) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t} E_z^n(i, j + \frac{1}{2}) + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)r\Delta r} \begin{bmatrix} r_{(i+\frac{1}{2})} H_\varphi^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) \\ -r_{(i-\frac{1}{2})} H_\varphi^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) \end{bmatrix} \quad (\text{III.9})$$

$$E_r^{n+1}(i + 1/2, j) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t} E_r^n(i + \frac{1}{2}, j) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta r} \begin{bmatrix} H_\varphi^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) \\ -H_\varphi^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}) \end{bmatrix} \quad (\text{III.10})$$

$$H_\varphi^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) = H_\varphi^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\mu\Delta r} \left[E_z^n(i + 1, j + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, j + \frac{1}{2}) \right] - \frac{\Delta t}{\mu\Delta z} \left[E_r^n(i + 1/2, j + 1) + E_r^n(i + \frac{1}{2}, j) \right] \quad (\text{III.11})$$

4. Conditions aux limites absorbantes (absorbing bondary condition) :

Dans les simulations électromagnétiques, en particulier celles utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), il est souvent nécessaire de modéliser des structures rayonnantes dans un espace ouvert, comme les antennes ou les phénomènes de foudre. Cependant, en raison des limites de la mémoire et de la puissance de calcul, il est impossible de simuler un domaine spatial infini. Pour remédier à cela, on introduit des frontières artificielles autour du domaine de calcul. Ces frontières doivent être traitées avec soin, car si aucune condition

particulière n'est imposée, les ondes électromagnétiques qui atteignent ces bords seront réfléchies vers l'intérieur, ce qui engendre des artefacts numériques et fausse les résultats.

Les conditions aux limites absorbantes (ABC) ont été conçues pour résoudre ce problème, leur rôle est de simuler l'absorption naturelle des ondes dans un espace infini en minimisant les réflexions non physiques sur les frontières artificielles. Cela permet aux ondes sortantes de quitter le domaine comme si elles continuaient à se propager dans un espace libre. Plusieurs techniques ABC ont été développées, notamment les conditions de Mur, simples mais limitées, et les couches parfaitement adaptées (PML – Perfectly Matched Layers), qui sont aujourd'hui la solution la plus efficace pour absorber les ondes quel que soit leur angle d'incidence ou leur fréquence. L'utilisation d'ABC est donc essentielle pour garantir la fiabilité et la précision des simulations électromagnétiques dans des milieux ouverts.

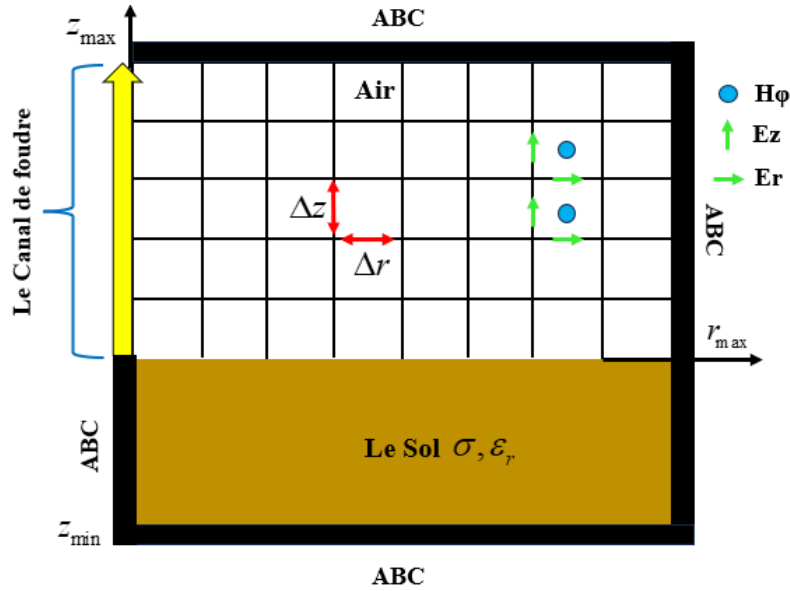


Figure III 5: Maillage FDTD-2D coordonnées cylindrique.

Dans ce travail, on a utilisé les conditions aux limites absorbantes au premier ordre développées par Mur [50]. Leurs approximations aux différences finies sont comme suit :

1. Dans la direction r :

$$H_{\phi}^{n+1/2}(i_{\max} + 1/2, j + 1/2) = \frac{2N - 1v\Delta t - \Delta r}{2N + 1v\Delta t + \Delta r} H_{\phi}^{n+1/2}(i_{\max} - 1/2, j + 1/2) - \frac{v\Delta t - \Delta r}{v\Delta t + \Delta r} H_{\phi}^{n-1/2}(i_{\max} + 1/2, j + 1/2) + \frac{2N - 1}{2N + 1} H_{\phi}^{n-1/2}(i_{\max} - 1/2, j + 1/2) \quad (\text{III.12})$$

2. dans la direction Z :

$$H_{\varphi}^{n+1/2}(i+1/2, j_{\max}+1/2) = H_{\varphi}^{n-1/2}(i+1/2, j_{\max}-1/2) + \frac{v\Delta t - \Delta z}{v\Delta t + \Delta z} \left[H_{\varphi}^{n+1/2}(i+1/2, j_{\max}-1/2) - H_{\varphi}^{n-1/2}(i+1/2, j_{\max}+1/2) \right] \quad (\text{III.13})$$

$$H_{\varphi}^{n+1/2}(i+1/2, j_{\min}-1/2) = H_{\varphi}^{n-1/2}(i+1/2, j_{\min}+1/2) + \frac{v\Delta t - \Delta z}{v\Delta t + \Delta z} \left[H_{\varphi}^{n+1/2}(i+1/2, j_{\min}+1/2) - H_{\varphi}^{n-1/2}(i+1/2, j_{\min}-1/2) \right] \quad (\text{III.14})$$

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

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

$$E_z^{n+1}(0, j+1/2) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_z^n(0, j+1/2) + \frac{8\Delta}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta r} H_{\varphi}^{n+1/2}(1/2, j+1/2) \frac{4\Delta t}{\pi\varepsilon_0\Delta r^2} i^{n+1/2}(0, j+1/2) \quad (\text{III.15})$$

Ou :

$i^{n+1/2}(0, j+1/2)$: 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 [53].

5. Application de la méthode FDTD pour le calcul de champ électromagnétique de la foudre :

5.1. Influence du sol stratifié sur le champ électromagnétique de la foudre :

Cette étude est menée sur les champs électromagnétiques générés par la foudre, en tenant compte de la stratification du sol. Deux types d'ondes de courant représentatives l'une pour le premier arc et l'autre pour l'arc subséquent sont utilisées dans cette analyse. Divers modèles de sol sont considérés : homogène, bicouche, avec des paramètres constants ou dépendants de la fréquence. Les résultats sont évalués pour différentes distances d'observation : en champ proche (50 m) et en champ lointain (1 km) et en deux point d'observations, 10 m au-dessus du sol et 1m en-dessous du sol.

La figure suivante montre les 06 cas étudier :

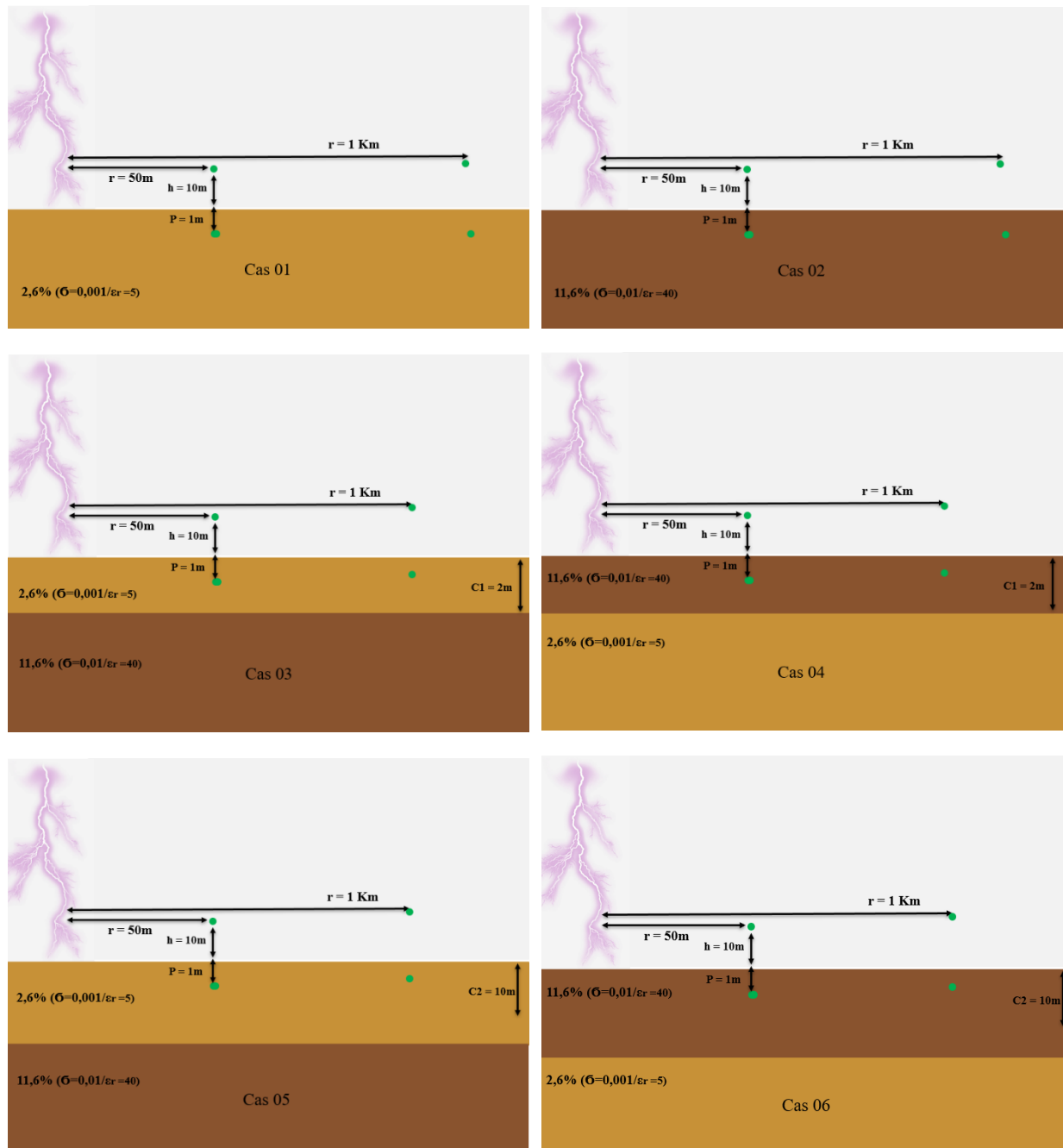


Figure III 6: Les géométries du sol adoptées dans la simulation.[54]

Dans le cas d'un modèle de sol à paramètres fixes, les constantes diélectriques pour des teneurs en eau de 2,6 % et 11,6 % sont respectivement fixées à 5 et 40, six cas différents sont pris en compte dans les simulations : [54]

- Cas 1 : sol homogène avec une teneur en eau de 2,6 %, correspondant à une conductivité continue (DC) de 0,001 S/m.
- Cas 2 : sol homogène avec une teneur en eau de 11,6 %, correspondant à une conductivité DC de 0,01 S/m.

- Cas 3 : sol bicouche avec une couche supérieure contenant 2,6 % d'eau et une couche inférieure contenant 11,6 %. ($C_1=2m$)
- Cas 4 : sol bicouche avec une couche supérieure contenant 11,6 % d'eau et une couche inférieure contenant 2,6 %. ($C_1=2m$)
- Cas 5 : sol bicouche avec une couche supérieure contenant 2,6 % d'eau et une couche inférieure contenant 11,6 %. ($C_2=10m$)
- Cas 6 : sol bicouche avec une couche supérieure contenant 11,6 % d'eau et une couche inférieure contenant 2,6 %. ($C_2=10m$)

Paramètres de simulation :

- La hauteur du canal de foudre $H = 8000m$,
- La constante de décroissance du courant (modèle MTLE) $\lambda = 2000 m$,
- La vitesse de front de l'arc en retour, $v = 150m/\mu s$
- Les pas spatiaux selon l'axe horizontal et vertical
- Le pas temporel = $1ns$
- La permittivité relative du sol $\epsilon_r = 10$

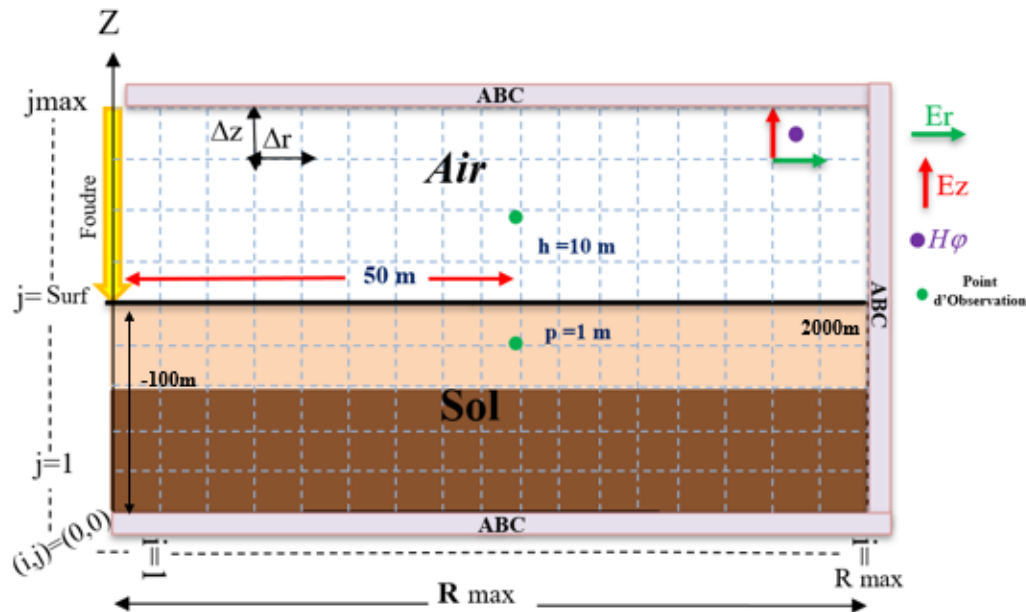


Figure III 7: Géométrie de problème pour un sol stratifié.

Les valeurs adoptées des paramètres électriques des couches du sol sont données dans le tableau. III.1. Quatre cas ont été considérés dans la simulation : les cas 1 et 2 sont des cas de base correspondant à un sol homogène, alors que les cas 3 et 4 représentent deux configurations de sol à deux couches. La stratification horizontale du sol a été prise en compte simplement en

considérant différentes valeurs pour les paramètres électriques du sol lors du passage d'un point de la grille à un autre appartenant à une couche différente.

	$\sigma_1(\text{s/m})$	ϵ_{r1}	$\sigma_2(\text{s/m})$	ϵ_{r2}	Couche supérieure	Couche inférieure
Cas 01 :sol homogène (faible conductivité)	0.001	5	0.001	5	2.6%	2.6%
Cas 02 : sol homogène (conductivité élevée)	0.01	40	0.01	40	11.6%	11.6%
Cas 03 :sol stratifier $\sigma_1 < \sigma_2$	0.001	5	0.01	40	2.6%	11.6%
Cas 04 :sol stratifier $\sigma_1 > \sigma_2$	0.01	40	0.001	5	11.6%	2.6%

Tableau III. 1: les paramètres électriques des deux couches.

Les figures (résultats de simulation) présentées dans cette étude illustrent respectivement le premier coup de foudre et les coups de retour subséquents, pour deux configurations de stratification du sol l'une avec une première couche d'une épaisseur $C_1 = 2$ m et l'autre avec une épaisseur $C_2 = 10$ m pour la première couche.

