

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES  
DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE



# MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Electrique

Spécialité : Réseaux Electriques

## THÈME

La Validation de La Méthode FDTD dans le calcul des rayonnements électromagnétique de la foudre en présence d'un domaine stratifié avec un angle d'inclinaison

*Préparé par : Cherrati Khaled et Safa Abderrahmane.*

*Deven le jury :*

Nom et Prénom	Grade	Qualité
Mr. BENASLA Mokhtar	MAA	Président
Mr. MOKHTARI ABDELKADER	MCA	Examineur
Mem. BELKAUOAL YAMINA	MCB	Examineur
MR. OMARI MOHAMED	MCB	Encadreur
Mem. GHLIB IMANE	MCB	Co-Encadreur

## Résumé

*Les effets électromagnétiques de la foudre sont un problème majeur en compatibilité électromagnétique ; ils peuvent perturber ou endommager une vaste gamme de systèmes électriques. Par conséquent, l'évaluation précise des perturbations induites par la foudre nécessite une bonne connaissance des caractéristiques du champ électromagnétique rayonné. Le but de notre travail est l'étude et la caractérisation du rayonnement électromagnétique associé à la phase de l'arc en retour subséquent de foudre. Les champs électromagnétiques sont calculés en utilisant la méthode FDTD qui nous a permis de s'affranchir des hypothèses généralement utilisées dans la littérature pour prendre en compte l'effet de la conductivité électrique du sol. Un seul scénario est étudié, un sol stratifié avec un angle d'inclinaison (cas d'un domaine de propagation mixte terre-océan). Le code de calcul numérique ainsi développé a été, tout d'abord, validé à l'aide des données publiées dans la littérature. Les résultats obtenus sont très encourageants ; certains confirment ceux publiés dans la littérature et d'autres ouvrent des perspectives dans le domaine.*

## ملخص

تعد التأثيرات الكهرومغناطيسية للصواعق مشكلة رئيسية في التوافق الكهرومغناطيسي؛ يمكنهم تعطيل أو إتلاف مجموعة واسعة من الأنظمة الكهربائية. لذلك، يتطلب التقييم الدقيق للاضطرابات الناجمة عن الصواعق معرفة جيدة بخصائص المجال الكهرومغناطيسي المنبعث. الهدف من عملنا هو دراسة وتوصيف الإشعاع الكهرومغناطيسي المرتبط بمرحلة القوس مقابل البرق. تُحسب الحقول الكهرومغناطيسية باستخدام طريقة FDTD التي سمحت لنا بالتغلب على الافتراضات المستخدمة عمومًا في الأدبيات لمراعاة تأثير التوصيل الكهربائي للأرض. تمت دراسة سيناريو واحد، وهو تربة طبقية بزواوية ميل (حالة مجال انتشار مختلط بين اليابسة والمحيطات). تم التحقق من صحة رمز الحساب العددي الذي تم تطويره، أولاً وقبل كل شيء، باستخدام البيانات المنشورة في المجالات العلمية. النتائج التي تم الحصول عليها مشجعة للغاية. يؤكد البعض ما تم نشره في الأدبيات والبعض الآخر يفتح آفاقًا في هذا المجال.

## Abstract

*The electromagnetic effects of lightning are a major problem in electromagnetic compatibility, and can disturb or damage a wide range of electrical systems. Consequently, accurate assessment of lightning-induced disturbances requires a good knowledge of the characteristics of the radiated electromagnetic field. The aim of our work is to study and characterize the electromagnetic radiation associated with the subsequent return arc in lightning. The electromagnetic fields are calculated using the FDTD method, which enables us to overcome the assumptions generally used in the literature to take into account the effect of the soil's electrical conductivity. Only one scenario is studied, a stratified soil with an angle of inclination (case of a mixed land-ocean propagation domain). The developed calculation code was first validated using published data. The results obtained are very encouraging; some confirm those published in the literature, while others open up new perspectives in the field.*



## Remerciements

À l'issue de cette fin d'étude, nous adressons nos sincères remerciements  
premièrement à « Allah » tout puissant qui nous a donné la santé, la patience.

On tient à adresser nos plus vifs remerciements à notre rapporteur  
M<sup>r</sup>. OMARI MOHAMED pour nous avoir encadré, suivi et encouragé

Ensuite, Je remercie sincèrement Monsieur BENASLA, d'avoir accepté de  
présider le jury de soutenance.

Mos vifs remerciements vont également à Messieurs : MOKHTARI  
Abdelkader et BELKAOUAL YAMINA d'avoir accepté d'examiner mon travail  
et d'être membres du jury de soutenance.

On remercie également tous nos enseignants du Département de GE.

On n'exclue pas de ces remerciements toutes les personnes qui ont aidé de  
près ou de loin dans notre projet de fin d'étude.

Les discussions, les remarques et les commentaires de nos collègues ont  
été sources d'idées et ont contribué au développement et à  
l'amélioration de cette étude.

On veut également remercier nos familles tout particulièrement nos parents,  
pour leur soutien inconditionnel tout au long de nos longues années d'études  
et nos amis pour leur soutien moral.

# *Dédicace*

A nous parent et notre ami

**Amieur Mohamed Riadh.**

## Table des matières

Introduction Général .....	1
----------------------------	---

### Chapitre 01

### Généralité sur la Foudre

I.1. Introduction .....	4
I.2. Historique .....	4
I.3 Phénoménologie et terminologie .....	5
I.4 Les caractéristiques électriques de la foudre .....	6
I.4.1 Types de coup de foudre .....	6
I.4.2 Le coup de foudre descendant .....	7
I.4.3 Le coup de foudre ascendant .....	7
I.4.4 Le coup de foudre positif .....	7
I.4.5 Le coup de foudre négatif .....	7
I.5 Points d'impact: .....	8
I.6 Propagation d'onde .....	8
I.7 Onde de foudre .....	8
I.8 Principe d'une décharge .....	8
I.9 Observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques associés.....	9
I.9.1 Courant de l'arc en retour .....	9
I.9.2.1 Données obtenues par déclenchement artificiel de la foudre.....	10
I.9.2.2 Utilisation des tours instrumentées : .....	13
I.9.3 Vitesse de l'arc en retour .....	13
I.10 Caractérisation des champs électromagnétiques de l'arc en retour en fonction de la distance .....	13
I.11 Les effets de la foudre.....	15
I.11.1 Les effets électriques .....	15
I.11.2 Les effets thermique.....	15
I.11.3 Les effets électromagnétiques.....	16
I.12 Protection contre la foudre [25].....	16
I-13 Conclusion.....	18

## **Chapitre 02**    *modélisation du courant de la foudre et rayonnements EM engendrés.*

II.1 Introduction .....	20
II.2. Modélisation du courant de l'arc en retour .....	20
II.2.1. Classification des modèles .....	20
Les modèles physiques : .....	20
Les modèles électromagnétiques : .....	21
Modèle de ligne de transmission (modèle RLC) : .....	21
Les modèles dits d'ingénieur : .....	21
II.3. Les modèles d'ingénieur .....	21
II.3.1. Le modèle de Bruce et Golde (BG).....	21
II.3.2. Modèle "Ligne de Transmission" (Transmission Line TL) .....	22
II.3.3. Modèles de ligne de transmission modifiés (MTL) .....	23
Modèles de lignes de transmission modifiées avec atténuation linéaire (MTLL) .....	23
Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance exponentielle (MTLE) .....	24
II.3.4. Modèle de la source de courant progressive (Travelling Current Source, (TCS).....	25
II.3.5 Le modèle de Diendorfer et Uman (DU).....	26
II.4. Généralisation des modèles d'ingénieur.....	26
II.5. Courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre .....	27
II.5.1 Le modèle bi-exponentiel.....	27
II.5.2 Fonction d'Heidler .....	29
II.5.3 Modèle hybride .....	32
II.6. Les méthodes numériques utilisées en électromagnétiques : .....	33
II.7. Champ électromagnétique associé à l'arc en retour de la foudre .....	34
II.8. Approximation par la méthode FDTD.....	34
II.8.1. L'origine de la FDTD .....	34
II.8.2 L'algorithme de Yee .....	36
II.8.3 Principe de la méthode FDTD : .....	37
II.8.4. Les conditions aux limites.....	39
II.9. Conclusion.....	41

## **Chapitre 03**

### *Résultat et Analyse*

III.1 Introduction.....	43
-------------------------	----

III.2. Coup de foudre initié au sol en présence du sol stratifié verticalement avec un angle d'inclinaison :	43
Validation de code de calcul :	44
Le champ électromagnétique en dessous du sol :	45
Le champ électromagnétique au-dessus du sol :	49
III.3 Conclusion	52
Conclusion Générale.	54

## Liste des Figures

Figure I.1 Indication illustrative de la distribution de la charge électrique à l'intérieur et autour d'un nuage orageux.	5
Figure I.2 La structure de charge de deux nuages d'orage isolés simples et certains des endroits où la foudre peut se produire.	6
Figure I.3 Les types de coup de foudre	7
Figure I.4 Principe d'une décharge.	9
Figure I.5 Lanceurs et fusées utilisés lors d'un déclenchement artificiel de la foudre.	11
Figure I.6 Séquence d'évènements d'un déclenchement artificiel de foudre	11
Figure I.7 Eclairs déclenchés en utilisant la technique de déclenchement artificiel à Camp Blanding, en Floride	12
Figure I.8 Champ électrique vertical (colonne gauche) et champ magnétique azimutal	14
Figure II.1 La distribution temporelle du courant pour le modèle de Bruce et Golde (BG).	22
Figure II.2 la distribution temporelle du courant de l'arc en retour pour le modèle TL.	23
Figure II.3 La distribution temporelle du courant pour le modèle MTLL.	24
Figure II.4 La distribution temporelle du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle MTLE.	25
Figure II.5 La distribution temporelle du courant pour le modèle (TCS).	25
Figure II.6 Courant à la base du canal (normalisé) correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent calculé à l'aide du modèle bi-exponentiel.	28
Figure II.7 Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel)	29