D'où E_r représente le champ électrique horizontal, E_z représente le champ électrique vertical et H_ϕ représente le champ magnétique azimutal

5.2. Champ électrique horizontal E_r :

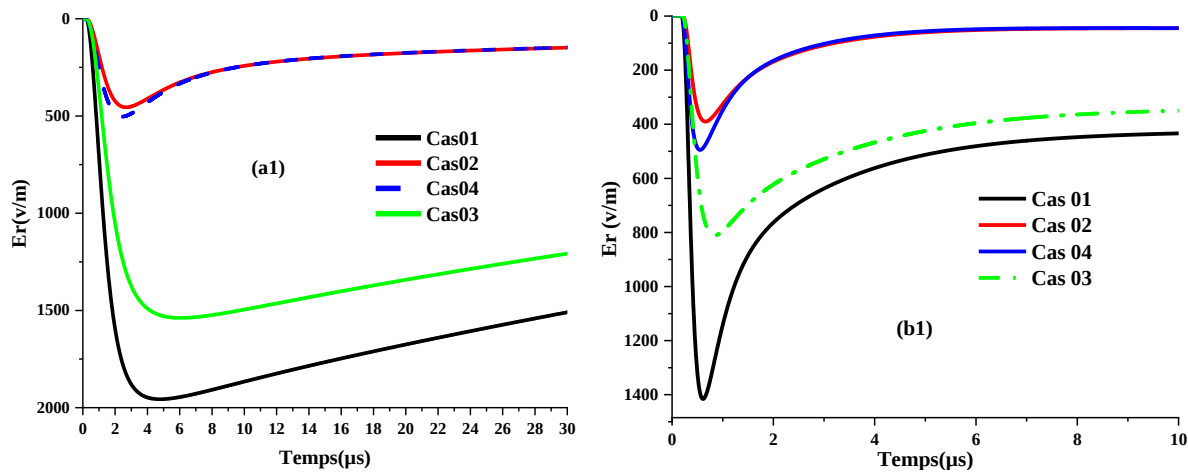


Figure III 8: Champ électrique horizontal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=50\text{m}$, $p=1$, $C_1=2\text{m}$

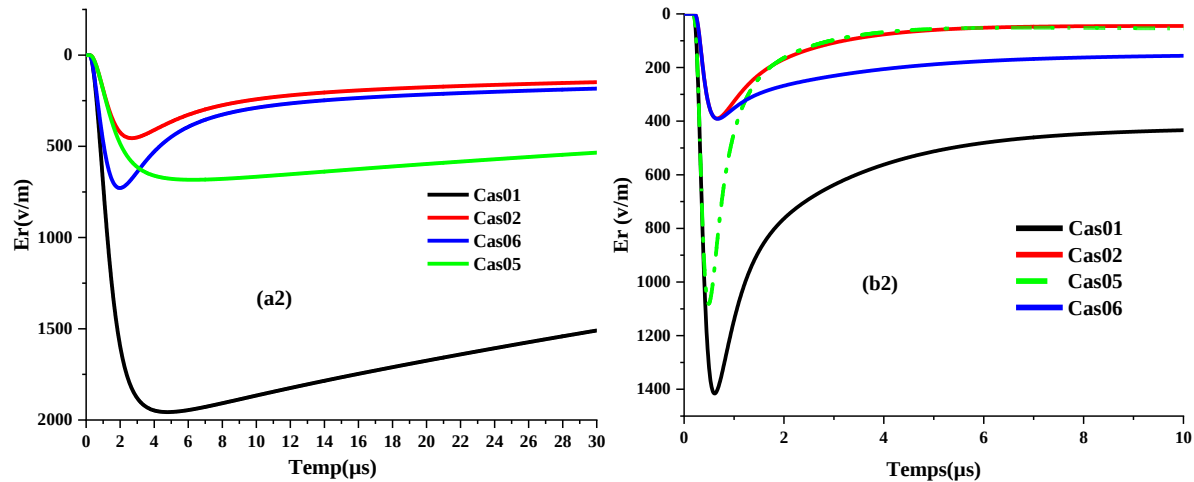


Figure III 9: Champ électrique horizontal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=50m$, $p=1$, $C_2=10m$

Les figures (III.8, III.9) présentent la variation temporelle du champ électrique horizontal à 50 m du canal et à 1 m de profondeur pour les six cas étudiés. On observe que les paramètres électriques du sol ont un effet considérable sur la composante horizontale (voir cas 01 et 02), ou l'augmentation de la conductivité du sol se traduit par une forte diminution dans l'amplitude du champ électrique horizontal.

Le sol stratifié aussi à un effet sur le composante horizontale (voir cas 01 avec 03, et le cas 02 avec 04), ou ajouter une couche plus conductrice en dessous d'une couche avec des faibles paramètres électriques (cas 03) traduit par une diminution du champ électrique horizontale comparé par le cas avec un sol homogène avec des paramètres de la première couche (cas01). Quand on ajoute une couche moins conductrice en dessous d'une couche plus conductrice on remarque que l'amplitude du champ électrique horizontal à une légère augmentation (cas 04 avec 02). Cela est plus visible dans les simulations avec le premier arc en retour.

Augmenter l'épaisseur de la premier couche (comparer fig.III.8 (a1) avec fig.III.9 (a1) et (b1) avec (b2)), enjoinde une augmentation d'effet de la stratification dans les résultats obtenus avec le premier arc (voir (a1) avec (a2)) et une diminution dans l'effet de la stratification dans les résultats de obtenus avec l'arc en retour subséquent (voir (b1) et (b2)).

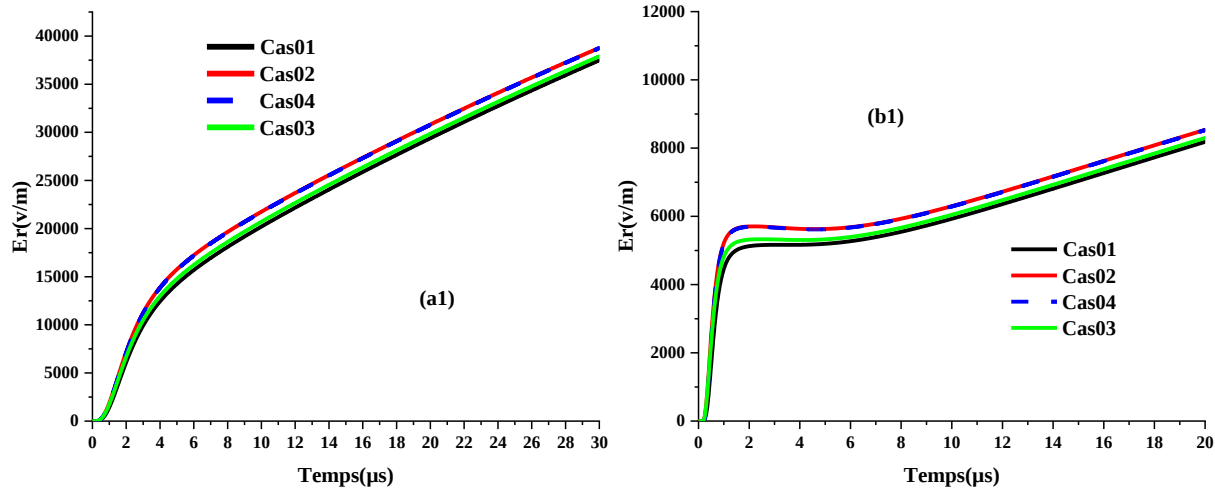


Figure III 10: Champ électrique horizontal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=50m$, $h=10m$, $C_1=2m$

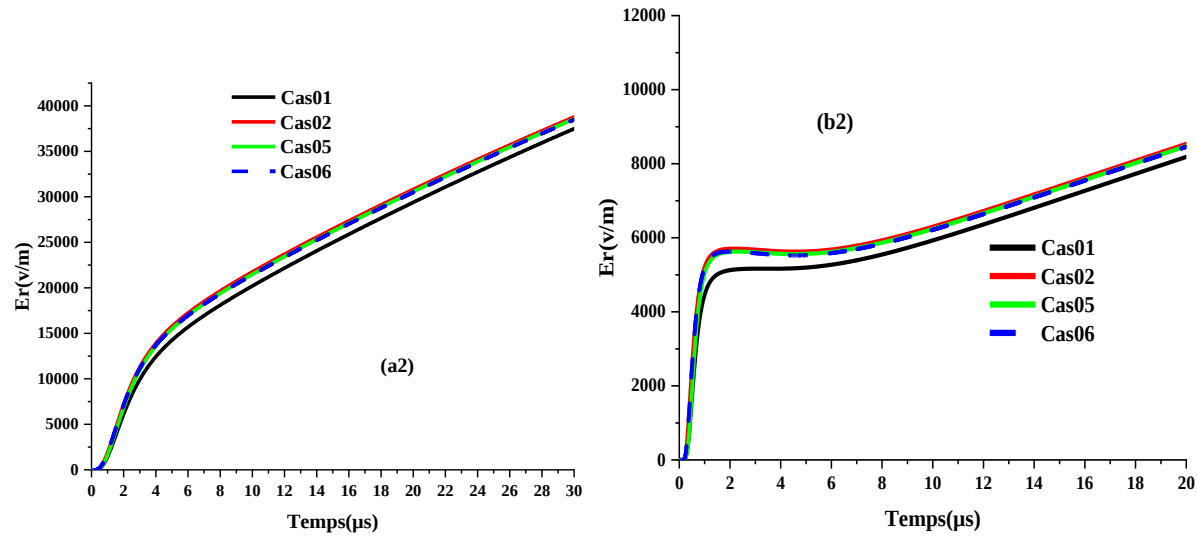


Figure III 11: Champ électrique horizontal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=50m$, $h=10m$, $C_2=10m$

Ces figures illustrent le champ électrique horizontal à 50 m du canal et 10 m de hauteur.

À cette courte distance et à 10 m de hauteur, les figures montrent que le champ électrique horizontal E_r devient moins sensible aux paramètres électriques du sol et à sa stratification. Les courbes des différents cas de sol (01 à 06) restent quasiment confondues pour les deux types d'arcs., que ce soit pour le premier coup de foudre (a1) ou l'arc subséquent (b1), l'augmentation de la conductivité (cas 02), l'ajout de couches conductrices ou résistives en profondeur (cas 03 à 06), et même l'épaisseur de la première couche ($C_2 = 10 m$ dans cas 05 et 06) n'ont pratiquement aucun effet visible.

Cela s'explique par le fait qu'à 10 m de hauteur et 50 m du canal, le champ rayonné prédomine, et l'effet des ondes de surface ou des couches du sol devient négligeable. Les différences observées à 1 m de profondeur ne se retrouvent donc plus en hauteur, ni pour le premier arc (a1) ni pour les coups subséquents (b1).

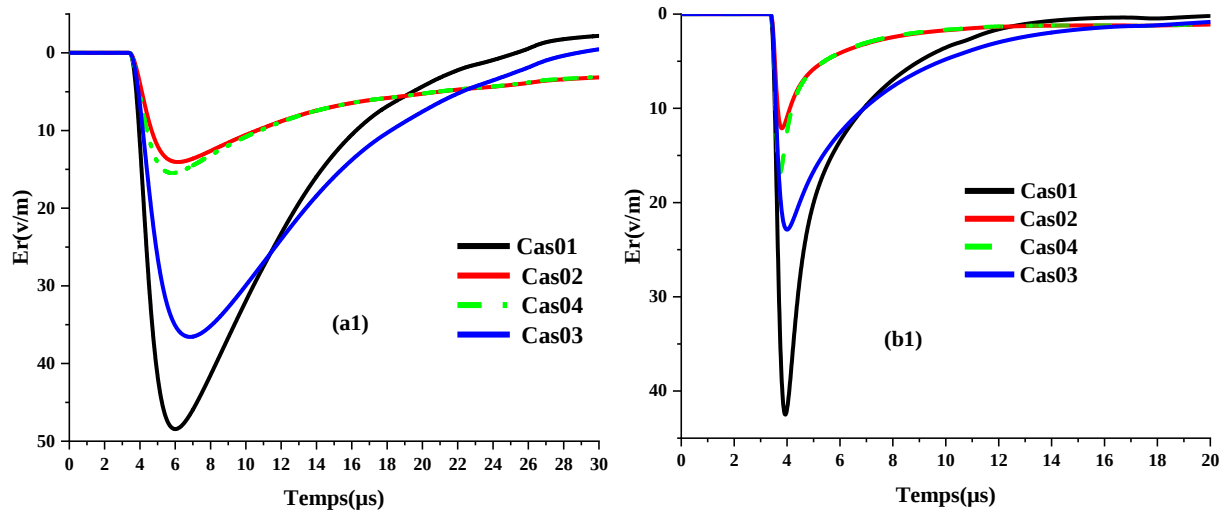


Figure III 12: Champ électrique horizontal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=1k$, $p=1$, $C_1=2m$

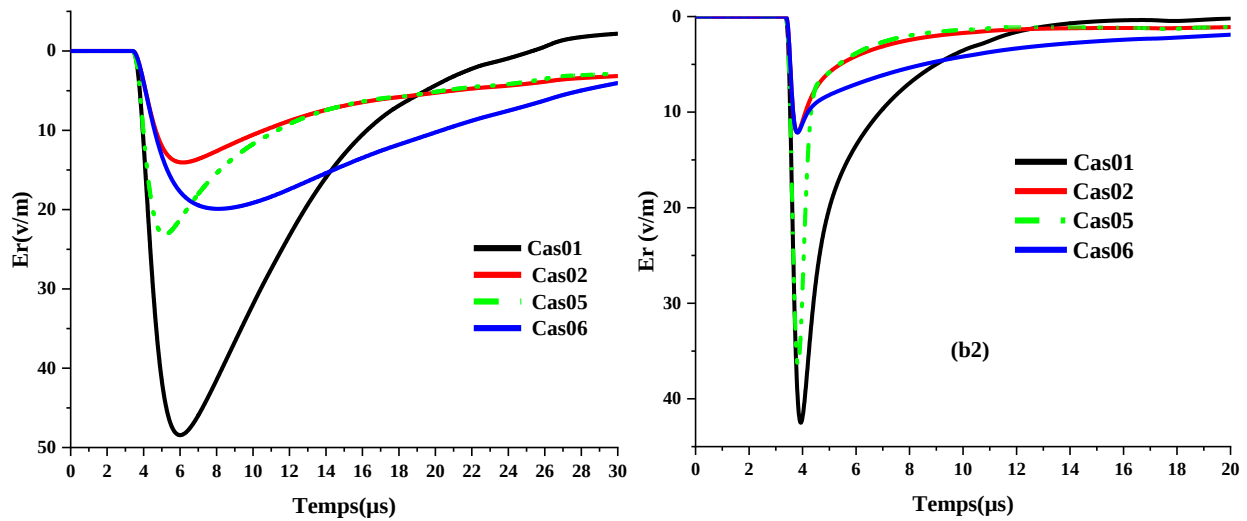


Figure III 13: Champ électrique horizontal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=1k$, $p=1$, $C_2=10m$.

Les figures montrent le champ électrique horizontal à 1 km et 1 m de profondeur.

À grande distance, l'influence du sol est amplifiée. L'augmentation de la conductivité (cas 02) réduit considérablement le champ par rapport au cas 01. Les cas stratifiés (03 et 04) modifient fortement la décroissance : la couche conductrice en profondeur (cas 03) atténue le champ et

ralentit sa décroissance, tandis qu'une couche résistive (cas 04) accélère cette décroissance. Avec une première couche plus épaisse (cas 05 et 06), l'effet de la stratification est moins immédiat et décalé, car le champ traverse plus de matière homogène avant d'atteindre la couche inférieure.

Cet effet est encore plus prononcé pour les coups subséquents (b1), qui, riches en basses fréquences, sont très sensibles aux propriétés électriques et à la stratification. Les cas 03 et 05 ralentissent la décroissance du champ, tandis que les cas 04 et 06 l'accélèrent, avec un effet retardé pour les cas 05 et 06.

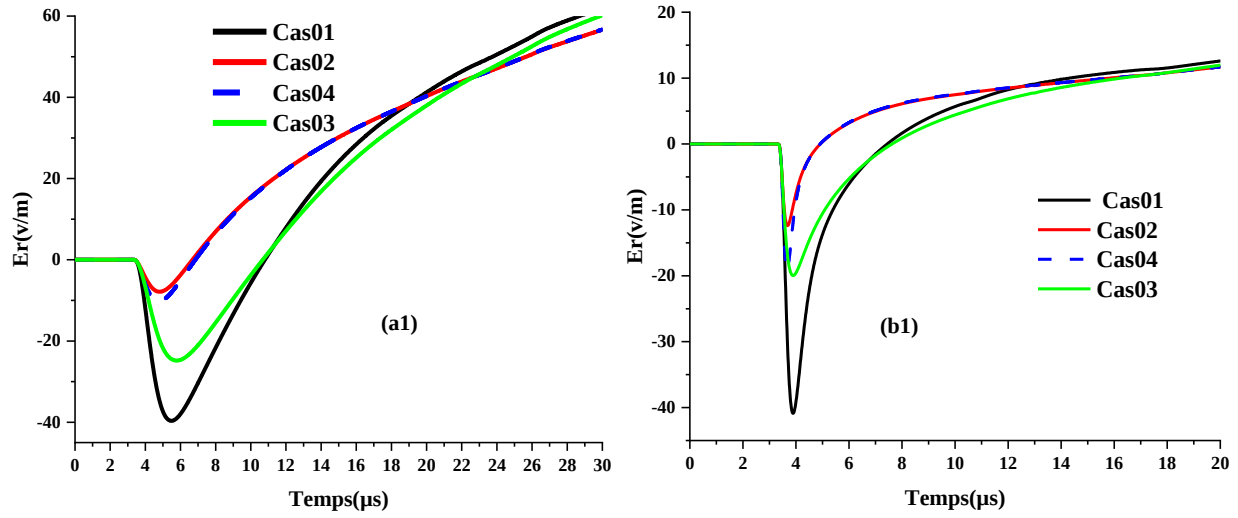


Figure III 14: Champ électrique horizontal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=1k$, $h=10m$, $C_1=2m$.

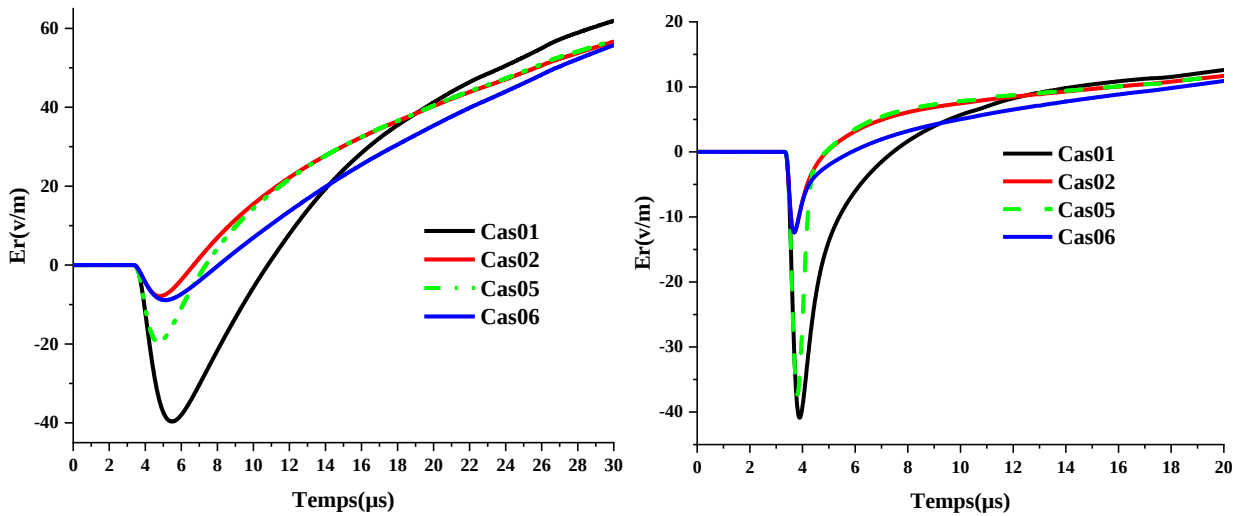


Figure III 15 : Champ électrique horizontal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=1k$, $h=10m$, $C_2=10m$

Ces figures présentent le même champ à 1 km et 10 m de hauteur. L'influence du sol reste présente mais légèrement atténuée par l'élévation. Les variations entre les cas concernent principalement la décroissance du champ après le pic, les sols plus conducteurs ralentissant cette décroissance.

Les simulations réalisées pour le champ électrique horizontal généré par un coup de foudre montrent que sa réponse varie selon la distance à l'impact, la hauteur d'observation et la stratification du sol. À courte distance (50 m) et à 10 m de hauteur, le champ reste peu sensible aux propriétés électriques du sol. En revanche, à des distances plus importantes (1km), la réponse aux temps courts est essentiellement déterminée par la couche superficielle du sol, tandis que la réponse aux temps longs est influencée par la couche inférieure plus conductrice. Les résultats confirment que la stratification du sol influence plus fortement le champ horizontal, bien que celle-ci contribue à réduire légèrement le pic négatif, particulièrement pour les coups de retour subséquents.

V.3. Champ électrique vertical E_z :

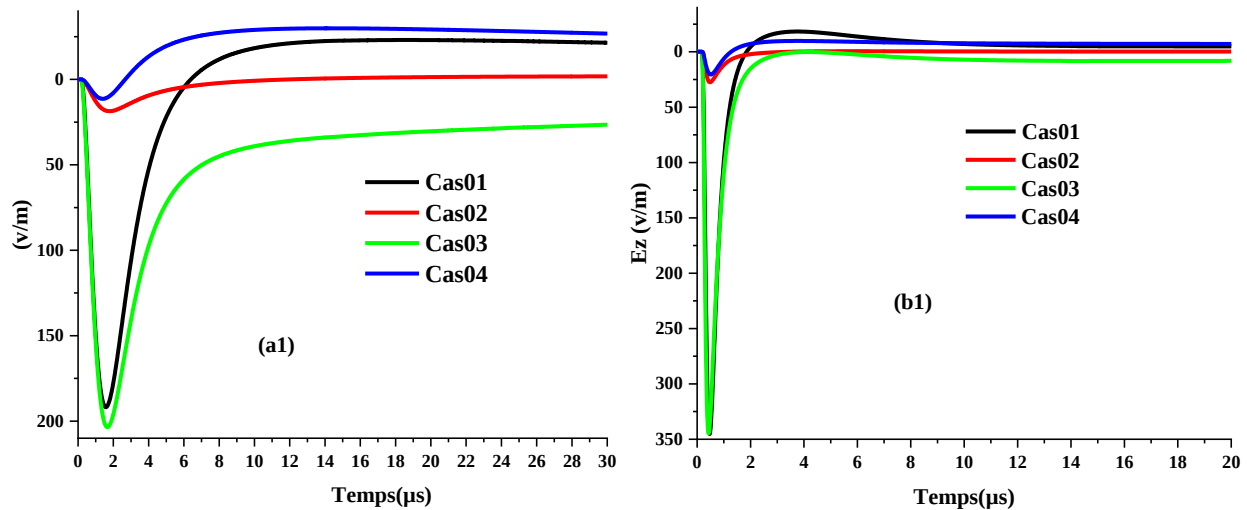


Figure III 16: Champ électrique vertical de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=50m$, $p=1$, $C_1=2m$

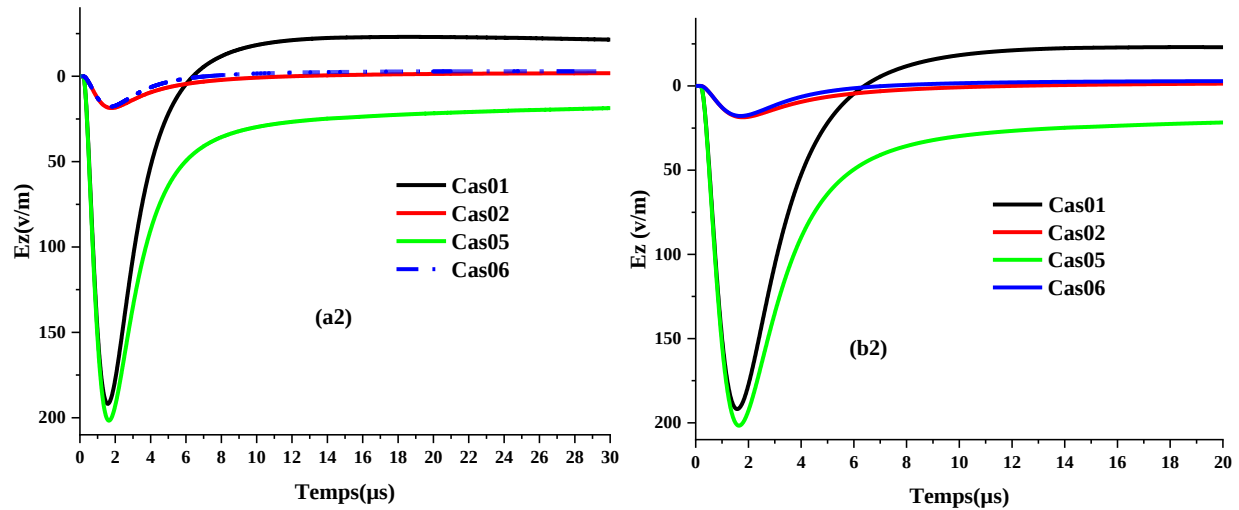


Figure III 17: Champ électrique vertical de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=50m$, $p=1$, $C_2=10m$.

Les figures III.16 et III.17 illustrent l'évolution temporelle du champ électrique vertical E_z pour un premier coup de foudre (a1) et un coup de retour subséquent (b1) à 50 m du canal et à 1 m de profondeur, pour les six cas de sol étudiés. On remarque que les variations des paramètres électriques du sol et la stratification influencent modérément le champ vertical. Contrairement à la composante horizontale, les différences entre les cas ne sont pas négligeables, bien qu'elles restent limitées. L'augmentation de la conductivité (cas 02) provoque une légère diminution de l'amplitude du champ par rapport au cas 01.

De même, l'ajout d'une couche conductrice (cas 03 et 05) ou moins conductrice (cas 04 et 06) en profondeur induit de petites variations sur la décroissance et la forme de la courbe, plus visibles pour le premier coup (a1). L'augmentation de l'épaisseur de la première couche ($C_2 = 10$ m dans les cas 05 et 06) a pour effet de décaler ou d'atténuer légèrement ces différences par rapport aux cas 03 et 04 à $C_1 = 2$ m. Les coups subséquents (b1) restent un peu plus sensibles à ces configurations que le premier coup, surtout dans la phase de décroissance du signal, ce qui confirme une influence modérée mais existante de la stratification et de l'épaisseur de la première couche sur le champ E_z à cette distance.

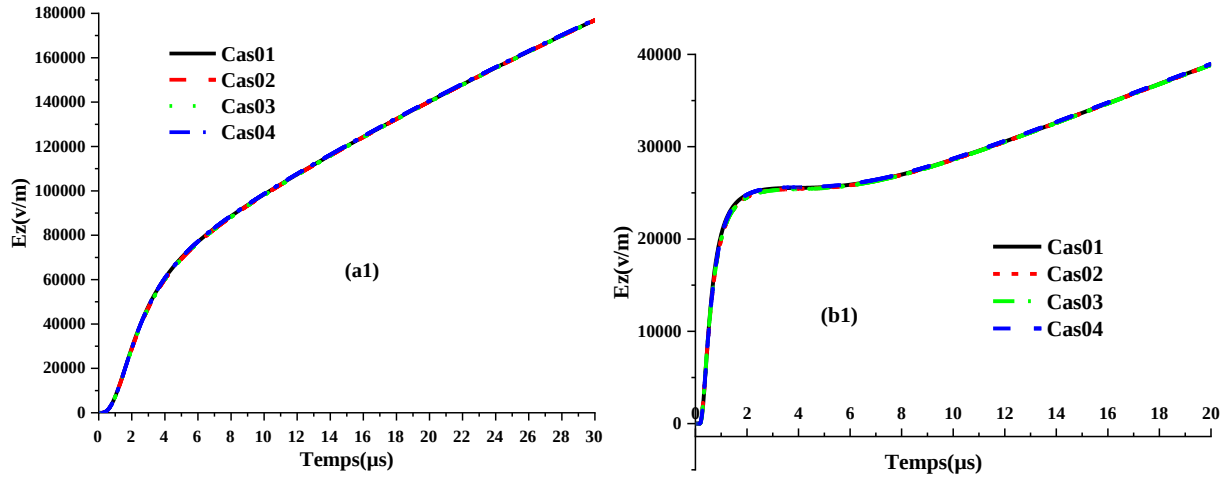


Figure III 18: Champ électrique vertical de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=50m$, $h=10m$, $C_1=2m$

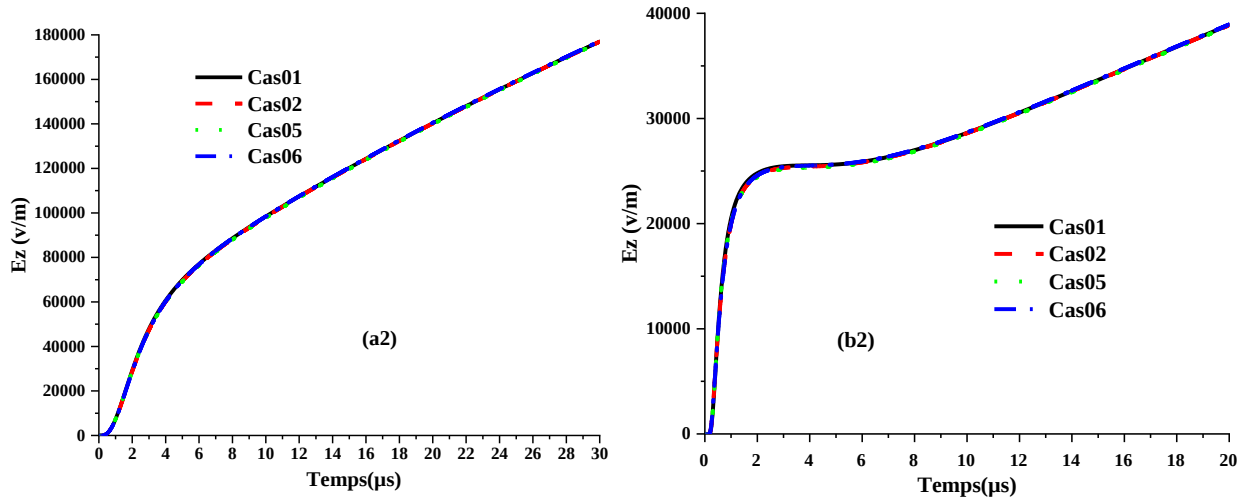


Figure III 19: Champ électrique vertical de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=50m$, $h=10m$, $C_2=10m$.

Ces figures illustrent le champ électrique vertical à 50 m et à 10 m de hauteur. Le champ électrique vertical à cette courte distance est peu influencé par les variations de conductivité ou la stratification. Les courbes des cas 01 à 06 sont pratiquement superposées pour les deux types d'arcs, l'ajout d'une couche conductrice ou résistive en profondeur (cas 03 à 06) ainsi que l'augmentation de l'épaisseur de la première couche ($C_2 = 10 m$) n'ont aucun effet notable.

Cette tendance reste identique pour le premier coup de foudre (a1) et pour l'arc subséquent (b1), car le champ rayonné direct domine à cette distance et masque les influences du sol.

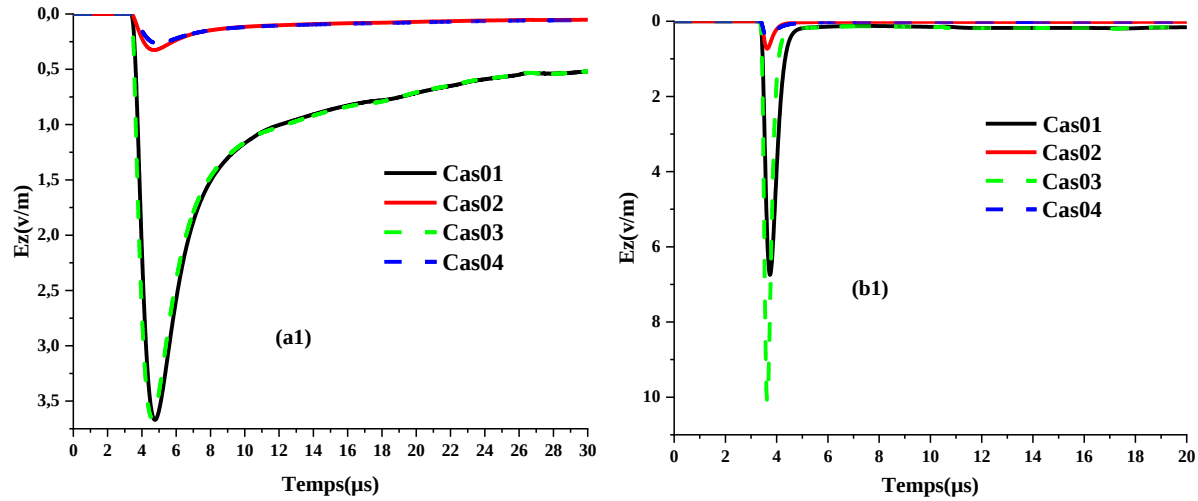


Figure III 20: Champ électrique vertical de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=1\text{km}$ $p=1$, $C_1=2\text{m}$

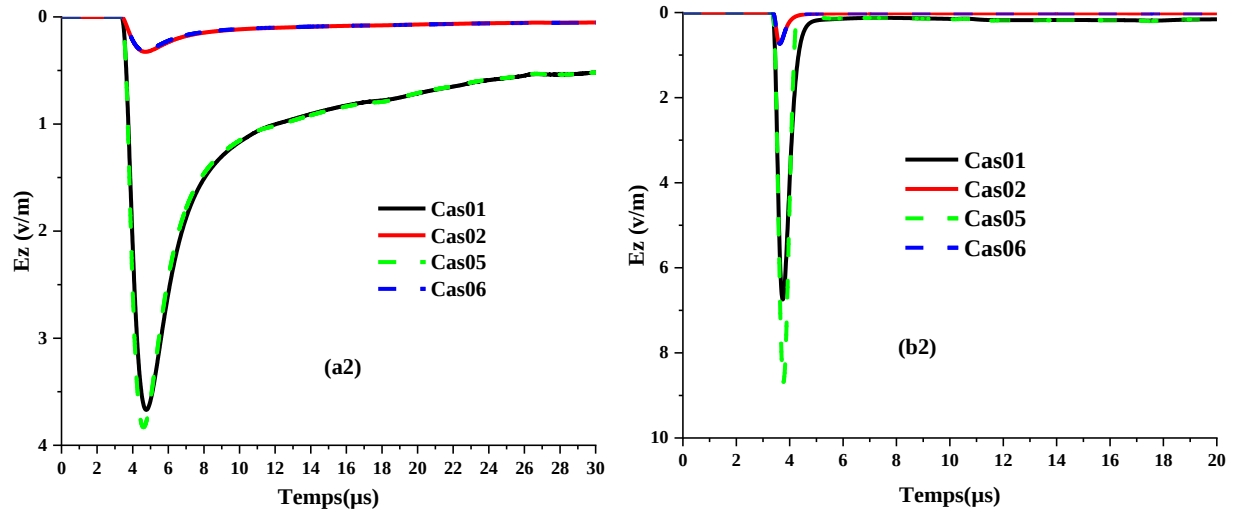


Figure III 21: Champ électrique vertical de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=1\text{km}$ $p=1$, $C_2=10\text{m}$.