Figure II.8 Dérivée de l'approximation analytique du courant pour les deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel) .....	30
Figure II.9 premier arc et l'arc en retour subséquent à la base du canal.....	31
Figure II.10 Courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride.....	32
Figure II.11 La cellule de Yee en 3D et en coordonnées cartésiennes.....	36
Figure II.12 Évolution temporelle des champs électromagnétiques.....	36
Figure II.13 Domaine de calcul en (2D) avec un système à coordonnées cylindriques. ....	37
Figure II.14 Maillage FDTD-2D coordonnées cylindrique.....	39
Figure III.1 Géométrie du problème adopté.....	42
Figure III.2 Champ électrique horizontal à une profondeur de 1 m, dl = 1 m. Méthode FEM et méthode FDTD.....	43
Figure III.3 Champ électrique horizontal au niveau du sol et r = 200m, et dl = 1m. obtenu par FEM et par la FDTD .....	44
Figure III.4 Champ électrique horizontal à r = 200m et une profondeur de 1 m. dl = 1 m.....	44
Figure III.5 Champ électrique horizontal à r = 200m et p = 1 m. dl = 5 m.....	45
Figure III.6 Champ électrique horizontal à r = 200m et p = 1 m. dl = 50 m.....	45
Figure III.7 Champ électrique vertical à r = 200m et p = 1m. dl = 1m.....	46
Figure III.8 Champ électrique vertical à r = 200m et p = 1m. dl = 5m.....	46
Figure III.9 Champ électrique vertical à r = 200m et p = 1m. dl = 50m.....	46
Figure III.10 Champ magnétique azimutal à r = 200m et p = 1m. dl = 1 m. ....	47
Figure III.11 Champ magnétique azimutal à r = 200m et p = 1m. dl = 5 m. ....	47
Figure III.12 Champ électrique horizontal au niveau du sol. dl = 1m. ....	48
Figure III.13 Champ électrique horizontal au niveau du sol. dl = 5m .....	48
Figure III.14 Champ électrique horizontal au niveau du sol. dl = 50m .....	48
Figure III.15 Champ électrique vertical à la surface du sol pour r = 200m. dl = 1m.....	49
Figure III.16 Champ électrique vertical à la surface du sol pour r = 200m. dl = 5m.....	49
Figure III.17 Champ magnétique azimutal à r = 200m et sur la surface du sol. dl = 1m.....	50
Figure III.18 Champ magnétique azimutal à r = 200m et sur la surface du sol. dl = 5m.....	50

## Liste des Tableaux

<b>Tableau I.1</b> Caractérisation du pic de courant de l'arc en retour et de sa dérivée. ....	12
Tableau II.1 les paramètres $P(z')$ et $v^*$ pour cinq modèles d'ingénieur. ....	27
Tableau II.2 Paramètres des fonctions bi- exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal 28	
Tableau II.3 Les paramètres des deux fonctions d'Heidler .....	29
Tableau II.4 Les paramètres adoptés pour d'expression (II.14). ....	30
Tableau II.5 Les paramètres des deux fonctions d'Heidler .....	31
Tableau II.6 Paramètres du modèle hybride simulant le courant de foudre à la base du canal.....	32

## *Introduction Générale*

## Introduction Général

De nos jours, les perturbations électromagnétiques deviennent de plus en plus gênantes pour un grand nombre d'activités industrielles ainsi que pour de nombreuses occupations de la vie quotidienne. Ceci s'explique par la multiplication des sources potentielles issues du développement important des installations électriques mais aussi par l'apparition de systèmes électroniques de sensibilité croissante. Une nouvelle discipline est alors née : la Compatibilité Électromagnétique (CEM), c'est-à-dire l'art de faire fonctionner des systèmes électriques sensibles dans un environnement électromagnétique perturbé mais aussi de réduire les perturbations engendrées par les systèmes électriques dès leur conception. De multiples normes sont donc apparues et apparaissent encore afin de réglementer les niveaux de rayonnement électromagnétique que les systèmes doivent supporter sans modification de leur fonctionnement normal ainsi que les niveaux de perturbations électromagnétiques maximales qu'ils produisent au cours de leur fonctionnement.

Les perturbations électromagnétiques se classent en deux familles suivant leur origine :

- Les perturbations d'origine artificielle telles que celles dues aux radiocommunications, aux radars, aux équipements électriques (transport d'énergie électrique, . . .) ; ☐
- Les perturbations d'origine naturelle telles que la foudre, les rayonnements cosmiques, les décharges électrostatiques, . . .

La foudre est probablement l'un des phénomènes naturels le plus étudié ; d'abord, pour son pouvoir de destruction et ensuite pour son apparence impressionnante. Il est probable que la foudre était présente sur terre bien avant que la vie ait évolué sur notre planète, et il est possible que la foudre joue un rôle dans la production des molécules organiques nécessaires à la formation de chaque forme de vie. Les rencontres des premiers humains avec la foudre étaient sans aucun doute effrayantes et fascinantes, toutes les civilisations anciennes ont incorporé l'éclair et le tonnerre dans leurs croyances religieuses. De nos jours, cette croyance a été remplacée par une connaissance scientifique, et les chercheurs dans de nombreux pays à travers le monde ont contribué à l'avancement de notre compréhension de la décharge de la foudre.

Le rayonnement électromagnétique de la foudre est un phénomène naturel complexe qui suscite un intérêt considérable en raison de ses implications sur la sécurité des systèmes électroniques, des infrastructures et des personnes. Comprendre et prédire le comportement de ce rayonnement est essentiel pour concevoir des mesures de protection efficaces et minimiser les risques associés aux décharges atmosphériques.

## Introduction Générale

Dans le domaine de l'électromagnétisme, la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est une technique numérique largement utilisée pour résoudre les équations de Maxwell et étudier les phénomènes électromagnétiques. Elle offre une approche flexible et précise pour modéliser les interactions entre les ondes électromagnétiques et les structures environnantes. Par ailleurs, les études menées par plusieurs chercheurs spécialisés dans ce domaine ont été orientées dans la majorité vers le développement de différentes approches de calcul du champ électromagnétique rayonné afin de caractériser le phénomène le plus fidèlement que possible à la réalité physique de ce dernier.

Le principal objectif de ce projet de fin d'études est de valider l'efficacité et l'exactitude de la méthode FDTD dans le calcul du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un domaine stratifié avec un angle d'inclinaison (sol-océan). En utilisant des simulations numériques avancées et des comparaisons avec des données expérimentales existantes, nous chercherons à démontrer la capacité de la méthode FDTD à capturer les caractéristiques du rayonnement électromagnétique dans des conditions réalistes. La présence d'un domaine stratifié et d'un angle d'inclinaison dans le contexte du rayonnement électromagnétique de la foudre présente des défis supplémentaires. Les phénomènes de réflexion, de réfraction et de transmission des ondes électromagnétiques deviennent plus complexes, nécessitant une analyse approfondie pour obtenir des résultats précis.

Pour atteindre cet objectif, nous avons décomposé ce mémoire en trois chapitres : après l'introduction général, le premier présente la phénoménologie des coups de foudre, en particulier la phase dite de l'arc en retour associée à une décharge nuage-sol négative, les principales observations expérimentales relatives aux éclairs naturels et ceux déclenchés artificiellement, les différentes caractéristiques et données expérimentales concernant le courant à la base du canal, ainsi que le champ électromagnétique.

Dans le chapitre 2, la modélisation de l'arc en retour de la foudre est présentée pour aborder la réalité du phénomène naturel. Parmi les différentes approches existantes dans la littérature, une classe de modèles d'arc en retour, à savoir les modèles d'ingénieur, qui seront utilisés tout au long de cette thèse. Le 2eme chapitre est consacré aussi à la modélisation des champs électromagnétiques rayonnés par la foudre. Les expressions du champ électromagnétique seront données au-dessus et en dessous d'un sol de conductivité finie. On va présenter, très brièvement, la méthode numérique utilisée, à savoir la méthode de différences finies à point centré FDTD.

Dans le chapitre 3, on va présenter et validé notre analyse du champ électromagnétique rayonné par la foudre en adoptant la méthode FDTD dans un système de coordonnées 2D cylindriques. Nous prendre une géométrie d'un sol en présence du sol stratifié verticalement avec une inclinaison (sol-océan).

Nous terminons cette thèse par les conclusions que nous avons pu tirer de cette étude et les perspectives de ce travail.

# CHAPITRE I :

# Généralité sur la foudre

## I.1. Introduction

Depuis l'aube de l'humanité, l'humanité est fascinée par le tonnerre. Depuis le XXe siècle, l'étude de la foudre est devenue une science. On découvre alors que les orages sont importants et maintiennent de manière fiable le champ électrique terrestre. Du milieu du XXe siècle à nos jours, les développements des réseaux électriques, de l'informatique et de télécommunication ont donné une grande impulsion à l'étude de la protection contre la foudre et, par extension, au phénomène lui-même. Ce premier chapitre a pour objectif de connaître l'origine des décharges spontanées et de discuter ses causes et ses conséquences. La foudre est une source importante d'interférences, bien les comprendre aide au bon fonctionnement des réseaux.

## I.2. Historique

On peut considérer que la recherche sur la foudre a commencé avec Benjamin Franklin. En 1746, il a commencé ses expériences de laboratoire sur l'électricité, rendues possibles par une familiarité avec le mécanisme de séparation des charges, qui se produit lorsque des matériaux dissemblables sont frottés l'un contre l'autre et l'invention, plus tôt dans l'année, de la bouteille de Leyden, un condensateur permettant de stocker les charges électriques. En 1749, Franklin a décrit les similitudes entre les éclairs et les étincelles de laboratoire qu'il avait créées et, en 1750, il a publié le plan d'une expérience impliquant des tiges métalliques verticales isolées de la Terre, destinée à prouver que les éclairs étaient électriques. Cette expérience a été réalisée avec succès pour la première fois en France en mai 1752. Peu après, au cours de l'été 1752, Franklin a fait voler son cerf-volant. Parmi les nombreuses réalisations de Franklin, on peut citer sa mesure montrant que la charge principale dans la partie inférieure d'un orage est négative, ses expériences de laboratoire l'ayant amené à définir le signe de la charge électrique.[1]

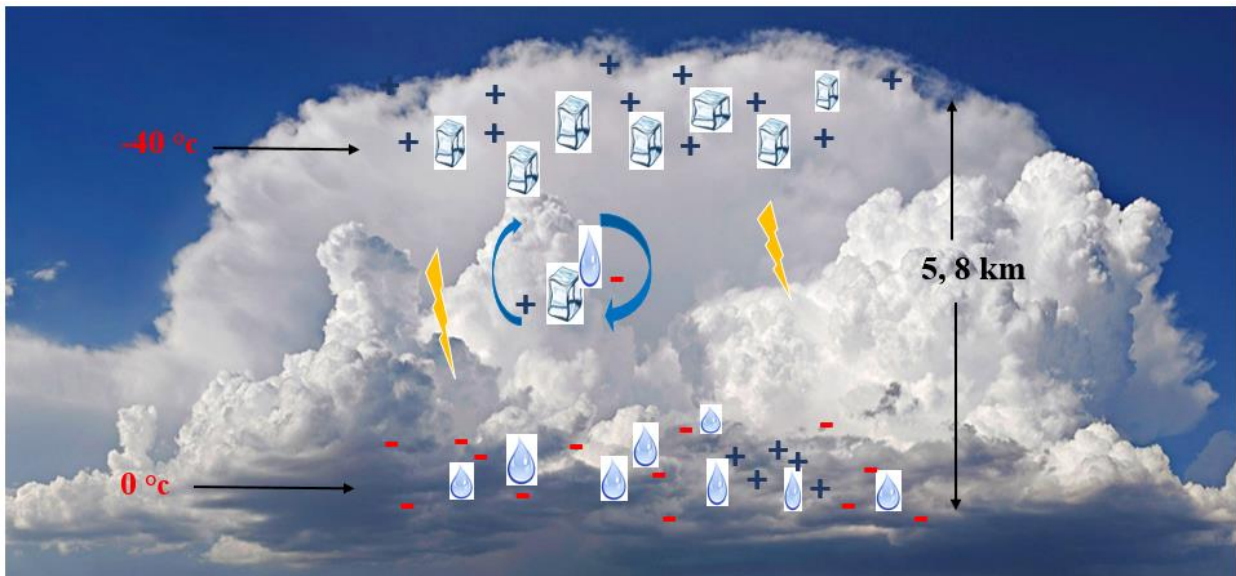
Après Franklin, peu de progrès significatifs ont été réalisés dans la compréhension de la foudre jusqu'à la fin du XIXe siècle, lorsque la photographie et la spectroscopie sont devenues des techniques de diagnostic. Les débuts de la photographie et de la spectroscopie de la foudre sont passés en revue par Uman. [2]

L'ère moderne de la recherche sur la foudre peut être datée de Wilson [3], [4] en Angleterre, celui-là même qui a reçu le prix Nobel pour son invention de la chambre à nuages pour suivre les particules de haute énergie. Wilson a utilisé des mesures à distance du champ électrique au sol pour estimer à la fois la structure de la charge dans l'orage et la charge individuelle impliquée dans la décharge de la foudre. Les contributions à notre compréhension actuelle de la foudre proviennent de chercheurs du monde entier et couvrent la période allant des travaux de Wilson à aujourd'hui.

### I.3 Phénoménologie et terminologie

La foudre peut être définie comme une très longue étincelle électrique, "très longue" signifiant supérieure à environ 1 km. La plupart des éclairs sont générés dans les orages et se caractérisent par une longueur de 5 à 10 km, voire plus de 100 km à l'extrême [1].

Dans un orage, on pense que le principal processus de transfert de charge implique des collisions entre des particules de grêle molles qui sont suffisamment lourdes pour tomber ou rester immobiles dans les courants ascendants de l'orage et de petits cristaux de glace qui sont suffisamment légers pour être transportés vers le haut dans ces courants ascendants, le tout en présence de gouttelettes d'eau surfondues (non gelées, mais dont la température est inférieure à 0 °C). Pour produire les charges primaires des nuages d'orage qui ont été déduites des mesures au sol et par ballon des champs électriques des nuages, ces interactions glace-grêle doivent avoir lieu à des altitudes où la température est considérablement plus froide que le point de congélation, généralement de -10 °C à -20 °C.



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

Après le transfert de charge entre les particules de glace et de grêle qui s'entrechoquent, les cristaux de glace chargés positivement sont transportés dans des courants ascendants vers la partie supérieure du nuage d'orage, à une altitude proche de 10 km au-dessus du niveau de la mer dans les orages d'été tempérés, tandis que les grêlons chargés négativement se trouvent à une altitude de 6 à 8 km. Ainsi, la structure de charge primaire idéalisée d'un nuage d'orage isolé et mature se compose de plusieurs dizaines de coulombs de charge positive dans ses parties supérieures et d'une charge négative plus ou moins égale dans ses niveaux inférieurs. Dans un nuage d'orage typique, une petite charge positive se trouve également sous la charge négative principale, à des altitudes où la température est proche ou plus chaude que le point de congélation. Divers mécanismes ont été suggérés pour produire



cette charge positive inférieure, notamment les décharges de couronne émanant du sol et les collisions entre différents types de particules à des températures plus chaudes que le point de congélation.[1]



**Figure. I.2.** La structure de charge de deux nuages d'orage isolés simples et certains des endroits où la foudre peut se produire. [5]

## I.4 Les caractéristiques électriques de la foudre

### I.4.1 Types de coup de foudre

La première phase d'un coup de foudre est toujours une pré-décharge peu lumineuse, ou traceur, qui progresse à travers l'air avec une vitesse relativement faible. Cette pré-décharge à son origine, soit dans le nuage et elle progresse alors en direction du sol, soit au niveau du sol, et progresse vers le nuage.

On classe donc tout d'abord les coups de foudre selon le sens de développement du traceur (ou leader) :

- Les coups de foudre descendants (développement du traceur à partir du nuage).
- Les coups de foudre ascendants (développement du traceur à partir du sol).

Le coup de foudre le plus fréquent, est descendant. Pour qu'un coup ascendant puisse se développer, la présence d'une proéminence importante, telle qu'une tour élevée est nécessaire ; c'est aussi la raison pour laquelle le coup ascendant se produit plus fréquemment en montagne. En second lieu, on classe les coups de foudre selon le sens d'écoulement du courant principal. Conventionnellement, on définira [6] :

### I.4.1.1 Le coup de foudre descendant

Caractérisé par son arborescence ouverte vers le bas, c'est le plus fréquent. Il comporte une phase initiale où une pré-décharge se propage par bonds successifs du nuage vers le sol (traceur). A l'extrémité de ce traceur, le champ électrique est extrêmement élevé, ce qui augmente localement le champ au sol.

Dès que la pointe du traceur approche du sol, des pré-décharges ascendantes vont se développer à partir du sol. Lorsque ces deux canaux se rejoignent, un pont conducteur entre nuage et sol s'établit et permet ainsi le passage d'un courant de forte intensité [7].

### I.4.1.2 Le coup de foudre ascendant

Il est caractérisé par une arborescence ouverte vers le haut. Dans le cas de pylônes de grande hauteur ou des tours, l'effet couronne peut créer une décharge, partant du sol qui va se développer suffisamment loin pour atteindre le nuage. Dès qu'un canal conducteur est créé, les charges accumulées dans le nuage vont bien s'écouler au sol. Le coup de foudre ascendant est très fréquent en zone de montage [7].

### I.4.1.3 Le coup de foudre positif

Le bas de nuage est chargé positivement. Une seule décharge apparaît durant une durée de 0.1 à 0.2 s. La durée d'impulsion varie entre  $20\mu\text{s}$  à  $50\mu\text{s}$  et l'amplitude du courant des coups positifs est généralement supérieure à celle des coups de foudres négatifs. [6]

### I.4.1.4 Le coup de foudre négatif

Le bas de nuage est chargé négativement. Les décharges sont multiples et variées. Une première décharge partielle de durée de front de  $10\mu\text{s}$  à  $15\mu\text{s}$ , succède des décharges d'attaque plus raides et de descente plus douce.

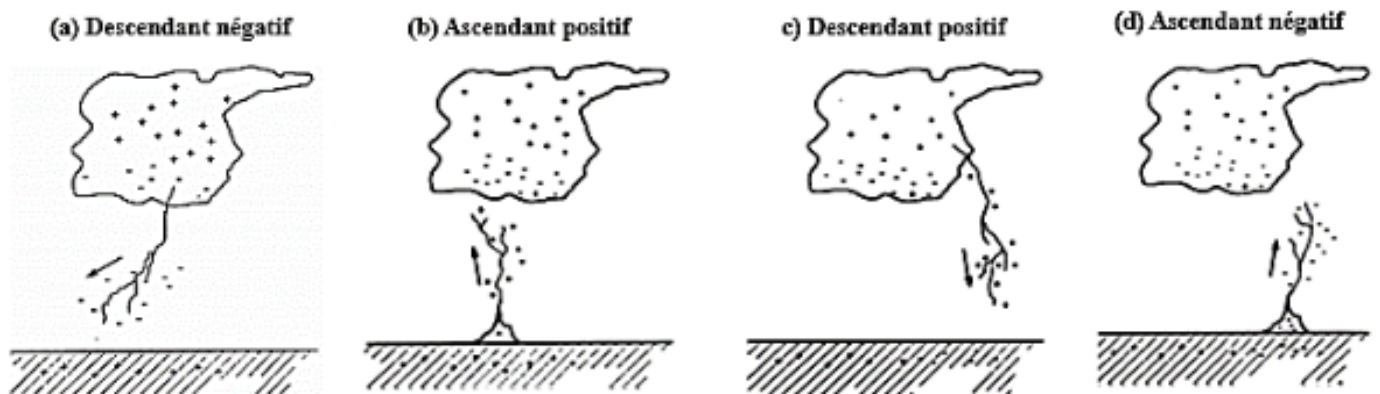


Figure I.3. Les types des coups de foudre. [25]

### **I.5 Points d'impact :**

La foudre peut tomber directement sur le sol, les structures ou les lignes. Dans tous ces cas les conséquences peuvent être néfastes du fait de la propagation par conducteur ou par rayonnement. Le (ou les) point d'impact du coup de foudre ne semble se déterminer que dans la partie inférieure de la trajectoire (aux environs de 300 m d'altitude). De nombreux facteurs locaux peuvent avoir une action sur la localisation de l'impact. (Arbres, bâtiments, cheminées, nature du sol, cours d'eau, etc...).[7]