Les figures III.20 et III.21 montrent l'évolution temporelle du champ électrique vertical E_z pour un premier coup de foudre (a1) et un coup de retour subséquent (b1) à 1 km du canal et à 1 m de profondeur, en considérant six configurations de sol. On constate que, contrairement à la distance de 50 m, la variation des paramètres électriques du sol exerce ici un effet perceptible. L'augmentation de la conductivité du sol (cas 02) provoque une légère réduction de l'amplitude du champ par rapport au cas 01. Les cas stratifiés (03, 04, 05, 06) montrent des différences modérées : une couche conductrice en profondeur (cas 03 et 05) tend à atténuer la décroissance du champ, alors qu'une couche résistive (cas 04 et 06) accélère cette décroissance.

L'épaisseur de la première couche joue également un rôle à cette distance. Lorsqu'elle est portée à 10 m (cas 05 et 06), l'effet de la couche profonde est moins immédiat que dans les cas 03 et 04, ce qui rend les écarts entre cas un peu moins prononcés en début de signal et plus visibles

en fin de décroissance. Les coups subséquents (b1) sont plus sensibles à ces variations que les premiers coups (a1), notamment dans la phase terminale du champ où les différences entre les courbes des six cas deviennent plus visibles. Ainsi, à 1 km, bien que le champ E_z reste globalement moins influencé qu' E_r , la stratification et l'épaisseur de la première couche modifient légèrement sa décroissance, avec un effet différencié entre le premier coup et les coups subséquents.

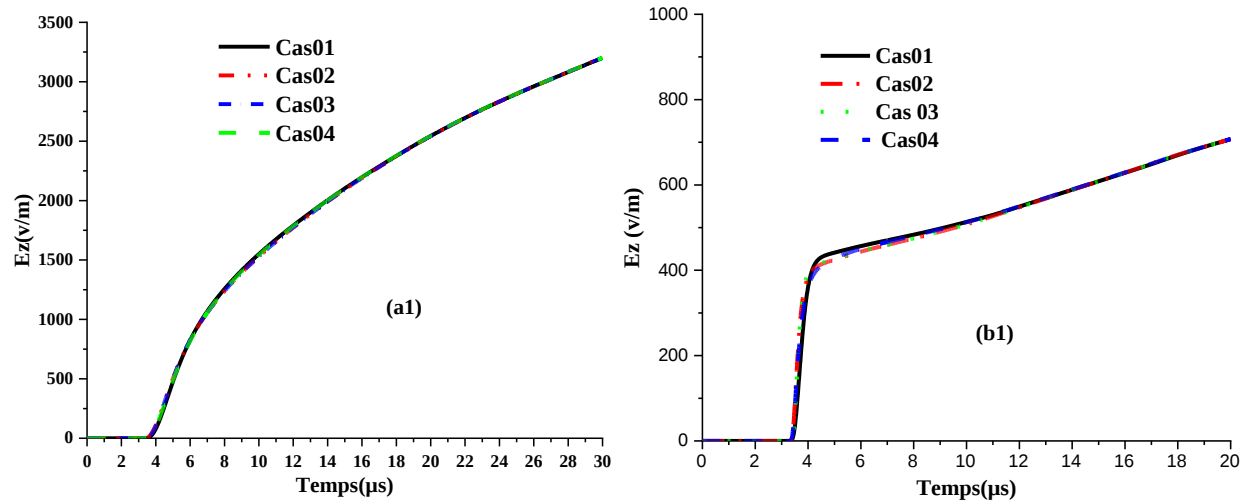


Figure III 22: Champ électrique vertical de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=1\text{km}$ $h=10\text{m}$, $C_1=2\text{m}$

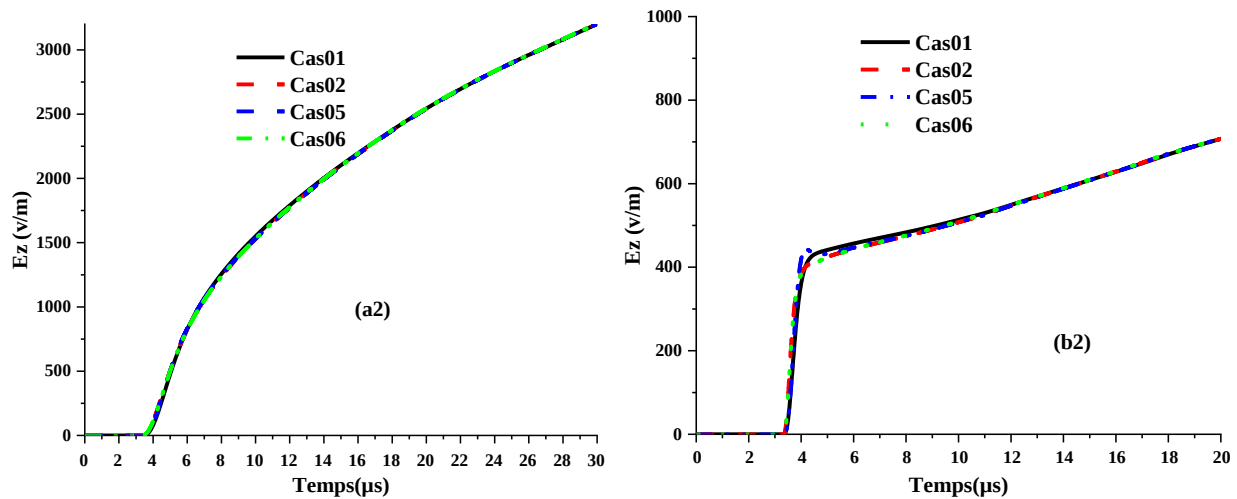


Figure III 23: Champ électrique vertical de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=1\text{km}$ $h=10\text{m}$, $C_2=10\text{m}$.

Ces figures présentent le champ électrique vertical à 1 km et 10 m de hauteur. Les courbes sont très proches. Seules de faibles différences apparaissent à long terme, la stratification du sol ayant un effet limité, même à grande distance et à cette hauteur.

5.4. Champ magnétique azimuthal H_ϕ :

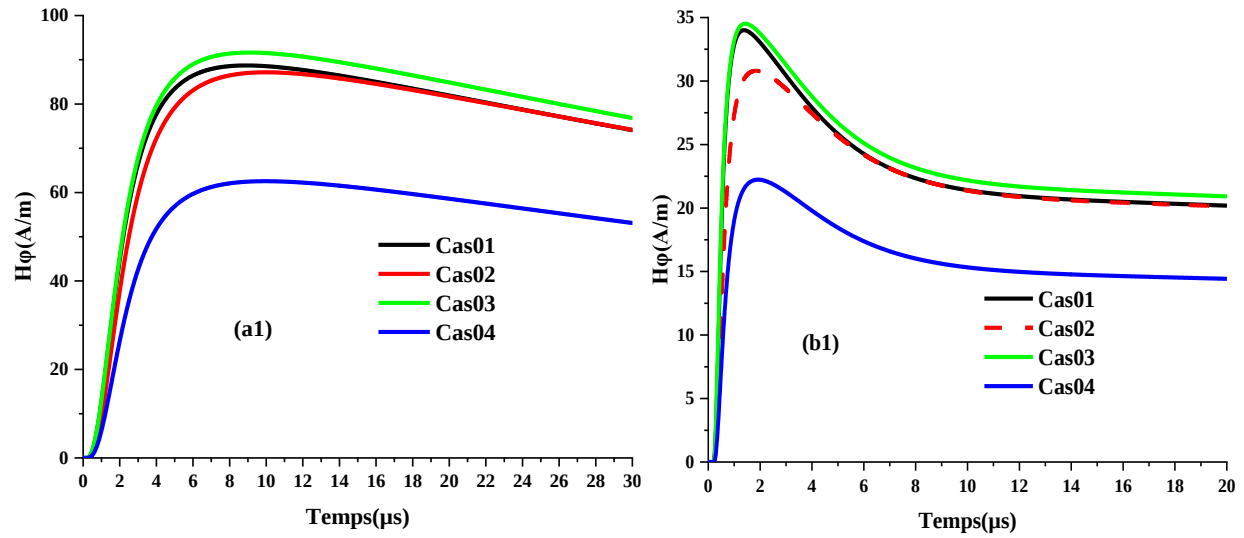


Figure III 24: Champ magnétique azimuthal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=50m$ $p=1$, $C_1=2m$

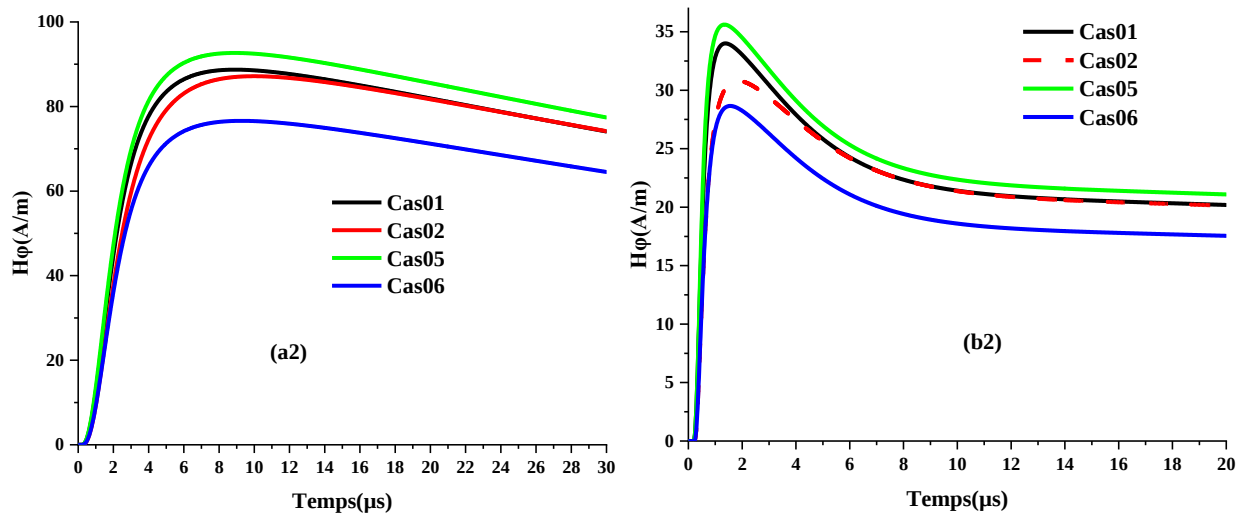


Figure 18 : Champ magnétique azimuthal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=50m$ $p=1$, $C_2=10m$.

Ces figures représentent le champ magnétique azimuthal à 50 m et 1 m de profondeur pour les six configurations de sol. Les courbes ont presque la même forme d'onde. Les paramètres électriques du sol ont un effet négligeable (voir cas 01 avec 02) sur la composante azimuthale, alors que la stratification a un effet, surtout dans le cas où on ajoute une couche moins conductrice en dessous d'une couche plus conductrice (cas 04) comparé par le cas 02, cela se traduit par une diminution dans l'amplitude du champ magnétique azimuthal.

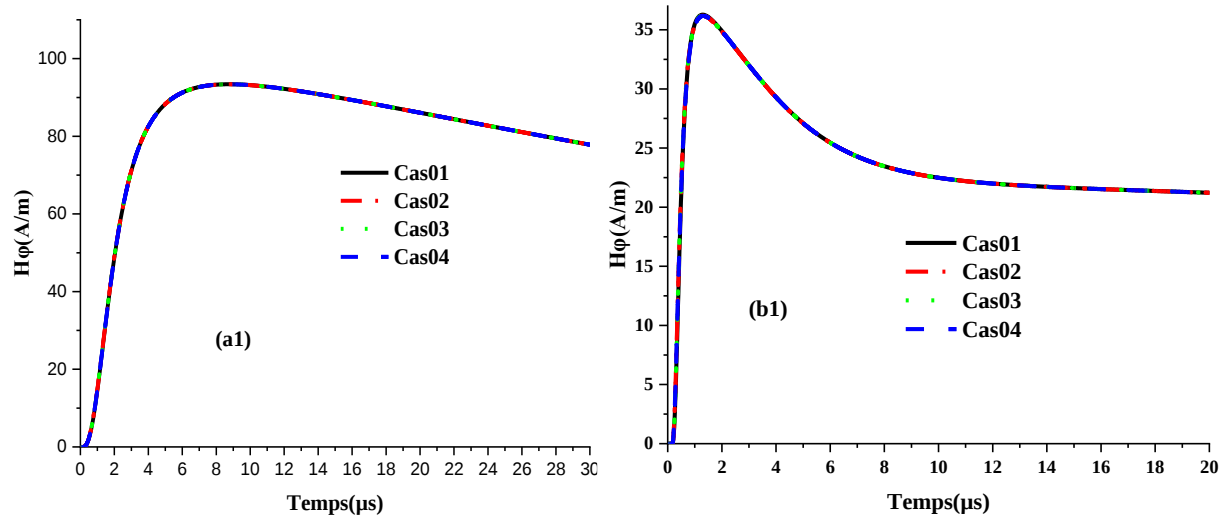


Figure III 25: Champ magnétique azimuthal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=50m$ $h=10m$, $C_1=2m$

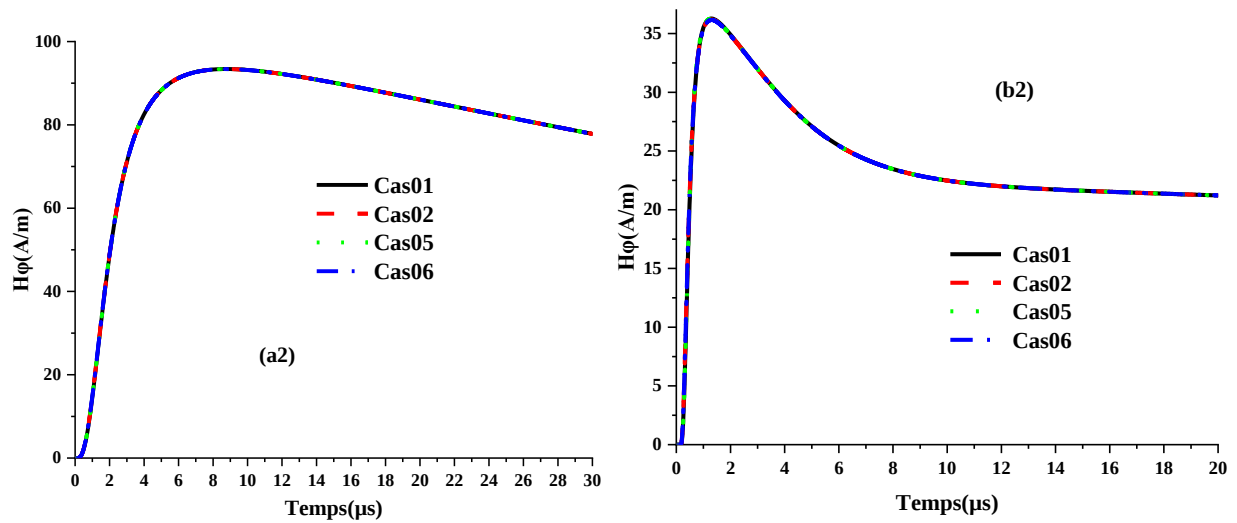


Figure III 26: Champ magnétique azimuthal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=50m$ $h=10m$, $C_2=10m$.

Ces figures illustrent le champ magnétique azimuthal à 50 m et 10 m de hauteur. Les courbes restent confondues pour tous les cas de sols. Ni la hauteur ni la stratification n'influencent de manière significative le champ magnétique dans ces conditions proches du canal.