### **I.6 Propagation d'onde**

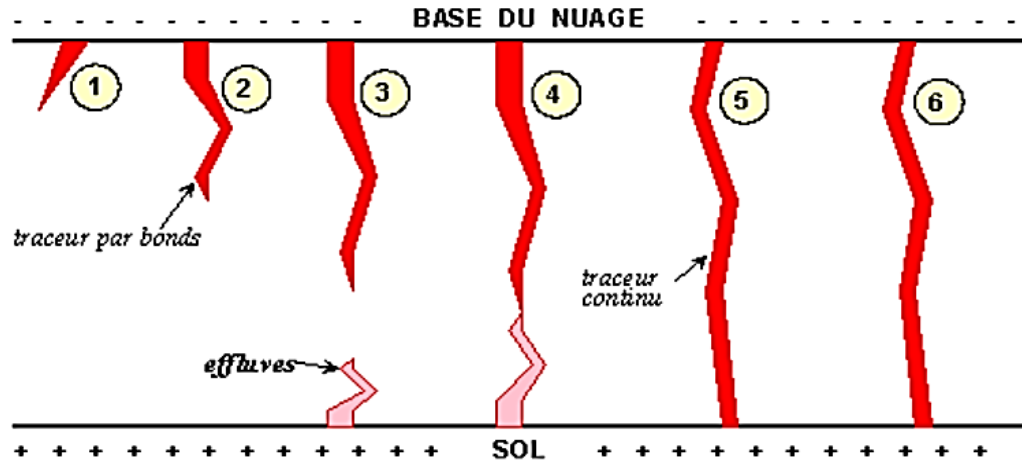
La propagation de l'onde de foudre est un concept auquel l'électrotechnicien a peu à faire dans ses travaux quotidiens. Qu'en est-il en réalité ? Toute modification de l'état électrique d'un conducteur en l'un de ses points se propage à grande vitesse, de 150 000 à 300 000 km/s selon le diélectrique entourant le conducteur, soit à la fréquence industrielle de 50 Hz une distance parcourue de 3 000 à 6 000 km en une période. Dans le domaine industriel, cette distance est, sauf cas particulier, sans commune mesure avec la longueur des conducteurs concernés. Il est alors légitime de simplifier en considérant que la transmission d'onde est instantanée en tout point de l'installation. Dans le cas de la foudre, il s'agit de phénomènes à « haute fréquence » : de quelques dizaines de kHz à plusieurs MHz, à comparer avec la « basse fréquence » industrielle de 50 Hz ou 60 Hz. [8].

### **I.7 Onde de foudre**

Le spectre de l'onde de foudre est beaucoup plus large (fréquences très élevées), que celui de l'onde de manœuvre. Un coup de foudre comporte plusieurs décharges (4 en moyenne) et chaque décharge est précédée par des milliers de précurseurs ou traceurs, créant des milliers de surtensions, chacune pouvant être décomposée en série de Fourier pour former le spectre. La configuration du réseau produit des effets encore plus aléatoires sur ces milliers d'ondes générées par la foudre. En laboratoire, on se borne à simuler la foudre par des ondes biexponentielles, mais cela ne correspond pas à la réalité du spectre observé sur un site donné et résultant d'une multitude de couplages. [9]

### **I.8. Principe d'une décharge**

Le principe de la décharge d'un coup de foudre négatif descendant est le suivant :



**Figure I.4.** Principe d'une décharge.[10]

- 1- Un traceur se développe à partir du nuage ;
- 2- Ce traceur progresse par bonds vers le sol. Il est constitué de particules électriques arrachées au nuage par le champ électrique nuage - sol. Ces particules forment un canal lumineux qui se dirige vers le sol [10];
- 3- Lorsque le traceur arrive à proximité du sol, des effluves (étincelles) partent du sol ;
- 4- Les effluves entrent en contact avec la pointe du traceur ;
- 5- Un arc électrique circule dans le canal ionisé créé par le traceur. Cet arc très lumineux permet l'échange des charges électriques entre le nuage et le sol. Le traceur ne progresse plus et devient continu, l'onde de choc se transforme en onde sonore (le tonnerre) ;
- 6- Une succession d'arcs de moins en moins intenses suivra. Entre ces arcs, le traceur continu subsiste laissant circuler un courant [10].

## **I.9 Observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques associés**

### **I.9.1 Courant de l'arc en retour**

Les paramètres de foudre traditionnels nécessaires dans les applications d'ingénierie comprennent l'amplitude du courant, le maximum de la dérivée du courant, le taux moyen d'augmentation du courant, le temps de montée, la durée de l'impulsion, le transfert de charge, etc. Les données de ces paramètres, actuellement adoptées par la plupart des normes de protection contre la foudre, sont basées sur des mesures effectuées par Berger et ses collaborateurs en Suisse [11]. Des mesures de courant sur des tours instrumentées ont été faites aussi en Russie, en Afrique du Sud, au Canada, en Allemagne, au Brésil, au Japon et en Autriche.

Des résultats importants des études brésilienne, japonaise et autrichienne ont été publiés au cours de ces derniers 20 ans. On passera en revues, par la suite, ces résultats. D'autres mesures de courant récentes sont également considérées.

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

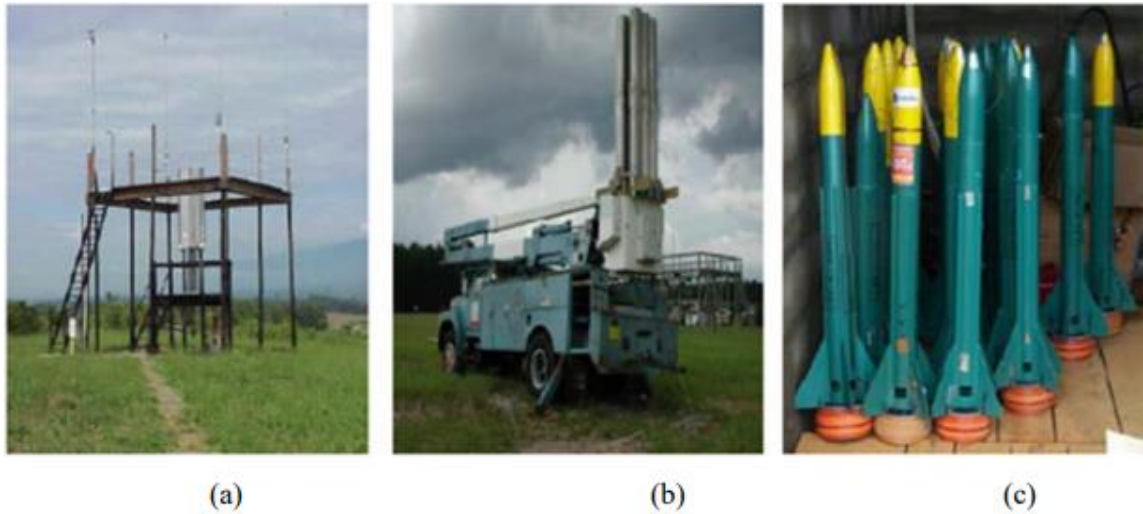
- a). Déclenchement artificiel de la foudre
- b). Utilisation des tours instrumentées

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

### **I.9.2.1 Données obtenues par déclenchement artificiel de la foudre**

*Schoene* et al. [12] ont présenté une analyse statistique des principales caractéristiques des formes d'onde de courant pour 206 arcs en retour dans 46 éclairs déclenchés par des fusées. Les éclairs ont été déclenchés au cours d'une variété d'expériences liées à l'interaction de la foudre avec des lignes électriques qui ont été menées entre 1999 et 2004 à Camp Blanding, en Floride. Le pic moyen du courant de l'arc en retour a été trouvé à 12 kA. Ce qui est cohérent avec ce qui a été rapporté par d'autres études de déclenchement artificiel de la foudre (voir [13]). De plus, il a été constaté que ce paramètre n'était pas influencé par la géométrie de l'objet de déclenchement (la fusée ou le fil) ni par la mise à la terre, comme rapporté précédemment par Rakov et al. [14].

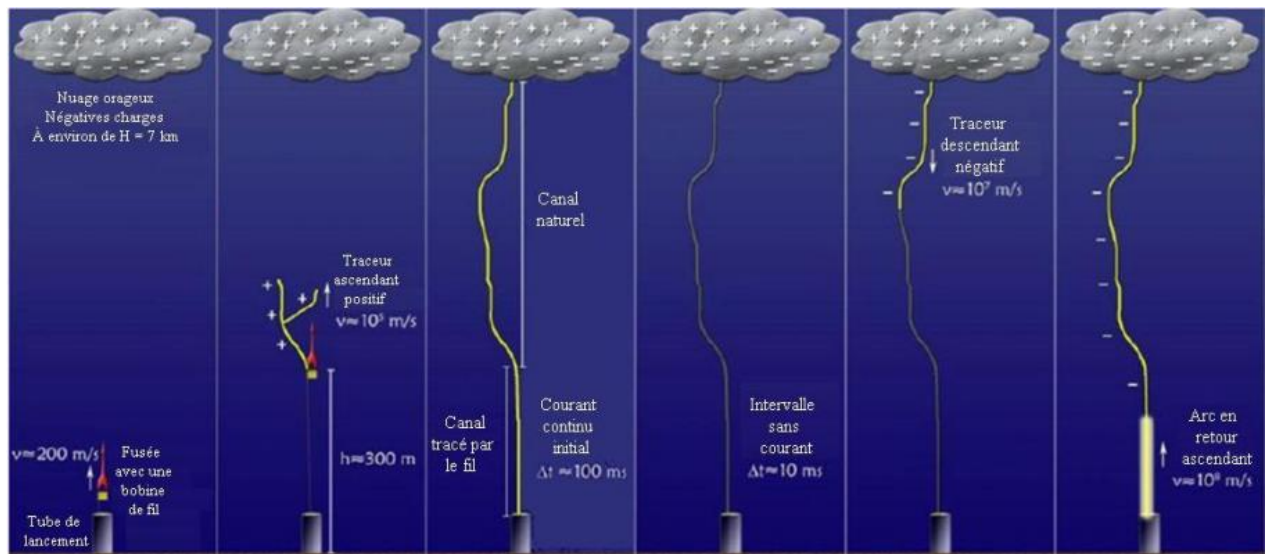
La technique la plus efficace pour déclencher la foudre implique le lancement, en direction du nuage orageux, d'une petite fusée traînant derrière elle un fil métallique mince relié à la terre. Cette méthode est généralement appelée déclenchement classique et est illustrée sur les figures I.9 et I.10. Pour décider quand lancer une fusée de déclenchement, la charge de nuage est détectée indirectement en mesurant le champ électrique au sol. En Floride, Les valeurs de champ de 4-10 kV/m sont généralement de bons indicateurs de conditions favorables pour l'initiation de la foudre négative



**Figure I.5.** Lanceurs et fusées utilisés lors d'un déclenchement artificiel de la foudre.

(a) lanceur fixe, (b) lanceur mobile et (c) fusées. [15].

Lorsque la fusée, lancée vers le nuage orageux, est d'environ 200 à 300 m de hauteur, l'amélioration du champ près de la pointe de la fusée initie un leader chargé positivement qui se propage vers le nuage. Ce traceur (leader) positif ascendant comble le vide entre le nuage et le sol, et établit un courant continu initial d'une durée de quelques centaines de millisecondes qui transporte la charge négative de la région de la source des charges vers l'installation de déclenchement. Les traceurs obscurs et les arcs en retour subséquents dans la foudre déclenchée artificiellement sont similaires aux séquences des traceurs obscurs/arcs en retour dans la foudre naturelle, bien que les processus initiaux dans les deux cas sont clairement différents.



**Figure I.6.** Séquence d'évènements d'un déclenchement artificiel de foudre . [16]

À ce jour, plus de 1000 décharges de foudre ont été déclenchées par des chercheurs de différents pays utilisant la technique de la fusée et du fil, dont plus de 450 au Centre international de recherche et d'essais sur la foudre (ICLRT) à Camp Blanding, en Floride (La ICLRT a été créée en 1993). Les photographies de deux éclairs classiques déclenchés artificiellement au Camp Blanding sont montrées sur la Figure I.11 [17].



**Figure I.7.** Eclaires déclenchés en utilisant la technique de déclenchement artificiel à Camp Blanding, en Floride . [25]

Cependant, il faut être conscient des différences entre certaines propriétés de la foudre artificielle et celles de son équivalent naturel. La foudre déclenchée artificiellement se produit généralement dans des conditions nuageuses sous lesquelles la décharge a peu de chance de se déclencher indépendamment. Par conséquent, la partie inférieure du canal de foudre est contaminée par des résidus de fil métallique. De plus, le canal se termine par une installation ayant des caractéristiques géométriques et électriques spécifiques. Il a été rapporté que les éclairs déclenchés artificiellement diffèrent des éclairs naturels, en ce qu'ils présentent un plus grand nombre de coups par flash, une vélocité de traceur obscur (dart leader) plus élevée et une durée d'intervalle inter-flash plus courte.

**Tableau I.1.** Caractérisation du pic de courant de l'arc en retour et de sa dérivée. [18]

L'endroit	L'année	Nombre d'évènement	Valeur moyenne du pic du courant (KA)	Valeur moyenne du pic de la dérivée du courant (KA/ $\mu$ s)
Floride	<b>1985-1991</b>	<b>305/134</b>	<b>12.1</b>	<b>91.4</b>
France	<b>1986,1990-1991</b>	<b>54/47</b>	<b>9.8</b>	<b>36.8</b>

Comme la montre le Tableau I. 1, les valeurs moyennes du courant sont respectivement de 12,1 et 9,8 kA aux États-Unis et en France. Ces valeurs médianes diffèrent d'environ 20%. On

note une similitude entre la valeur moyenne du pic du courant mesurée en Floride et celle rapportée par Berger [11].

Les résultats obtenus par déclenchement artificiel ont fourni un aperçu considérable sur les processus de la foudre qui n'auraient pas été possibles à partir des études de la foudre naturelle en raison de son occurrence aléatoire sur le plan spatial et temporel.

### **I.9.2 Utilisation des tours instrumentées :**

Les tours instrumentées sont des structures spécialement conçues et équipées pour étudier les phénomènes liés à la foudre. Elles sont équipées de capteurs et d'instruments de mesure sophistiqués qui permettent de collecter des données précises sur les caractéristiques des décharges de foudre. En utilisant ces tours instrumentées, les chercheurs peuvent mesurer directement le courant de l'arc en retour à la base du canal à partir des données enregistrées par les capteurs.

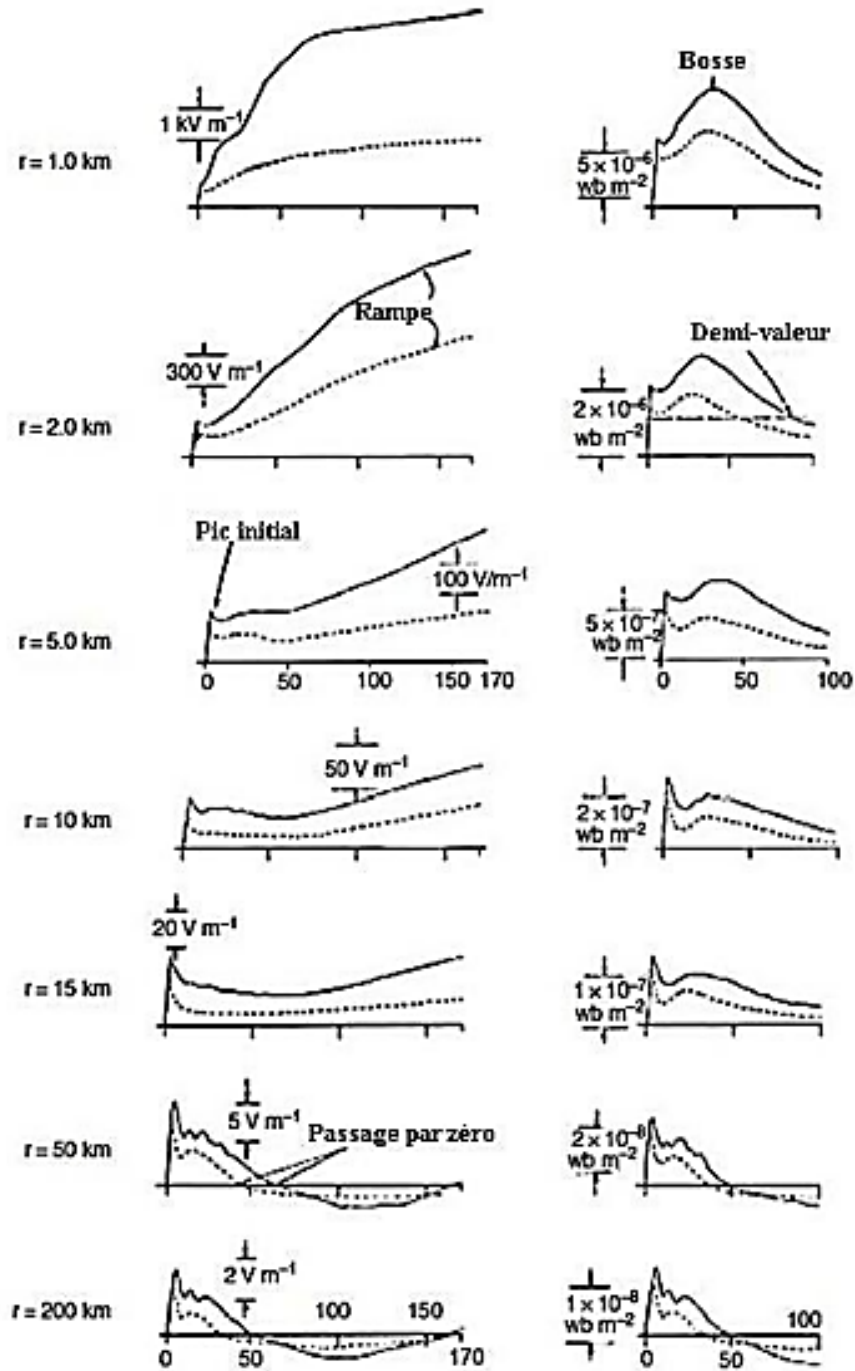
### **I.9.3 Vitesse de l'arc en retour**

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 [19].

### **I.10 Caractérisation des champs électromagnétiques de l'arc en retour en fonction de la distance**

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. [20] en 1979. Ces résultats ont été basés sur de nombreuses mesures effectuées en Floride (figure I.21).





**Figure I.8.** Champ électrique vertical (colonne gauche) et champ magnétique azimutal (colonne droite) pour le premier arc en retour (ligne continue) et l'arc en retour subséquent (ligne pointillée) à des distances de 1 à 200 km [20]

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

1. le champ électromagnétique présente pour toute distance (entre 1 km et 200 km) un premier pic dont l'intensité est approximativement inversement proportionnelle à la distance ;
2. la croissance en rampe, du champ électrique après son pic initial et cela pour des distances proches ;
3. la bosse que présente l'allure du champ magnétique à des distances proches. Cette bosse apparaît après un pic initial dans l'intervalle  $[10\mu\text{s}, 40\mu\text{s}]$  ;
4. les allures du champ électrique et magnétique lointains qui présentent une inversion de polarité.

### **I.11 Les effets de la foudre**

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

Dans ce paragraphe sont pris en considération les principaux effets, directs et indirects [22].

#### **I.11.1 Les effets électriques**

Dans le chemin variés et complexe empruntés par la foudre pour s'écouler dans le sol apparaissent des différences de potentiel importantes sur de faibles distances provoquant des claquages locaux qui endommagent les conducteurs présents dans le sol. Ces tensions présentent un grave danger pour les êtres vivants en surface (tension de pas) [23].

#### **I.11.2 Les effets thermiques**

La décharge atmosphérique produit la fusion des parties métalliques. Les coups chauds peuvent enflammer du bois sec et provoquer des incendies. On assiste à l'éclatement explosif d'arbres, de mats mauvais conducteurs, de poutres et de murailles là où s'accumule l'humidité (fortes densités de courant). Dans des sols mauvais conducteurs (silice) il y a vitrification au passage du courant (formation de fulgurites).

Sur des surfaces métalliques planes, si l'on suppose que la chute de tension anodique  $U$  à la racine de l'arc reste constante pendant la durée de la décharge, l'énergie dissipée localement vaut  $W = Q U$ . Par exemple un coup moyen ( $Q=30 \text{ C}$ ,  $U = 20 \text{ V}$ ,  $W = 600 \text{ J}$ ) entraîne la fusion d'environ 60 m d'acier ce qui correspond à une pénétration de 0.15 à 0.25 mm dans ce métal (0.1 à 0.6 mm dans le cuivre ou l'aluminium) sur un diamètre de 25 mm en supposant qu'aucune chaleur ne soit dissipée dans la masse du métal. Un coup exceptionnel ( $Q = 300 \text{ C}$ ) perce des

d'acier de 2 à 3 mm d'épaisseur. Les décharges de longue durée entraînent facilement une mise à feu.

Il faut prendre garde aux mauvais contacts. L'eau contenue dans le bois ou les maçonneries (en particulier dans les fissures, les jointures, les cavités, la sève des arbres, ...) s'évapore une explosion. Il faut prévoir des conducteurs de section suffisante sans qu'elle ne soit excessive (le courant de foudre à haute fréquence circule par effet pelliculaire) [23].

### **I.11.3 Les effets électromagnétiques**

Les effets électromagnétique se manifestent par différents processus de couplage sur une structure : le couplage résistif (conduction, résistance de blindage des câbles, ...), le couplage par champ magnétique (boucles d'induction dans l'installation, inductances de liaison, ...), le couplage capacitif par champ électrique (antenne tiges isolées du sol...). Les couplages sont influencés par les mises à la terre, les liaisons d'équipotentialité, les blindages, le cheminement et la disposition des conducteurs métalliques [23].