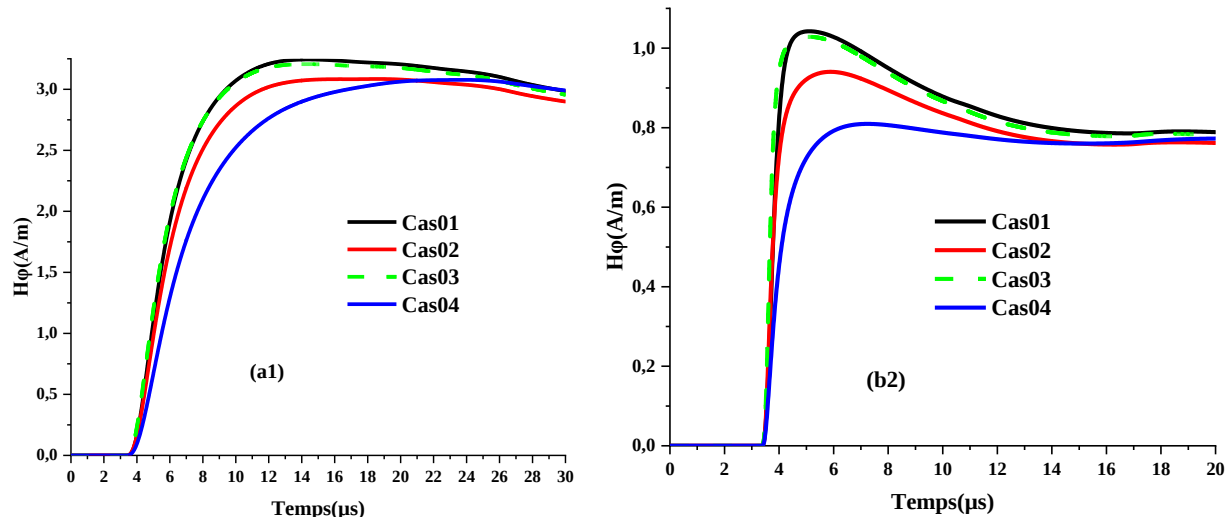


Figure III 27: Champ magnétique azimuthal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1) à $r=1\text{km}$, $p=1$, $C_1=2\text{m}$

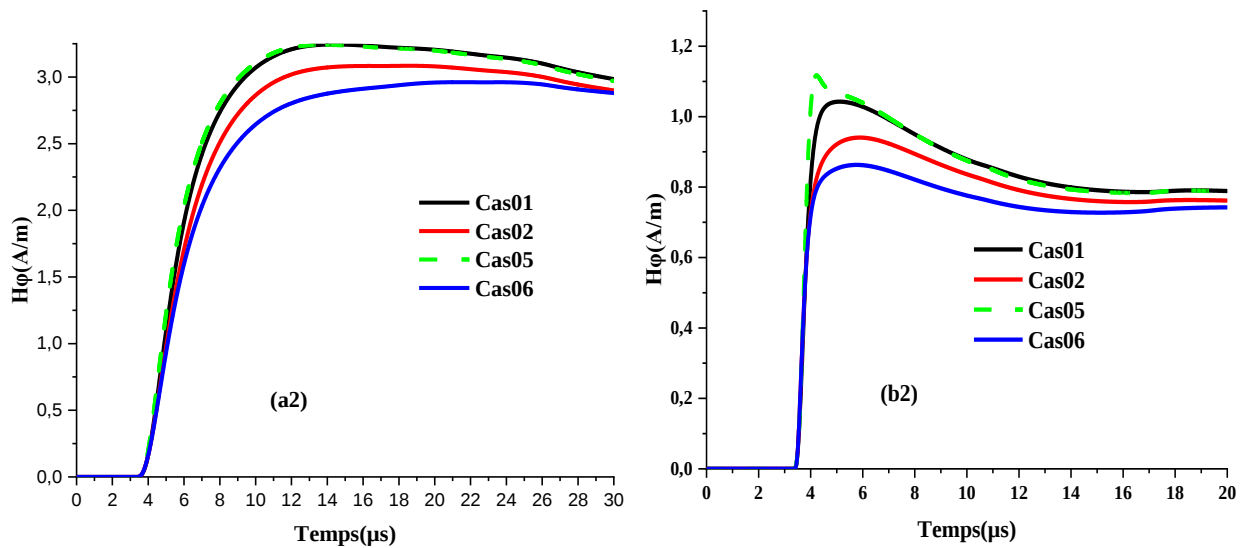


Figure III 28: Champ magnétique azimuthal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à $r=1\text{km}$, $p=1$, $C_2=10\text{m}$.

Les figures III.27 et III.28 illustrent la variation temporelle du champ magnétique azimuthal H_ϕ pour un premier coup de foudre (a1) et un coup de retour subséquent (b1) à 1 km du canal et à 1 m de profondeur pour les six configurations de sol. À cette distance, le champ magnétique est clairement influencé par la conductivité et la stratification du sol. L'augmentation de la conductivité (cas 02) diminue l'amplitude du champ par rapport au cas 01. L'ajout d'une couche plus conductrice en profondeur (cas 03 et 05) ralentit la décroissance après le pic, alors qu'une couche moins conductrice (cas 04 et 06) accélère cette décroissance.

L'épaisseur de la première couche ($C_2 = 10$ m dans cas 05 et 06) retarde l'effet de la couche profonde sur le champ magnétique. Ainsi, dans cas 05, la décroissance est plus progressive qu'en cas 03, et dans cas 06, l'accélération de la décroissance est moins brutale qu'en cas 04. Ces effets sont plus marqués pour les coups subséquents (b1). La stratification et l'épaisseur de la première couche influencent ainsi la décroissance du champ H_ϕ de façon différenciée selon le type d'arc, avec des écarts plus importants pour les coups subséquents et dans la phase terminale du champ.

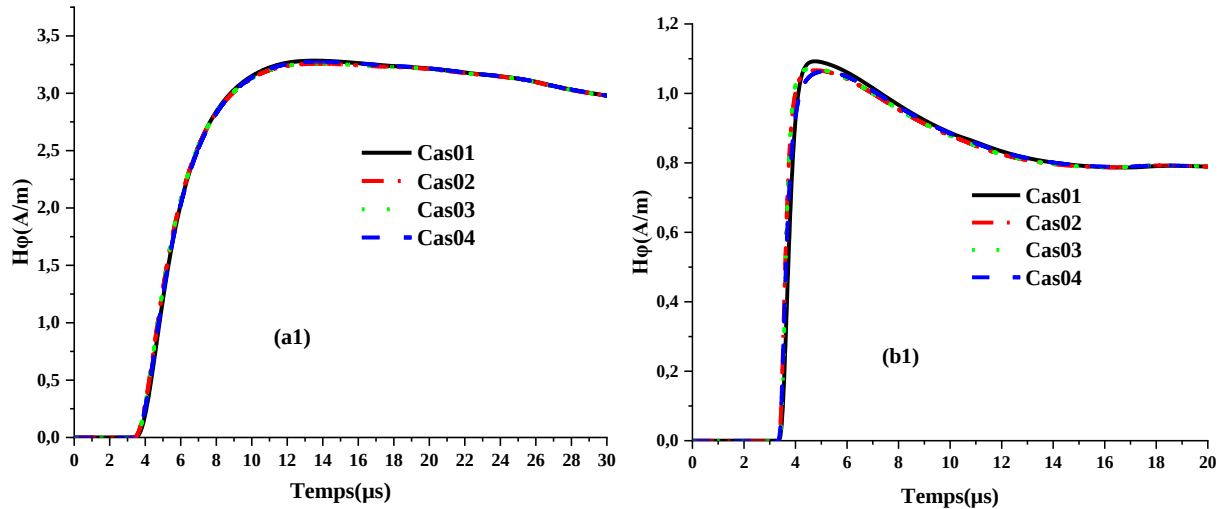


Figure III 29: Champ magnétique azimuthal de premier arc (a1) et de l'arc subséquent (b1)

à $r=1\text{km}$, $h=10\text{m}$, $C_1=2\text{m}$

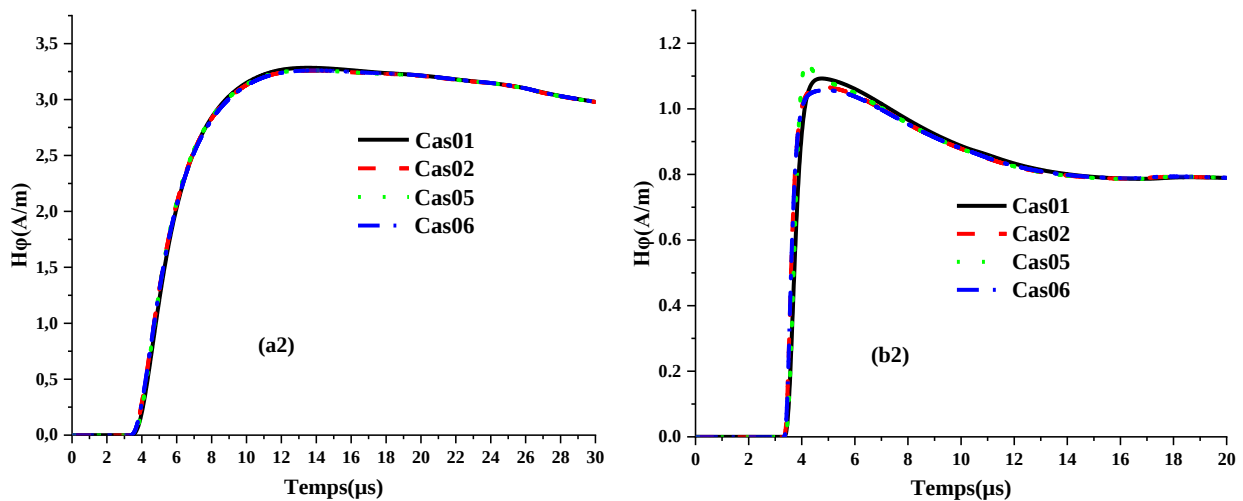


Figure III 30: Champ magnétique azimuthal de premier arc (a2) et de l'arc subséquent (b2) à

$r=1\text{km}$, $h=10\text{m}$, $C_2=10\text{m}$.

Ces figures présentent le champ magnétique azimuthal à 1 km et 10 m de hauteur. L'influence de la stratification reste perceptible mais est atténuée par l'élévation. Les différences entre les cas se manifestent principalement dans l'amortissement du champ en fin de signal.

Cette section présente les résultats numériques du champ électrique vertical rayonné par un premier coup de foudre et pour arc subséquent à des distances de 50 m et 1 km du canal, en considérant deux profondeurs différentes de la couche supérieure : $C_1 = 2$ m et $C_2 = 10$ m, les cas d'un sol homogène (non stratifié) sont également représentés, en prolongeant les paramètres de la couche supérieure à l'ensemble du sol sous-jacent.

Il apparaît que, pour des distances proches, l'hétérogénéité du sol n'ont d'influence notable sur le champ électrique vertical et le champ magnétique azimuthal. En revanche, l'influence du sol devient plus marquée aux distances lointaines.

Dans ces configurations, seule la stratification du sol exerce une influence notable sur les champs électromagnétiques. Par ailleurs, les champs associés aux coups de retour subséquents se révèlent plus sensibles à cette stratification que ceux des premiers coups.

La simulation du champ électrique vertical et champ magnétique réalisée à 1 m de profondeur dans le sol met en évidence l'influence notable de la stratification du sol sur la propagation et l'amplitude du champ pénétrant. La configuration des couches, notamment la conductivité de la couche superficielle, agit directement sur l'atténuation et la concentration locale du champ électromagnétique souterrain.

Alors Les résultats de simulation montrent que :

- À courte distance Les champs électromagnétiques sont peu sensibles aux caractéristiques électriques et à la stratification du sol.
- À grande distance La stratification du sol influence significative sur :
 - Le champ électrique horizontal.
 - Le champ magnétique azimuthal.
- Le champ électrique vertical est relativement moins affecté par la stratification.

6. Conclusion :

Ce chapitre a présenté et analysé les résultats des simulations numériques réalisées à l'aide de la méthode FDTD, visant à étudier l'effet des propriétés électriques du sol, de sa stratification et de l'épaisseur de la première couche sur la propagation des champs électromagnétiques générés par la foudre. Plusieurs configurations de sols ont été considérées : homogènes et stratifiés, avec deux épaisseurs de première couche (2 m et 10 m), et différents niveaux de conductivité. Les champs ont été calculés pour deux distances d'observation (50 m et 1 km) et deux hauteurs (1 m et 10 m) pour le premier coup de foudre et les coups de retour subséquents.

Les résultats ont montré que le champ électrique horizontal E_r est la composante la plus influencée par les variations des paramètres électriques du sol et par sa stratification, en particulier à grande distance. À courte distance, ces effets restent modérés mais deviennent notables pour les coups subséquents. Le champ électrique vertical E_z s'est révélé globalement moins sensible aux variations du sol, avec des écarts limités observés principalement à 1 km et dans la phase de décroissance. Quant au champ magnétique azimutal H_ϕ , il a montré une sensibilité comparable à celle d' E_r à grande distance, avec une influence nette de la stratification sur la décroissance du champ, surtout pour les coups subséquents.

L'étude a également mis en évidence que l'épaisseur de la première couche agit comme un facteur modérateur, retardant et atténuant l'effet des couches profondes sur la propagation des champs. Ce phénomène est particulièrement marqué à grande distance pour les configurations stratifiées. Enfin, les coups de retour subséquents, du fait de leur contenu fréquentiel plus bas, sont plus sensibles aux propriétés électriques et à la structure du sol que les premiers coups de foudre.

Ces résultats confirment l'importance de prendre en compte la stratification réelle du sol et la variation de ses propriétés électriques pour améliorer la modélisation des champs électromagnétiques de la foudre et optimiser les dispositifs de protection des infrastructures sensibles.

CHAPITRE IV :
VARIATION DES
PARAMÈTRES
ÉLECTRIQUES DU
SOL EN FONCTION DE
LA PROFONDEUR.

I. Introduction

Dans le cadre de l'étude de la foudre et de ses effets électromagnétiques, la connaissance des propriétés physiques du sol est cruciale. En particulier, la structure stratifiée du sol – c'est-à-dire sa composition en couches aux caractéristiques électriques distinctes – joue un rôle fondamental dans la propagation des ondes électromagnétiques émises lors d'un impact de foudre. Deux paramètres clés gouvernent cette propagation : la conductivité électrique (σ) et la permittivité diélectrique relative (ϵ_r), qui varient fortement selon la nature des matériaux constituant le sol. Ce chapitre vise à analyser l'effet de différentes configurations de sol, homogène ou stratifié, sur le comportement des composantes du champ électromagnétique (E_r , E_z , H_ϕ). À travers des simulations numériques, six cas représentatifs sont étudiés, allant de milieux homogènes à conductivité constante à des milieux stratifiés ou à conductivité variable. L'objectif est de mettre en évidence les mécanismes d'atténuation, de réflexion et de transmission des champs, en fonction de la distribution verticale des propriétés électriques du sol.

II. Propriétés électriques influençant la propagation des ondes

Dans l'analyse de la propagation des champs électromagnétiques dans les milieux naturels, deux grandeurs physiques essentielles interviennent : la conductivité électrique σ et la permittivité diélectrique ϵ_r . La conductivité σ (exprimée en S/m) mesure la capacité d'un matériau à conduire le courant électrique lorsqu'un champ électrique lui est appliqué. Elle dépend de plusieurs facteurs, notamment de la nature du matériau, de sa composition, de sa teneur en eau et de la température. De son côté, la permittivité ϵ_r (exprimée en F/m) traduit l'aptitude d'un matériau à stocker de l'énergie électrique lorsqu'il est soumis à un champ électrique. Elle intervient directement dans la vitesse de propagation et dans l'atténuation des ondes électromagnétiques. Dans un sol stratifié, ces deux paramètres varient d'une couche à l'autre, influençant à la fois la réflexion, la transmission et la pénétration des champs électromagnétiques émis par un canal de foudre ou toute autre source rayonnante.

III. Formulation analytique de la conductivité stratifiée du sol

On part de l'équation de départ :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial z} = \alpha(\sigma_{pro} - \sigma(z)) \quad (IV.1)$$

On suppose que la variation de σ en fonction de profondeur z est proportionnel à l'écart entre σ_{pro} et $\sigma(z)$.