Lorsqu'un coup de foudre tombe à proximité d'une ligne, le champ électromagnétique intense généré par l'arc en retour induit des surtensions, qui peuvent dans certains cas provoquer un amorçage. Les coups de foudre indirects représentent un danger plus important du fait que ce mécanisme de production de surtensions est bien plus fréquent que celui qui résulte des impacts directs.

Les réseaux aériens sont les plus affectés par les surtensions et surintensités d'origine atmosphérique. Une particularité des coups de foudre est leur polarisation : ils sont généralement négatifs (nuage négatif et sol positif). Environ 10 % sont de polarité inverse, mais ce sont les plus violents. A noter que le front de montée des chocs de foudre retenu par les normes, est de 1,2 ms pour la tension et 8 ms pour le courant. Une distinction est souvent établie entre :

- ✓ Le coup de foudre « direct » touchant une ligne,
- ✓ Le coup de foudre « indirect » tombant à proximité d'une ligne, sur un pylône métallique, ou, ce qui revient au même, sur le câble de garde, (mis à la terre, ce câble relie les sommets des pylônes, il est destiné à protéger les conducteurs actifs des coups de foudre directs) [24].

### **I.12 Protection contre la foudre [25].**

La protection des structures et des systèmes contre les effets directs et induits de la foudre est un sujet important de nombreuses études. Pour cet aperçu, nous n'avons sélectionné que trois sujets spécifiques : la protection contre la foudre des lignes de distribution, la protection contre la foudre des éoliennes et la mise à la terre.

A. *Protection contre la foudre pour les lignes de distribution* : La question de la protection contre la foudre pour les réseaux moyenne tension a été sérieusement revisitée ces dernières années en raison de l'augmentation des charges sensibles et des exigences croissantes des clients pour une alimentation de haute qualité. Les surtensions dues à la foudre sont une cause majeure des contournements sur les lignes aériennes de distribution d'électricité. Ces contournements peuvent provoquer des pannes permanentes ou à court terme et des baisses de tension dans le réseau électrique. L'analyse des performances et la protection des lignes aériennes ont fait l'objet de nombreuses conférences internationales. Le groupe de travail IEEE sur les performances et la protection des lignes électriques aériennes contre la foudre a publié le guide IEEE 1410 [26] en 2004 et a été révisé en 2010. Ce guide est conçu pour les planificateurs de lignes électriques et fournit des informations sur la façon d'améliorer les performances de la protection contre la foudre sur les lignes électriques aériennes. Pour la protection contre la foudre des réseaux moyenne et basse tension, le CIGRE-CIRED (le CIGRE est un comité international des grands Réseaux électriques, Le CIRED, le plus important organisme scientifique et technologique international dans le domaine de la haute tension.

Une méthode standard d'évaluation des effets indirects de la foudre sur les lignes de distribution a été développée par Borghetti et al. [27]. Ils ont proposé une nouvelle méthode prenant en compte la distribution statistique des pics de courant de foudre et des temps de montée. Leurs interrelations, les effets de la conductivité finie dans les sols, la configuration et la topologie des réseaux de distribution. Les effets de la foudre sur les lignes de distribution de 6,6 kV ont également fait l'objet de recherches au Japon (les lecteurs doivent se référer aux réf. [28]-[29]).

B. *Protection des éoliennes contre la foudre* : Il est bien connu que les éoliennes sont vulnérables aux coups de foudre, qui peuvent causer de graves dommages aux composants des éoliennes [30]-[31]. La protection contre la foudre pour les éoliennes conventionnelles est traitée en détail (voir par exemple [32]). La protection contre la foudre pour les éoliennes modernes pose de nombreux nouveaux défis en raison des propriétés géométriques, électriques et mécaniques des éoliennes. [33] discute de certains des problèmes les plus importants concernant la protection contre la foudre des longues pales de rotor dans les éoliennes. En particulier, il a été démontré que la rotation des pales du rotor a un impact significatif sur le nombre de coups de foudre dans les éoliennes modernes. En effet, les pales du rotor elles-mêmes peuvent provoquer des décharges électriques. De plus, la présence de plastique renforcé de carbone (CFRP) dans les aubes introduit un certain nombre de nouveaux problèmes qui doivent être résolus dans la conception des systèmes de protection contre la foudre des turbines [33].

C. *Mise à la terre* : Le comportement des systèmes de mise à la terre aux fréquences de ligne est assez bien compris. Cependant, la modélisation des transitoires de foudre est une tâche complexe car ils peuvent inclure à la fois la dépendance en fréquence et les non-linéarités dues à l'ionisation du sol. Beaucoup d'efforts ont été consacrés à la modélisation des systèmes de mise à la terre HF au cours de la dernière décennie [34]-[35]. Des modèles spéciaux ont été développés

pour traiter l'ionisation du sol [36]-[37] et diverses techniques numériques ont été appliquées (par exemple la méthode des éléments finis [38], la méthode des moments, la méthode des opérateurs arithmétiques [39]). Un aperçu des techniques de modélisation appliquées au domaine fréquentiel et à l'analyse transitoire des électrodes de terre dans des conditions de foudre est donné dans [35]. Le fonctionnement des systèmes de mise à la terre avec injection directe de foudre est décrit dans [40], [41]-[42]. La distribution du champ électrique induite dans le système de mise à la terre d'une éolienne par un coup de foudre direct utilisant la méthode FDTD a été rapportée par Mohammad E. M. Rizk et al. [43].

### **I-13 Conclusion**

Dans ce chapitre nous avons étudié le phénomène de la foudre, on peut dire que Ce phénomène et présente un grand danger pour les personnes, les installations électriques et les structures ; Les effets directs d'un coup de foudre est de frapper directement la victime et les effets indirects d'un coup de foudre est de perturber le fonctionnement des systèmes électrique ou électronique par les rayonnements électromagnétique engendrées. Pour mieux protéger ces systèmes, il faut bien caractériser les champs électromagnétiques, pour estimer les courants et tensions produites dans ces systèmes, déterminant ainsi la protection parfaite.

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté la phénoménologie de la foudre à partir du mécanisme de formation des orages, L'électrification des nuages d'orage donne enfin un coup de foudre à différentes classes selon Berger et al. Puis dans la deuxième partie nous avons parlé des observations expérimentales du courant et du champ électromagnétique rayonné par ces courants à différentes distances. Le point d'impact au sol pour compléter les moyens de protection contre les coups de foudre afin de protéger les personnes et les installations des aléas liés à ce phénomène stochastique, et imprévisible.

**Chapitre 02 : *modélisation du courant à la base du canal de la foudre et les rayonnements électromagnétiques engendrés.***

## **II.1 Introduction**

Les coups de foudre directs ont des dommages importants sur l'environnement (lignes de transport d'électricité, systèmes de transmission, réseaux de télécommunication...), mais les ondes électromagnétiques émises par les décharges de foudre constituent une importante contrainte aussi sur ces systèmes et leurs composants. En fait, la connaissance du courant et les rayonnements électromagnétiques de la foudre, notamment de la phase de l'arc en retour, est utile pour une meilleure caractérisation des systèmes de protection pour faire face à ce type d'attaque électromagnétique.

Ce phénomène a un caractère aléatoire et impossible de contrôler quand et où il se produit, c'est pourquoi les études expérimentales sont délicates à réaliser. Bien qu'au cours des dernières décennies, il ait été possible de déclencher la foudre artificiellement. De plus, les tests complets sont coûteux et fastidieux de mettre en œuvre. C'est pourquoi il existe des modèles pour la présentation et la prédiction du courant de la foudre et les rayonnements électromagnétiques engendrés par ce courant. En effet, ce qui est important dans la modélisation de la foudre, c'est la capacité des modèles à prédire les caractéristiques du courant et des rayonnements électromagnétiques de la manière la plus cohérente avec les caractéristiques expérimentales, pour une description détaillée dans le plan espace-temps. Cela réduit le temps et les coûts des expériences. La validation de la représentation du courant de la foudre, ainsi que la méthode de calcul du champ électromagnétique, consiste à comparer les résultats fournis par la simulation les résultats expérimentaux.

Ce chapitre, nous allons premièrement, présenter la modélisation du courant à la base du canal de la foudre. Nous abordons ensuite, dans la deuxième partie, la modélisation des rayonnements électromagnétiques engendrés par ce dernier. Passant par les modèles d'ingénieurs et la méthode FDTD.

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

### **II.2.1. Classification des modèles**

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

#### *1) Les modèles physiques :*

L'évolution de la décharge dans un plasma contenu dans un volume cylindrique est décrite à partir d'une approche physico-chimique. Car ils nécessitent la connaissance de divers paramètres physiques difficiles à déterminer avec précision, tels que les coefficients d'ionisation et de recombinaison de l'air, les propriétés thermodynamiques des canaux, la conductivité thermique et électrique des canaux, etc. De plus, ces modèles n'ont jamais donné une entière satisfaction de point vu prédiction des champs électromagnétiques rayonnés [44].

2) *Les modèles électromagnétiques :*

Dans ces modèles, la théorie des antennes est utilisée pour simuler les canaux de foudre. La distribution spatio-temporelle du courant le long du canal est obtenue par analyse numérique des équations de Maxwell. Le calcul du champ électromagnétique adopte généralement la méthode des moments [45], [46].

3) *Modèle de ligne de transmission (modèle RLC) :*

Peut être considéré comme une approximation du modèle électromagnétique. Ils représentent la décharge de foudre en tant que processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisé par la résistance, l'inductance et la capacité [47], [48].

4) *Les modèles dits d'ingénieur :*

Ce sont les modèles les plus couramment utilisés dans la communauté scientifique. Parmi eux, la distribution temporelle et spatiale du courant de foudre est basée sur l'observation expérimentale des caractéristiques de l'arc en retour telles que le courant à la base du canal, la vitesse de l'arc en retour et la luminosité [44]. Reconnus pour leur simplicité, ces modèles ne prennent pas en compte les aspects physiques de l'arc de retour, et le but de l'utilisation de ces modèles est de reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales du champ électromagnétique dans la gamme des dizaines de mètres à la centaine de kilomètres [49].

Les modèles d'ingénieurs les plus populaires sont :

- ❖ Le modèle de Bruce et Gold (BG) ;
- ❖ Le modèle Transmission Line (TL) ;
- ❖ Le modèle Modifié Transmission Line (MTL) ;
- ❖ Le modèle Travelling Current Source (TCS) ;
- ❖ Le modèle de Diendorfer et Uman (DU)

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

- ✓ Le nombre restreint de paramètres ajustables.
- ✓ La relation simple qui existe entre le courant dans le canal de foudre et le courant à la base du canal de foudre (mesurable expérimentalement). [50]

## **II.3. Les modèles d'ingénieur**

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

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  $i(z, t)$

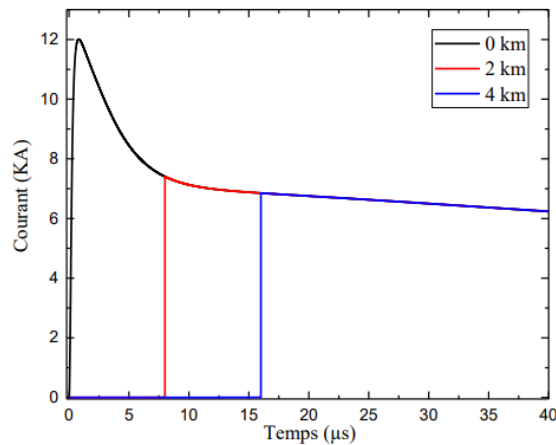


à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour, le courant à la base du canal, et à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour, est nul [51] :

$$i(z, t) = i(0, t) \quad t \geq T \quad \text{II.1}$$

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

Où  $z$  est une hauteur le long du canal,  $t$  est le temps,  $T$  est le temps pris par le front de l'arc en retour pour atteindre la hauteur  $z$  et  $i(0, t)$  est le courant à la base de canal.



**Figure II.1.** La distribution temporelle du courant pour le modèle de Bruce et Golde (BG). [25].

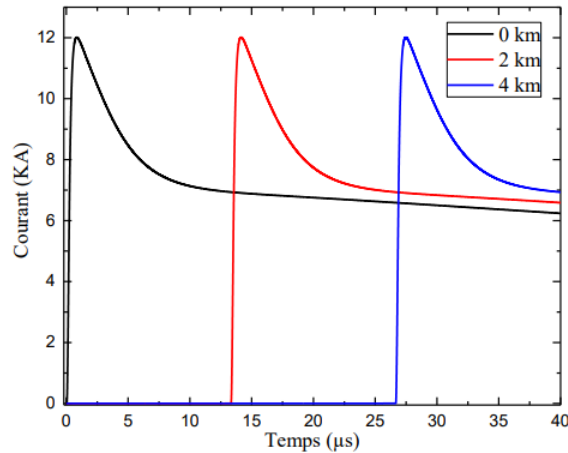
Une représentation graphique de la variation spatio-temporelle du courant du modèle Bruce et Golde est donnée à la fig.II.1. Comme le courant à tout instant est le même depuis la base du canal jusqu'au le front de l'arc en retour, il y a une discontinuité de courant au front, c'est-à-dire que le courant augmente instantanément jusqu'à une valeur finie. Ceci implique une neutralisation instantanée de la charge située sur le leader du canal au front de l'arc en retour. Une autre limitation du modèle est l'hypothèse que le courant en tous points le long du canal s'ajuste instantanément à l'amplitude du courant à la base du canal à cet instant. Cela nécessiterait un transfert de charges le long du canal avec une vitesse supérieure à celle de la lumière ; qui est physiquement impossible. [25]

### II.3.2. Modèle "Ligne de Transmission" (Transmission Line TL)

Ce modèle assimile le canal de foudre à une ligne de transmission sans pertes où une impulsion de courant se propage à partir du sol à la vitesse de l'arc en retour  $v$  [52]. Ce modèle fut proposé par Uman et McLain en 1969 et est largement utilisé jusqu'à ce jour. Dans le modèle TL, il est supposé que le courant de foudre se propage sans distorsion et sans atténuation sur toute la hauteur du canal de la foudre avec une vitesse constante  $v$ . Cependant, ce modèle prédit d'une manière satisfaisante la valeur initiale de crête du champ électrique.

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

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



**Figure II.2.** la distribution temporelle du courant de l'arc en retour pour le modèle TL.[25]

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].

### II.3.3. Modèles de ligne de transmission modifiés (MTL)

Il existe deux versions complémentaires, basées sur le modèle TL, qui ont été proposées par les chercheurs permettant de prendre en compte la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre.

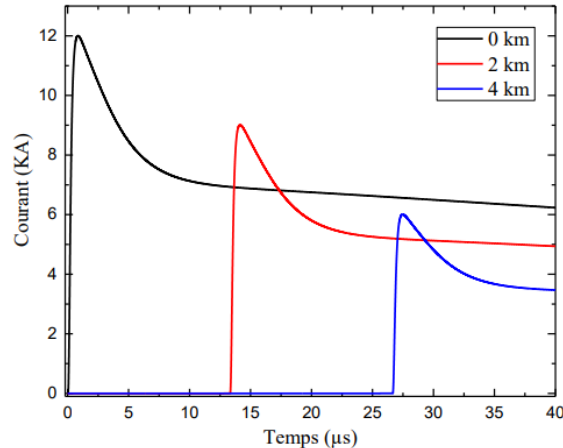
#### 1. Modèles de lignes de transmission modifiées avec atténuation linéaire (MTLL)

Ce modèle a été développé par Rakov et Dulzon en 1987 [53]. L'amplitude du courant de foudre diminue linéairement lorsque ce dernier se propage vers le haut du canal. Mathématiquement ce modèle s'écrit comme suit :

$$i(z, t) = i(0, t - z/v) * (1 - z/H) \quad t \geq T \quad \text{II.5}$$

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

Où le facteur H est la hauteur totale du canal de foudre.



**Figure II.3.** La distribution temporelle du courant pour le modèle MTLL.[25].

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

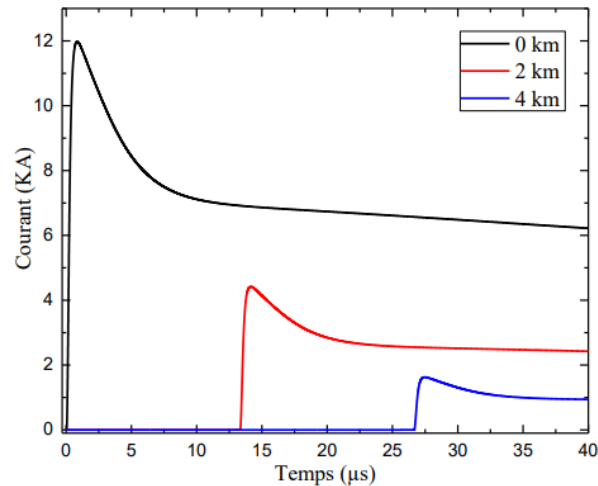
C'est la deuxième version de la modification du modèle MTL, effectué en 1988 par Nucci et al. [45] et reprise plus tard (en 1989 et 1990) par Rachidi et Nucci [54, 55], suppose que l'amplitude du courant le long du canal de foudre a une décroissance exponentielle. Ainsi la nouvelle distribution spatio-temporelle du courant s'écrit sous la forme [51] :

$$i(z, t) = i(0, t - z/v) * e^{-z/\lambda} \quad t \geq T \quad \text{II.7}$$

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

Où le facteur  $\lambda$  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  $\lambda$  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].



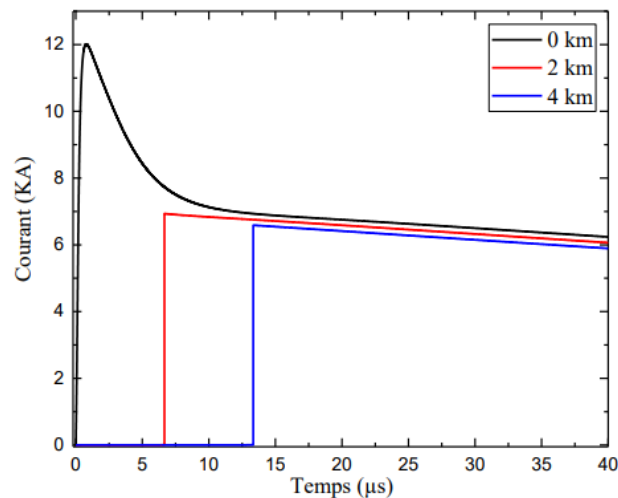
**Figure II.4.** La distribution temporelle du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle MTLE. [25]

### II.3.4. Modèle de la source de courant progressive (Travelling Current Source, (TCS))

Selon ce modèle, proposé par Heidler en 1985, les charges du traceur sont instantanément neutralisées à l'arrivée du front de l'arc en retour. Une source de courant est associée au front de l'arc-en-retour et parcourt le canal à la vitesse  $v$  de celui-ci. Le courant résultant se propage jusqu'au sol à la vitesse de la lumière. [56,57]. Le courant injecté par la source mobile à une hauteur «  $z$  » atteint la base du canal avec un retard de  $z/c$  : ( $c$  la vitesse de la lumière).

$$i(z, t) = i(0, t + z/c) \quad t \geq T \quad \text{II.9}$$

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



**Figure II.5.** La distribution temporelle du courant pour le modèle (TCS). [25]

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  $z = v^*t$  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, 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. [25]

### **II.3.5 Le modèle de Diendorfer et Uman (DU)**

Le modèle DU implique deux termes [49,51,58,59], l'un est le même que le modèle TCS, et l'autre est un courant de polarité opposée, qui monte instantanément à une valeur égale à l'amplitude du courant de front montant et décroît de façon exponentielle avec le temps. Mathématiquement, l'équation de ce modèle est :

$$i(z,t) = i(0,t + z/c) - e^{-(t - z/v)\tau_D^{-1}} i(0, z/v^*) \quad t \geq T \quad \text{II.11}$$

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

Où  $\tau_D$  est une constante de temps, supposée égale à 0.1  $\mu\text{s}$

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

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

### **II.4. Généralisation des modèles d'ingénieur**

Rakov [44,60] propose la représentation de ces modèles à l'aide d'une seule expression. Cette dernière s'écrit comme suit :

$$i(z',t) = P(z')i(0,t - (z'/V))u(t - (z'/V)) \quad \text{II-13}$$

Où :

$u(t)$ : est la fonction d'Heaviside égale à 1 pour  $t \geq z'/v$  et à zéro autrement.

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

$V$ : Vitesse de propagation de l'onde de courant,

Le tableau ci-dessous nous résume les  $P(z')$ ,  $V$  pour différents modèles mentionnés ci-dessus.