Par regroupement des termes semblables on obtient :

$$\frac{1}{\sigma_{pro} - \sigma(z)} * \partial \sigma = \alpha * \partial z \quad (IV.2)$$

Par intégration successive

$$\int \frac{1}{\sigma_{pro}-\sigma(z)} * \partial \sigma = \int \alpha * \partial z \quad (IV.3)$$

Ce qui conduit à

$$-\ln|\sigma_{pro} - \sigma| = \alpha z + C \quad (IV.4)$$

On passe à l'exponentielle afin de se débarrasser du logarithme :

$$\sigma_{pro} - \sigma = e^{-\alpha z + C} \quad (IV.5)$$

$$\sigma_{pro} - \sigma = e^{-\alpha z} * e^C \quad (IV.6)$$

Posons $A=e^C$:

$$\sigma_{pro} - \sigma = A e^{-\alpha z} \quad (IV.7)$$

Ce qui permet d'écrire :

$$\sigma(z) = \sigma_{pro} - A e^{-\alpha z} \quad (IV.8)$$

D'après la condition initiale :

$$\sigma(0) = \sigma_{sur} \quad (IV.9)$$

$$\sigma_{sur} = \sigma_{pro} - A \quad (IV.10)$$

Cette condition permet de déterminer la constante d'intégration :

$$A = \sigma_{pro} - \sigma_{sur} \quad (IV.11)$$

On obtient alors :

$$\sigma(z) = \sigma_{pro} - (\sigma_{pro} - \sigma_{sur}) * e^{-\alpha z} \quad (IV.12)$$

$$\sigma(z) = \sigma_{pro} - [(\sigma_{pro} * e^{-\alpha z} - \sigma_{sur} * e^{-\alpha z})] \quad (IV.13)$$

$$\sigma(z) = \sigma_{pro} - \sigma_{pro} * e^{-\alpha z} + \sigma_{sur} * e^{-\alpha z} \quad (IV.14)$$

D'où l'expression finale :

$$\sigma(z) = \sigma_{pro} + (\sigma_{pro} - \sigma_{sur}) * (1 - e^{\alpha z}) \quad (IV.15)$$

On divise les deux membres de l'équation par $(\sigma_{pro} * (\sigma_{pro} - \sigma_{sur}))$ ce qui donne :

$$\frac{\sigma(z)}{\sigma_{pro} * (\sigma_{pro} - \sigma_{sur})} = (1 - e^{\alpha z}) \quad (IV.16)$$

$$1 - \frac{\sigma(z)}{\sigma_{pro} * (\sigma_{pro} - \sigma_{sur})} = e^{\alpha z} \quad (IV.17)$$

$$\alpha z = \ln\left(1 - \frac{\sigma(z)}{\sigma_{pro}(\sigma_{pro} - \sigma_{sur})}\right) \quad (IV.18)$$

On a $z=100m$ alors $\sigma(z) = \sigma_{pro}$

$$\alpha = \frac{1}{z} \ln\left(1 - \frac{\sigma_{pro}}{\sigma_{pro}(\sigma_{pro} - \sigma_{sur})}\right) \quad (IV.19)$$

Ce qui simplifie en : $\alpha = \frac{1}{z} \ln\left(1 - \frac{1}{(\sigma_{pro} - \sigma_{sur})}\right) \quad (IV.20)$

On trouve : $\alpha \approx 0.047$

	σ_1	ϵ_{r1}	σ_2	ϵ_{r1}
Cas01: sol homogène (faible conductivité)	0.001	5	0.001	5
Cas02: sol homogène (conductivité élevée)	0.01	40	0.01	40
Cas03: sol stratifier $\sigma_1 < \sigma_2$	0.001	5	0.01	40
Cas04: sol stratifier $\sigma_1 > \sigma_2$	0.01	40	0.001	5

Tableau IV. 1: les paramètres électriques des deux couches.

Le tableau ci-dessus présente différents cas de configuration du sol, caractérisés par les propriétés électriques des deux couches : la conductivité électrique (σ) et la permittivité relative (ϵ_r). L'épaisseur des deux couches ont été fixées $h_1=5m$ (voir la figure IV.1) .6 cas ont été considérés dans la simulation :

- Cas 01 et Cas 02 représentent des sols homogènes, avec respectivement une faible et une forte conductivité. Ce sont des cas de référence pour comparer les effets de la conductivité du sol sur les champs électromagnétiques.
- Cas 03 et Cas 04 décrivent des sols stratifiés où les conductivités des deux couches sont différentes. Le Cas 03 montre un cas où la couche supérieure est moins conductrice que la couche inférieure ($\sigma_1 < \sigma_2$), tandis que dans le Cas 04, c'est l'inverse ($\sigma_1 > \sigma_2$).

	σ_{sur}	ϵ_{sur}	σ_{pro}	ϵ_{pro}
Cas 05 : sigma variable (croissante)	0 .001	5	0.01	40
Cas 06 : sigma variable (décroissante)	0.01	40	0 .001	5

Tableau IV. 2: les paramètres électriques de la conductivité et la permittivité variable

- Cas 05 et Cas 06 modélisent un sol à conductivité variable. Dans le Cas 05, la conductivité augmente avec la profondeur (σ croissante), et dans le Cas 06, elle diminue (σ décroissante).

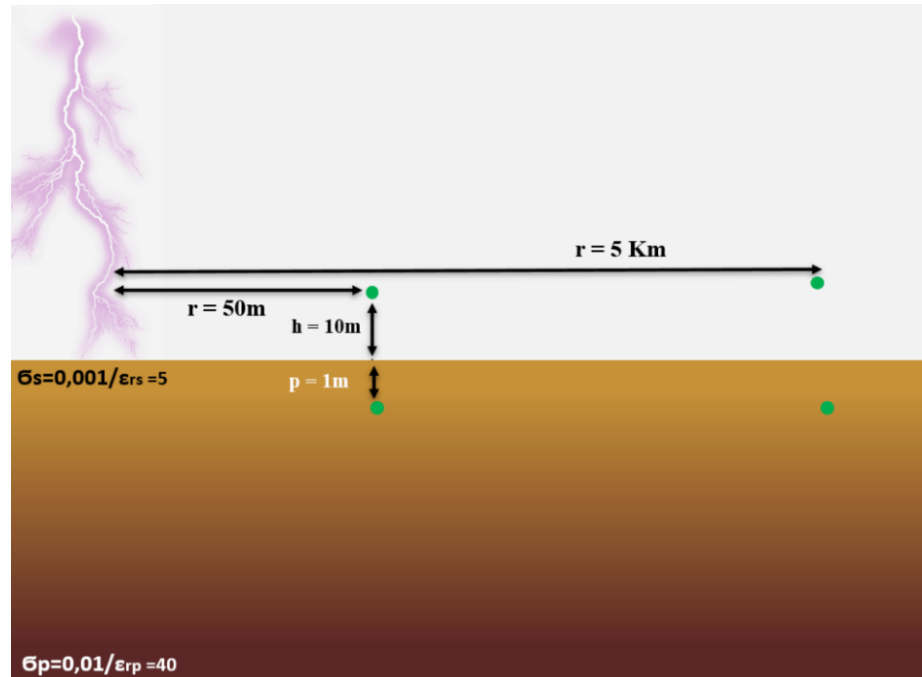


Figure IV. 1: Géométrie du problème pour un sol stratifié et la conductivité variable (croissante).

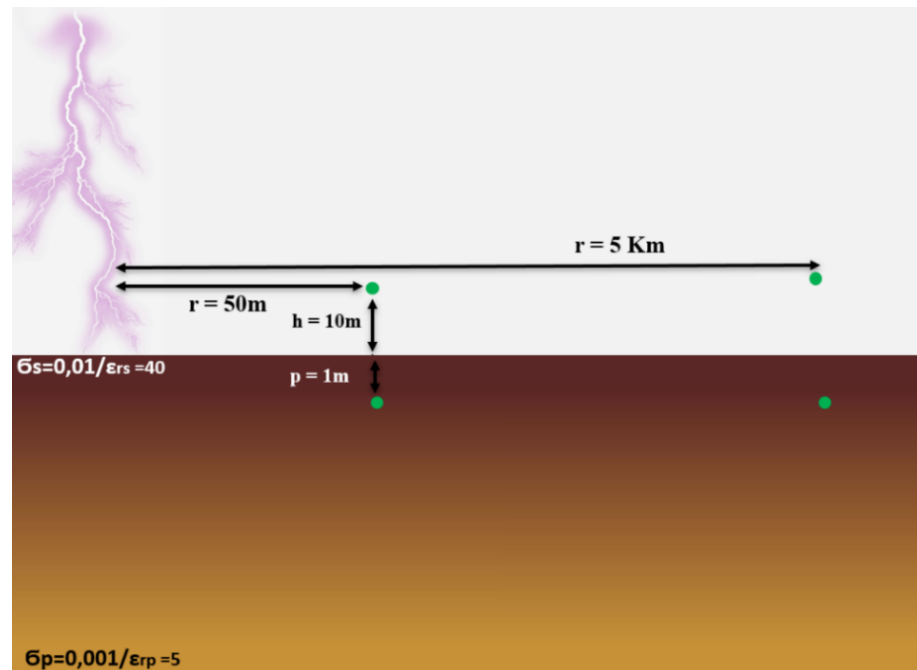


Figure IV. 2: Géométrie du problème pour un sol stratifié et la conductivité variable (décroissante)

IV. Résultats et analyses

4.1. Résultats de simulation du champ électrique horizontal E_r

4.1.1. Le champ électrique horizontal en-dessous du sol ($r=50m$) :

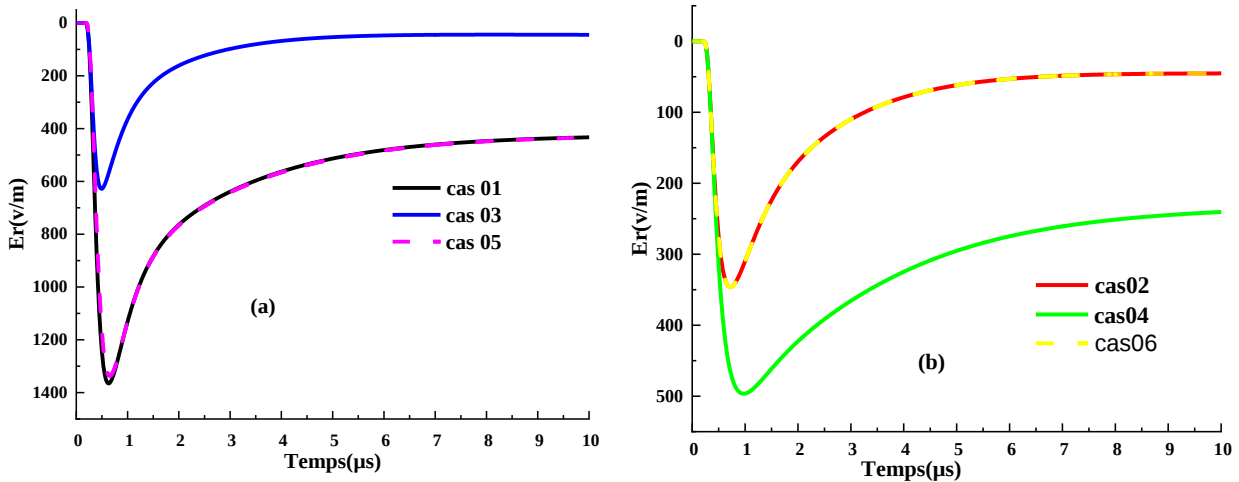


Figure IV. 3: Champ électrique horizontal à $r = 50m$ et $p = 2m$.

Les graphes de la figure IV.3, représentent la composante radiale du champ électrique des six cas des configuration adoptées dans la simulation. On observe que la stratification du sol influence nettement le champ E_r en comparant cas 01 et 03, ainsi que cas 02 et 04. L'ajout d'une couche plus conductrice en profondeur (cas 03) diminue le champ par rapport à un sol homogène faiblement conducteur (cas 01), tandis qu'une couche moins conductrice (cas 04) augmente légèrement l'amplitude par rapport au cas 02. Le modèle à variation continue des paramètres électriques (cas 05 et 06) reproduit fidèlement les comportements des sols homogènes correspondants (cas 01 et 02), ce qui confirme que cette variation exponentielle lisse les effets de stratification sur le champ horizontal à cette distance et profondeur.

4.1.2. Le champ électrique horizontal au-dessus du sol ($r=50m$):

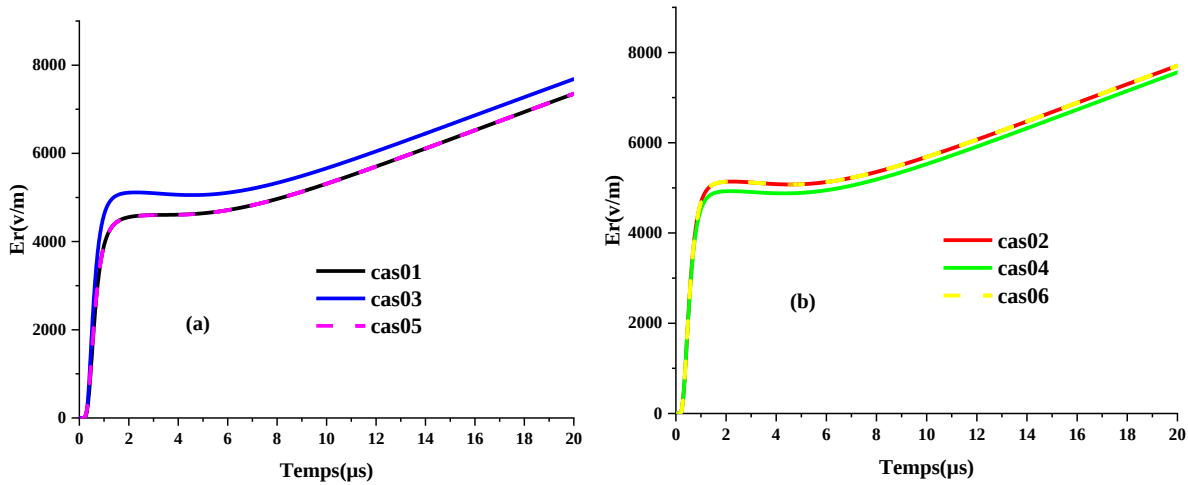


Figure IV. 4: Champ électrique horizontal à $r = 50m$ et $H = 10m$.

Au-dessus du sol, à cette distance, l'effet de la stratification et de la variation des paramètres électriques devient négligeable. Les courbes des six cas restent très proches. Le champ E_r reste dominé par le rayonnement direct du canal de foudre et les conditions du sol n'affectent quasiment pas le champ capté à cette hauteur.

4.1.3. Le champ électrique horizontal en-dessous du sol ($r=5km$) :

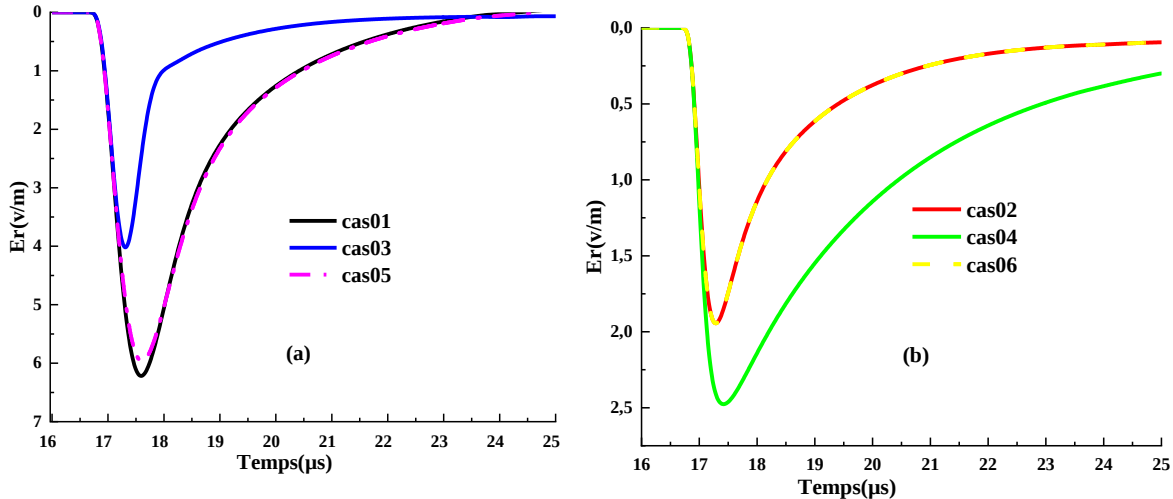


Figure IV. 5: Champ électrique horizontal à $r = 5km$ et $p = 2m$.

Les figures. IV.5 représentent le champ électrique horizontal à $r=5km$ et à une profondeur $p=2m$. À grande distance, la stratification continue d'influencer le champ E_r . Les cas 03 et 04 se comportent comme à 50 m, mais l'atténuation du champ devient globale dans tous les cas, et seuls les sols faiblement conducteurs (cas 01 et 05) conservent une amplitude notable. On remarque aussi que le modèle à paramètres variables (cas 05) atténue davantage que le cas

homogène équivalent (cas 01), traduisant un effet cumulatif de la variation continue avec la distance.

4.1.4. Le champ électrique horizontal au-dessus du sol ($r=5km$) :

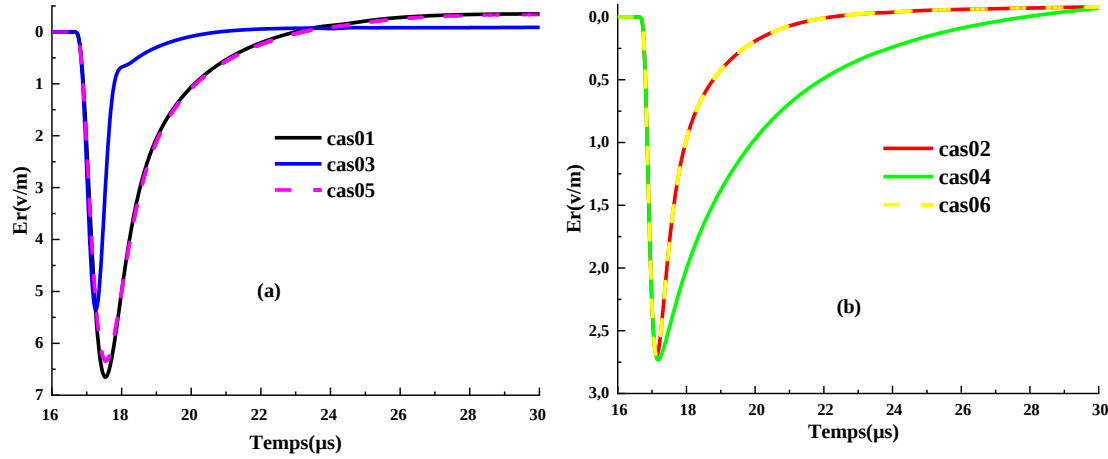


Figure IV. 6: Champ électrique horizontal à $r = 5km$ et $H = 10m$.

La figure. IV.6. Représente le champ électrique horizontal au-dessus du sol pour $H=10m$, à $5 km$. À cette distance et en hauteur, on note un changement de polarité du champ E_r par rapport aux résultats à $50 m$. La stratification influence encore le champ (cas 01 vs 03 et cas 02 vs 04), mais comme à $50 m$ en hauteur, le modèle à paramètres variables (cas 05 et 06) suit pratiquement les cas homogènes (01 et 02). L'influence du sol reste donc perceptible, mais nettement diminuée.

4.2. Résultats de simulation du champ électrique vertical E_z

4.2.1 Le champ électrique vertical en-dessous du sol ($r=50m$) :

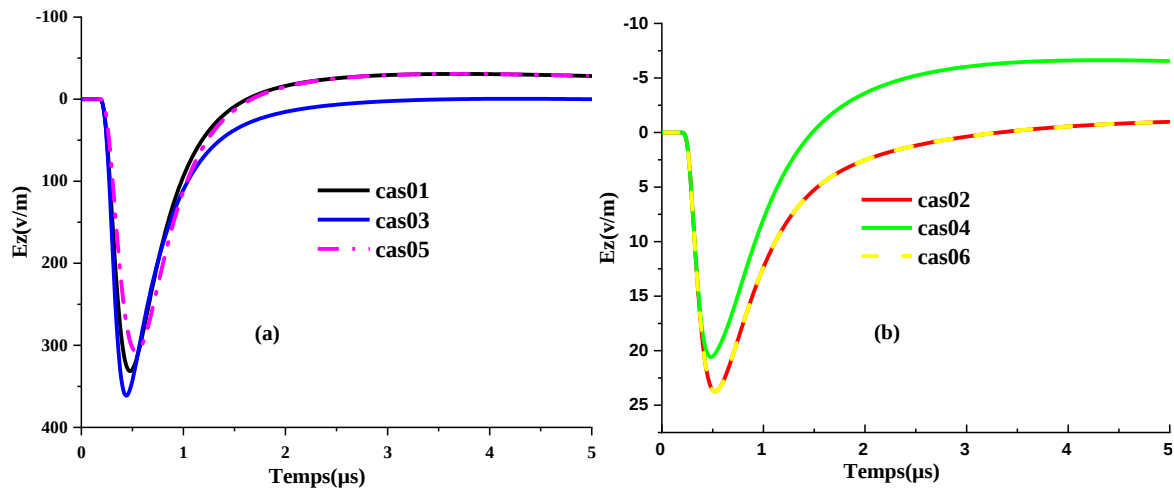


Figure IV. 7: Champ électrique vertical à $r = 50m$ et $p = 2m$.

La figure IV.7 montre le champ électrique vertical souterrain à $r=50m$, on remarque que la stratification du sol a un léger effet sur la composante verticale (voir cas 03 avec 01 et cas 04 avec 06). Quand nous adoptons le modèle qui varie les paramètres électriques en fonction de la profondeur, on remarque une diminution dans l'amplitude dans le premier pic comparé au cas d'un sol homogène (voir cas 05 avec 01) une similarité de réponse entre les deux cas.

4.2.2 Le champ électrique vertical au-dessus du sol ($r=50m$):

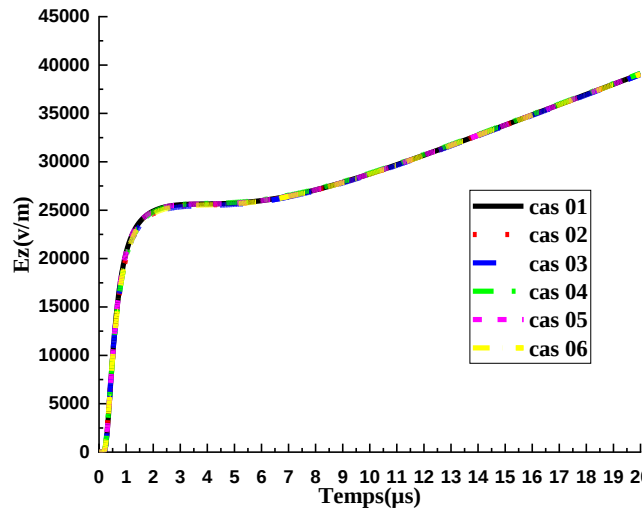


Figure IV. 8: Champ électrique vertical à $r = 50m$ et $H=10m$, les 6 cas.

Cette figure représente le champ électrique vertical à $r=50m$ et à la hauteur de $h=10m$, au-dessus du sol et à cette distance du canal de foudre le champ électrique vertical n'est pas affecté ni par la stratification du sol ni par la variation des paramètres électrique.

4.2.3 Le champ électrique vertical en-dessous du sol ($r=5km$) :

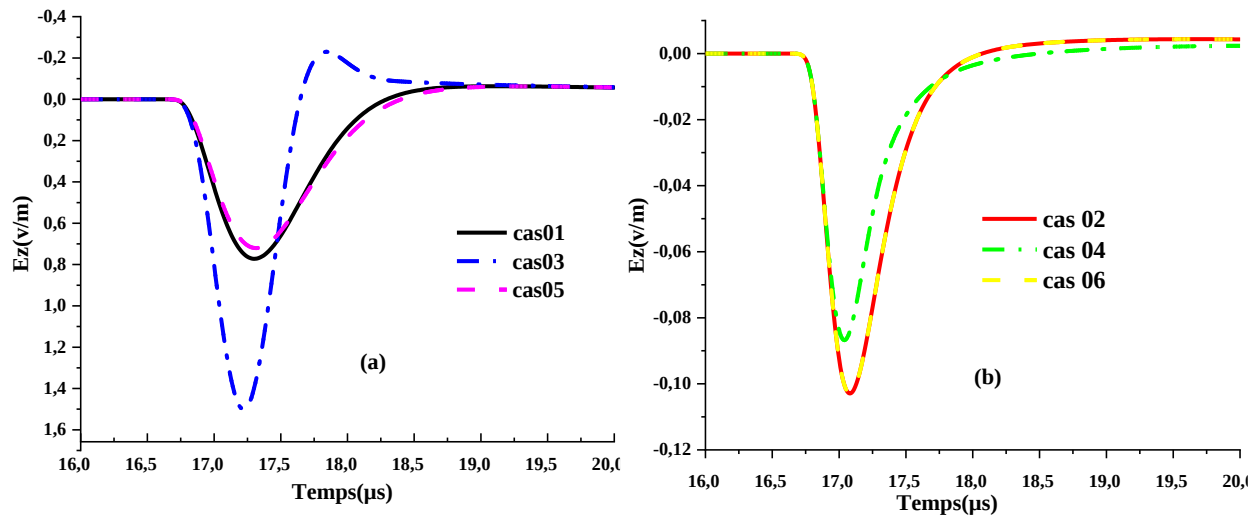


Figure IV. 9: Champ électrique vertical à $r = 5km$ et $p = 2m$.

D'après la figure.IV.9. présente le champ électrique vertical souterrain à une distance $r=5\text{km}$, À cette distance, E_z présente une amplitude très faible dans tous les cas. Toutefois, l'effet de la stratification est perceptible : une couche plus conductrice (cas 03) diminue légèrement le champ, et une couche moins conductrice (cas 04) l'augmente. Les modèles à paramètres variables (cas 05 et 06) restent très proches des cas homogènes correspondants (01 et 02), confirmant la tendance observée à courte distance.

4.2.4 Le champ électrique vertical au-dessus du sol ($r=5\text{km}$) :

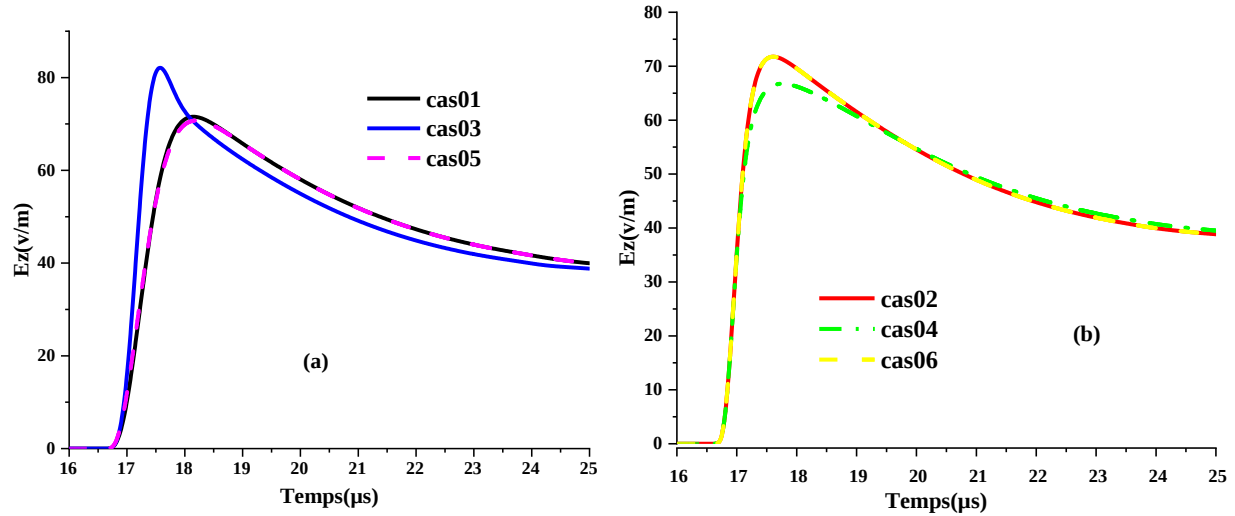


Figure IV. 10: Champ électrique vertical à $r = 5\text{km}$ et $h=10\text{m}$.

Les figures représentent les allures des champs électriques verticales à une distance $r=5\text{km}$ et une hauteur $h=10\text{m}$. Ici, à la différence de 50 m, on note l'apparition de l'effet de stratification du sol sur E_z au-dessus du sol. Une couche plus conductrice (cas 03) augmente l'amplitude et réduit le temps de montée du champ par rapport au cas homogène (cas 01), tandis qu'une couche moins conductrice (cas 04) produit l'effet inverse par rapport à cas 02. Les modèles à paramètres variables (cas 05 et 06) suivent toujours les cas homogènes.

4.2. Résultats de simulation du champ magnétique azimuthal H_ϕ

4.2.1 Le champ magnétique azimuthal en-dessous du sol ($r=50m$) :

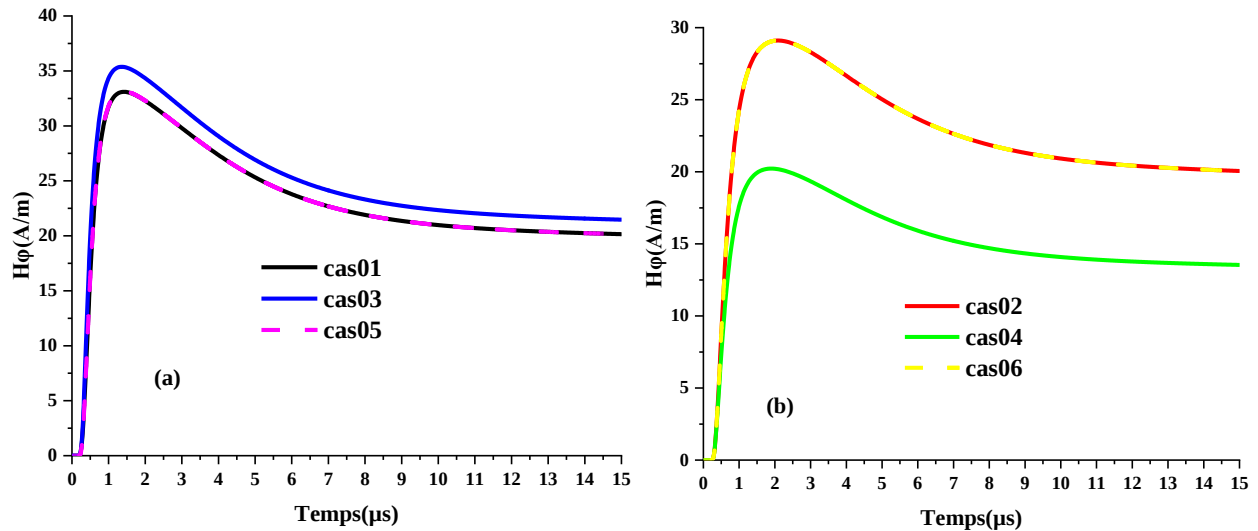


Figure IV. 11: Champ magnétique azimuthal à $r = 50m$ et $p = 2m$.

Les figures illustrent les champs magnétiques azimuthaux, l'observation de ses graphes à montrer que'à courte distance en profondeur, H_ϕ est affecté par la stratification du sol : une couche plus conductrice (cas 03) diminue le champ et accélère sa décroissance par rapport à un sol homogène (cas 01), tandis qu'une couche moins conductrice (cas 04) a l'effet inverse. Le modèle à variation continue (cas 05 et 06) suit fidèlement le comportement des sols homogènes.

4.2.2 Le champ magnétique azimuthal au-dessus du sol ($r=50m$) :

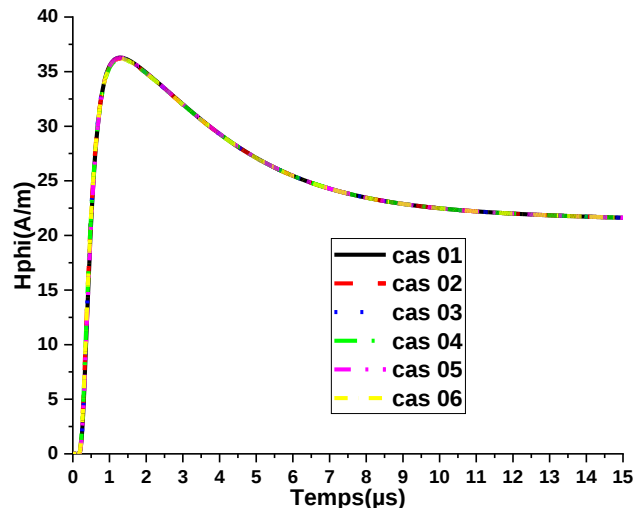


Figure IV. 12: Champ magnétique azimuthal à $r = 50m$ et $H = 10m$.

Cette figure représente le champ magnétique azimuthal à $r=50m$ et à la hauteur de $h=10m$, au-dessus du sol et à cette distance du canal de foudre le champ azimuthal n'est pas affecté ni par la stratification du sol ni par la variation des paramètres électrique.

4.2.3 Le champ magnétique azimuthal en-dessous du sol ($r=5km$) :

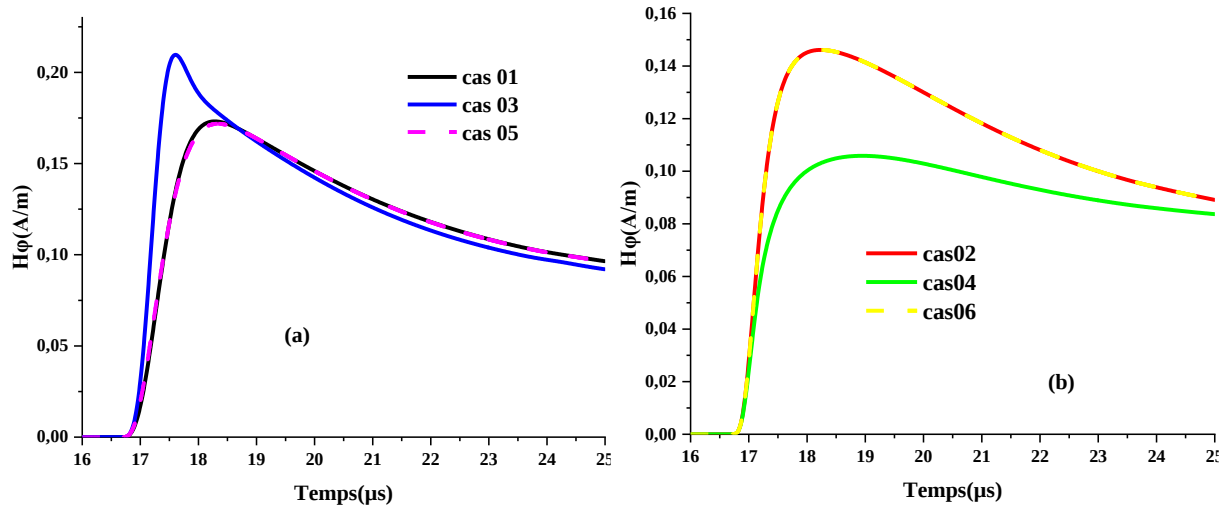


Figure IV. 13: Champ magnétique azimuthal à $r = 5km$ et $p = 2m$.

Les figures représentent les allures des champs magnétique azimuthal à une distance $r=5km$ et une profondeur $p=2m$. On remarque l'effet de stratification du sol sur le champ magnétique en dessous du sol es plus visible que dans le cas à $r=50m$ (fig.IV.11), ou ajouter une couche plus conductrice (cas 03) enjointre une augmentation dans l'amplitude et une diminution dans le temps de montée comparé au cas d'un sol homogène avec les paramètres de la première couche (cas 01), et le contraire est juste (voir cas 04 avec 02). L'adoption de modèle avec des paramètres variable suit parfaitement le cas du sol homogène (voir cas 05 avec 01 et cas 06 avec 02).

4.2.4 Le champ magnétique azimuthal au-dessus du sol ($r=5km$) :

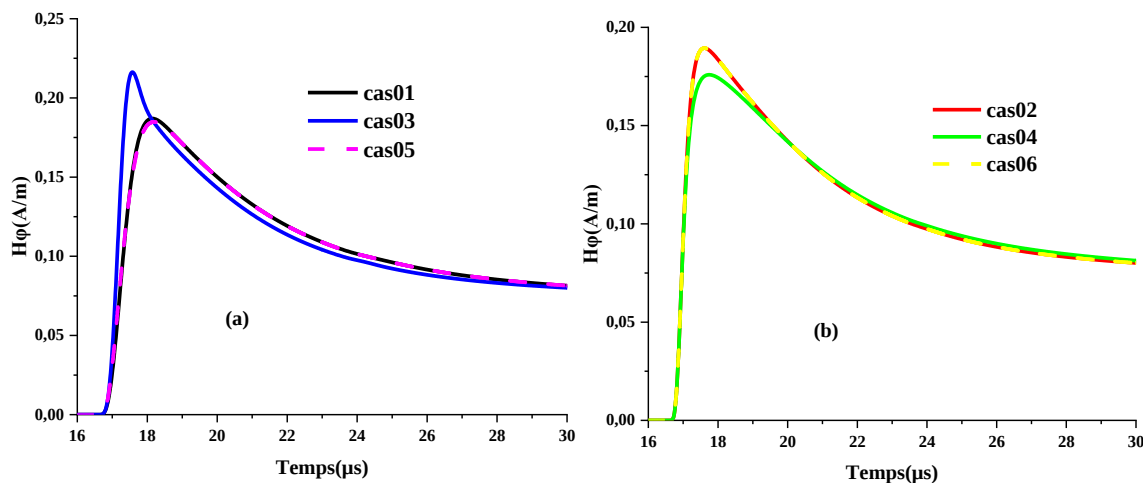


Figure IV. 14: Champ magnétique azimuthal à $r = 5km$ et $h = 10m$.

Ces figures représentent le champ magnétique azimutal à $r=5\text{Km}$ et à la hauteur de $h=10\text{m}$. En surface et à cette distance, on retrouve les mêmes tendances que sous terre, mais avec un effet de stratification atténué. L'amplitude et la forme des champs magnétiques restent influencées par la conductivité des couches profondes, mais l'écart entre les cas diminue.

Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'analyse de l'effet de la variation des paramètres électriques du sol en fonction de la profondeur sur la propagation des champs électromagnétiques générés par la foudre. Contrairement au chapitre précédent qui étudiait des sols homogènes et bicouches, nous avons ici adopté un modèle plus réaliste où la conductivité (σ) et la perméabilité relative (ϵ_r) évoluent continûment selon une loi exponentielle avec la profondeur. L'objectif était d'évaluer l'influence de cette variation progressive sur les composantes de champ et de la comparer aux cas classiques.

Les résultats ont confirmé que l'effet de la stratification et des propriétés électriques du sol reste faible à courte distance (50 m), notamment au-dessus du sol, où les composantes E_r , E_z et H_ϕ sont dominées par le champ rayonné direct. En revanche, à des distances plus importantes (5 km) et en profondeur, la stratification et la variation des paramètres électriques exercent une influence notable sur la forme et l'amplitude des champs, en particulier sur E_r et H_ϕ , tandis qu' E_z demeure globalement moins sensible.

Il est important de souligner que les modèles à variation continue des paramètres électriques (cas 05 et 06) reproduisent dans l'ensemble le comportement des sols homogènes correspondants (cas 01 et 02) aux distances étudiées. Toutefois, aux distances lointaines, on commence à percevoir des écarts entre les cas variables et les cas homogènes, notamment sur la décroissance et l'atténuation des champs. Faute d'avoir pu simuler des distances encore plus grandes, ces différences restent limitées dans cette étude, mais la tendance observée laisse penser que ces écarts se renforceraient à des distances supérieures.

Ainsi, cette étude confirme l'intérêt de prendre en compte la variation réelle des propriétés du sol avec la profondeur pour la modélisation précise de la propagation des champs électromagnétiques de la foudre, en particulier pour la protection des installations souterraines et des infrastructures distantes. Elle ouvre également des perspectives pour des simulations à plus longue portée, qui permettraient d'affiner et de confirmer ces observations.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Conclusion générale

L'objectif de ce travail de mémoire est d'étudier l'influence de la teneur en eau et de la porosité du sol sur la propagation des champs électromagnétiques générés par la foudre. Cette étude s'inscrit dans le cadre de la compatibilité électromagnétique et de la protection des infrastructures pour toutes les perturbations naturelles. Pour cela, une modélisation numérique du champ électromagnétique rayonné par le courant de l'arc en retour a été réalisée à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), permettant une résolution temporelle précise des équations de Maxwell dans un milieu complexe. Les codes de calcul sont élaborés en Fortran. Plusieurs profils de sol à différents degrés de complexité ont été étudiés, notamment : un sol homogène, un sol stratifié horizontalement en deux couches, ainsi qu'un sol à conductivité variable en fonction de la profondeur. Ces géométries ont été choisies pour représenter des situations réalistes dans lesquelles la teneur en eau et la porosité varient naturellement avec la profondeur ou la structure géologique. L'objectif est d'analyser l'effet de ces paramètres physiques du sol sur la propagation des champs électromagnétiques rayonnés par la foudre, et d'identifier lesquels ont l'influence la plus significative, afin d'améliorer les modèles de prédiction et les dispositifs de protection contre les effets électromagnétiques de la foudre.

Les principales conclusions de ce travail sont les suivantes :

1. Pour les Coups de foudre tombant sur un sol homogène de conductivité finie :

En dessous du sol : l'amplitude des champs électriques (horizontaux (E_r) et verticaux (E_z)) diminue lorsque la conductivité augmente.

- ✓ Le champ électrique horizontal (E_r) présente une polarité négative.
- ✓ Le champ magnétique azimutal, de polarité positive est moins sensible à la conductivité que les champs électriques.

Au-dessus du sol : seule la composante horizontale du champ électrique est significativement affectée, tandis que le champ vertical et le champ magnétique peuvent être approximés en supposant un sol parfait.

2. Pour les Coups de foudre tombant sur un sol à deux couches stratifiées horizontalement :

En dessous du sol : lorsque la couche inférieure est plus conductrice, l'atténuation du champ horizontal est plus importante.

- ✓ La stratification modifie considérablement le champ électrique horizontal.
- ✓ Le champ magnétique azimutal est également influencé par la stratification, notamment en forme et en amplitude.
- ✓ Le champ électrique vertical reste peu sensible à cette configuration.
- ✓ En surface et à courte distance, l'effet de la stratification est négligeable, ce qui permet une modélisation simplifiée en considérant uniquement la couche la plus conductrice.

Au-dessus du sol : on peut dire que, pour les distances proches :

- ✓ la stratification horizontale n'a pas d'effet sur le champ électrique vertical et sur le champ magnétique azimutal. Concernant la composante horizontale du champ électrique, elle est peu affectée par la stratification du sol et on peut dire que l'évaluation de cette composante en présence d'un sol à deux couches, stratifié horizontalement, peut se faire en supposant le sol comme étant homogène avec les paramètres les plus élevés de la conductivité du sol.
3. Pour les Coups de foudre tombant sur un sol avec conductivité variable en fonction de la profondeur (stratification verticale progressive) :
- ✓ Le profil de conductivité influe sur la forme d'onde et l'atténuation des champs électromagnétiques.
 - ✓ L'effet est plus marqué à grande distance et à certaines profondeurs.
 - ✓ Les variations progressives créent des comportements intermédiaires entre le cas homogène et le cas de stratification nette.

RÉFÉRENCES

BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES

- [1] C.Gary « la foudre des mythologies antiques a la recherche moderne ». Edition Masson, 1994.
- [2] D. M. Elsom, Lightning: Nature and Culture. Reaktion Books, 2015
- [3] E. Perrin, “Modélisation des effets indirects de la foudre sur avion composite,” Thèse de doctorat, Limoges, 2010. Accessed: Jul. 28, 2022.
- [4] <https://images.app.goo.gl/rb51qhsvx8FG9awk8> (visité le 02/03/2025).
- [5] F. Rachidi, “La foudre et ses effets électromagnétiques,” Notes Cours CEM EPFL Lausanne Suisse, 2004.
- [6] V. A. Rakov, “Fundamentals of Lightning”, Cambridge, U.K.: Cambridge Univ. Press, 2016.
- [7] J. R. Dwyer and M. A. Uman, “The physics of lightning,” Physics Reports, vol. 534, no. 4, pp. 147– 241, Jan. 2014, doi: 10.1016/j.physrep.2013.09.004.
- [8] M.A. Uman « The lightning discharge », Dover Publications, INC, Mineola, New York, 2001.
- [9] MOUZAZ Mohamed et DRIBAT Mohamed (Intégration des conditions aux limites absorbantes de MUR du second ordre dans un code de calcul du champ électromagnétique rayonne par la foudre appliquant la méthode FDTD) mémoire master, Université Ibn Khaldoun Tiaret 2016.
- [10] ABDELLI Djamel (Application de la méthode FDTD-2D dans le calcul du champ électromagnétique de la foudre initiée au sol caractérisé par une conductivité finie) mémoire master univ Ibn Khaldoun Tiaret 2021.
- [11] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger, “Parameters of lightning flashes,” Electra, vol. 41, pp. 23–37, 1975.
- [12] M. Buguet, “Activité d’éclairs et paramètres physiques issus de l’observation radar dans les orages : application au projet HyMeX,” Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00761486>.
- [13] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, and C. Mazzetti, “Lightning return stroke current models with specified channel-base current: A review and comparison,” Journal of Geophysical Research: Atmospheres, vol. 95, no. D12, pp. 20395–20408, 1990, doi: 10.1029/JD095iD12p20395.
- [14] Y. Seity, S. Soula, P. Tabary, and G. Scialom, “The convective storm system during IOP 2a of MAP: Cloud-to-ground lightning flash production in relation to dynamics and microphysics,” Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 129, pp. 523–542, Jan. 2003, doi: 10.1256/qj.02.03.
- [15] Uman, M. A., “The lightning discharge”, 377 pp., Academic Press, London, UK. 1987.

- [16] Henni Khadidja, 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.
- [17] V. A. Rakov et M. A. Uman « Lightning physics and affects », Cambridge University Press, 2003.
- [18] 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.
- [19] 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
- [20] Joseph R. Dwyer, Martin A. Uman, “The physics of lightning”. Sciences Direct. Physics Reports 534 (2014) 147–241.
- [21] 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.
- [22] V.A. Rakov “Transient response of a tall object to lightning”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 43 (4), pp. 654-661, 2001
- [23] 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.
- [24] 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.
- [25] Mr. OMARI Mohamed « Etude de l’environnement électromagnétique de la foudre » thèse de doctorat, Université Ibn Khaldoun-Tiaret 2018.
- [26] A.Hussein,W. Janischewskyj, M. Milewski, V. Shostak, W. A. Chisholm, and J. S. Chang, “Current waveform parameters of CN Tower,” J. Electrostat., vol. 60, pp. 149–162, 2004.
- [27] McEachron, K.B., “Lightning to the Empire State Building”, Journal of Franklin Institute, 227, 149-217, 1939.
- [28] Golde, R.H., “Lightning”, 496 pp., Academic Press, London, 1977.
- [29] <https://images.app.goo.gl/nqu2j8Cd6EmvmE8C8> (consulté le 05/03/2025).

- [30] BENDJEBBOUR Benzerga « Effets des caractéristiques d'une tour sur le champ électromagnétique rayonné par l'interaction foudre-tour » thèse Master.
- [31] 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.
- [32] 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.
- [33] D. Sonia AIT-AMAR and Z. Ahmed, "Protection contre la foudre- Principes généraux et normes en vigueur," p. 32, Feb. 10, 2015.
- [34] Younes Abdelbari « Protection des éoliennes modernes contre la foudre » Thèse de doctorat, Université Ibn Khaldoun Tiaret 2024
- [35] B. PIQUETTE, Protection contre la foudre 'des installations classées pour la protection de l'environnement. in INERIS - Direction des risques accidentels. INERIS - Direction des risques accidentels, 2011.
- [36] K. M. Gektidis, A. I. Ioannidis, and T. E. Tsovilis, "Response time of surge protective devices employing triggered spark gap technology," *IEEE Transactions on Industry Applications*, pp. 1–9, 2024, doi: 10.1109/TIA.2024.3370528.
- [37] E. Petrache « Lightning electromagnetic coupling to overhead transmission line networks and buried cables » Thèse doctorat es science, EPFL, Lausanne, Suisse, 2004.
- [38] D. Orzan « Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de ligne multifilaires » Thèse doctorat es science, EPFL, Lausan, Suisse, 1998
- [39] V. Cooray « lightning electromagnetic », IET, Power Energy series 62, 2012.
- [40] K. ARZAG « Calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre à l'aide de la méthode FDTD en trois dimensions », Thèse de Doctora en Sciences, USTO-MB d'Oran, Algérie, 2017.
- [41] F. Heidler "Analytic lightning current functions for LEMP calculation ", 18th ICLP (International Conference on Lightning Protection), Munich, Germany, 1985.
- [42] 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.

- [43] C.E.R. Bruce and R.H. Golde, "The lightning discharge", The journal of the institution of electrical engineers, 88 (6), 487-520, 1941.
- [44] Rakov, V. A., "Lightning Return Stroke Modeling: Recent Developments", paper presented at International Conference on Grounding and Earthing - GROUND 2002, Rio de Janeiro, Brazil.
- [45] Rakov, V. A., and A. A. Dulzon, "Results of calculation of the electromagnetic fields of lightning discharges", Tekhnicheskaya Elektrodinamika. no., 1, 87-89. 1987.
- [46] Thottappillil, R., and M.A. Uman, "Comparison of lightning return-stroke models", Journal of Geophysical Research, 98 (D12), 22903-14, 1993.
- [47] V. A. Rakov, and M. A. Uman, "Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspect of their application", IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, Vol. 40, n. 4, Nov. 1998, pp. 403 – 426.
- [48] 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.
- [49] 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.
- [50] John B. Schneider, "Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method", May 8, 2011.
- [51] 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 finite difference time-domain method » Progress in Electromagnetics Research, PIER 58, 101–114, 2006.
- [52] M. Omari, A. Mimouni, I. Ghlib, "FDTD Modeling of Lightning Electromagnetic Fields over Mixed and Sloped Domains Using Staircase Approximation", Progress In Electromagnetics Research B, Vol. 112, 29–41, 29/05/2025.
- [53] 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.
- [54] Quanxin Li, Marcos Rubinstein, Jianguo Wang, Li Cai, Mi Zhou, Yadong Fan, Farhad Rachidi, "On the Influence of the Soil Stratification and Frequency-Dependent Parameters on Lightning Electromagnetic Fields", Published in Electric Power Systems Research, vol. 178, article no. 106047, January 2020.