**Tableau II.1.** Les paramètres  $P(z')$  et  $v^*$  pour cinq modèles d'ingénieur. [60] [44]

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

Les modèles d'ingénierie sont considérés comme suffisants car ils utilisent sont des approximations raisonnables par rapport aux valeurs obtenues expérimentalement [50]. Ce Les versions modifiées des modèles TL (MTLL et MTLE) sont probablement les plus raisonnables, Du point de vue de la simplicité et de la précision mathématiques.

On peut résumer la validation des modèles d'ingénieur comme suit :

- ✓ La relation entre la valeur de crête initiale du champ électrique et le courant est bonne prévision.
- ✓ Champ électrique à une distance de 10m du canal, après 10 à 15 [µs] sont raisonnablement produits par les modèles MTLL, BG et TCS, cependant, Pas pour les 2 autres modèles TL et MTLE.

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

Pour modéliser les courants d'arc en retour nous faisons recours au courant à la base du canal de foudre qui est la seule grandeur mesurable. Différentes expressions analytiques sont utilisées dans la littérature afin de simuler l'allure du courant à la base du canal de foudre.

### II.5.1 Le modèle bi-exponentiel

La bi-exponentielle est souvent utilisée en raison de sa simplicité. Par ailleurs, elle se prête bien à l'analyse fréquentielle du champ électromagnétique rayonné par la foudre puisque sa transformée de Fourier s'exprime analytiquement. Ainsi, le courant du premier arc en retour a été modélisé par l'expression suivante [46]:

$$i(0,t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \text{II.14}$$

$i_0$ : Amplitude du courant.

$\alpha$ : Inverse du temps de montée de l'impulsion du courant.

$\beta$ : Inverse de la durée de l'impulsion du courant.

$t$ : le temps.

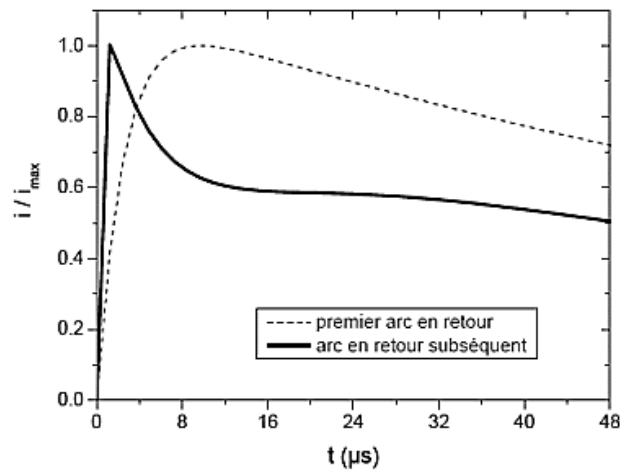
Quant à l'arc en retour subséquent, afin de pouvoir mieux représenter le premier pic typique des enregistrements expérimentaux, une expression contenant la somme de deux fonctions bi-exponentielles a été utilisée [37], elle s'écrit :

$$i(0,t) = I_{01}(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02}(e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad \text{II.15}$$

**Tableau II.2.** Paramètres des fonctions bi- exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal [61].

Premier arc en retour		Arc en retour subséquent
$I_{01}(KA)$	33.7	14.3
$\alpha(S^{-1})$	$9.2 \times 10^3$	$18 \times 10^4$
$\beta(S^{-1})$	$4 \times 10^5$	$3 \times 10^6$
$I_{02}(KA)$	-	10
$\gamma(S^{-1})$	-	$10^4$
$\delta(S^{-1})$	-	$9.4 \times 10^4$

La figure I.6 présente les formes normalisées du courant du premier arc en retour et celui de l'arc en retour subséquent sur une durée de 48  $\mu s$ . Ces formes sont obtenues en utilisant le modèle bi-exponentiel du courant à la base du canal de foudre et en adoptant les paramètres du tableau I.2.



**Figure II.6.** Courant à la base du canal (normalisé) correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent calculé à l'aide du modèle bi-exponentiel.

## II.5.2 Fonction d'Heidler

En 1985, *Heidler* a proposé une autre expression analytique dans la référence [62], 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 :

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

Où

- $I_0$  : est l'amplitude du courant à la base du canal.
- $\tau_1$  : est le temps de montée de l'impulsion du courant.
- $\tau_2$  : est la durée de l'impulsion du courant.
- $n$  : est un exposant ayant des valeurs comprises entre 2 et 10 [63] .
- $\eta$  : est le facteur de correction d'amplitude du courant, obtenu par :

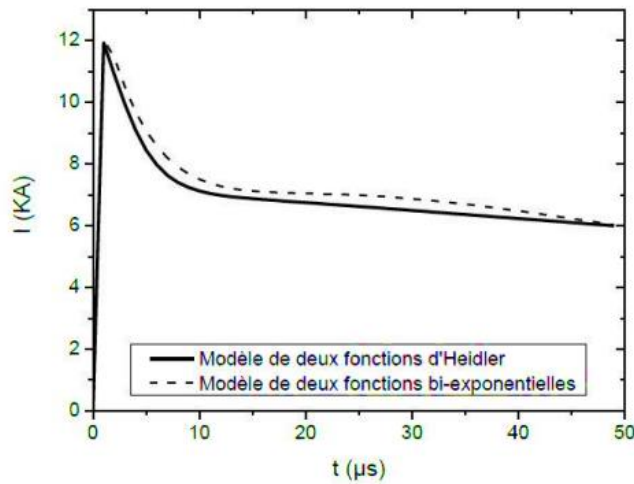
$$\eta = e^{-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^{n-2} \left(\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{1/n}}$$

La somme de deux fonctions d'Heidler (Rachidi et al. [64]), soit une les combinaisons avec des fonctions exponentielles doubles (Nucci et al. [65]) sont généralement utilisé pour reproduire une forme d'onde d'arc arrière spécifique obtenue par La mesure.

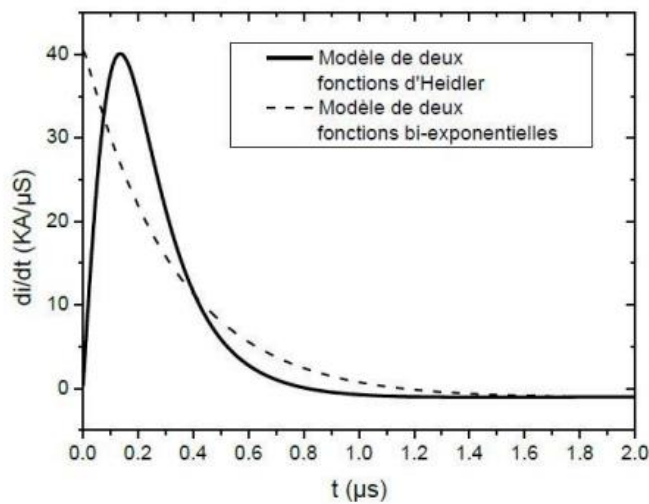
**Tableau II.3** Les paramètres des deux fonctions d'Heidler [63].

	$I_{01}(KA)$	$\tau_{11}(\mu s)$	$\tau_{21}(\mu s)$	$n_1$	$I_{01}(KA)$	$\tau_{12}(\mu s)$	$\tau_{22}(\mu s)$	$n_2$
Arc subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2	230	2





**Figure II.7.** Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel) [25].



**Figure II.8.** Dérivée de l'approximation analytique du courant pour les deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel) [25].

La formulation proposée par [61] a été adoptée comme un courant typique (standard) à la base du canal par plusieurs chercheurs. Ce courant est exprimé comme la somme de la fonction d'Heidler et de la fonction bi-exponentielle comme indiqué par l'équation suivante :

$$i_0(t) = \frac{I_{01}}{\eta} \frac{(t/\tau_1)^2}{1+(t/\tau_1)^2} e^{-t/\tau_2} + I_{02} (e^{-t/\tau_3} - e^{-t/\tau_4}) \quad \text{II.17}$$

**Tableau II.4.** Les paramètres adoptés pour d'expression (II.14). [65]

$I_{01}(KA)$	$\tau_1(\mu s)$	$\tau_2(\mu s)$	$\eta$	$I_{02}(KA)$	$\tau_3(\mu s)$	$\tau_4(\mu s)$
9.9	0.072	5	0.845	7.5	100.0	6.0

Dans ce travail, pour reproduire une forme d'onde de retour spécifique, nous utilisons la somme de deux fonctions de Heidler, selon l'expression suivante :

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

Où :

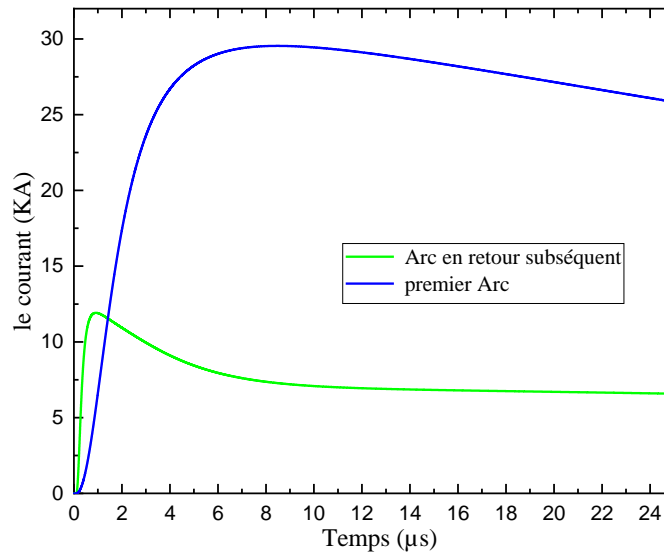
$$\eta_1 = e^{\frac{(-\tau_{11})}{\tau_{12}} (n_1 \frac{\tau_{12}}{\tau_{11}})^{1/n_1}} \quad \text{II.19}$$

$$\eta_2 = e^{\frac{(-\tau_{21})}{\tau_{22}} (n_2 \frac{\tau_{22}}{\tau_{21}})^{1/n_2}} \quad \text{II.20}$$

Le tableau ci-dessous présente les paramètres de la fonction d'Heidler pour simuler des arcs en retour typiques (premiers arcs en retour et arcs en retour subséquents), accordés aux données expérimentales de Berger et al. [66].

**Tableau II.5.** Les paramètres des deux fonctions d'Heidler [65].

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



**Figure II.9.** courant de premier arc et l’arc en retour subséquent à la base du canal.

Revoilà 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  $\lambda$  dans Le modèle MTLE est supposé égal à 2 Km [64].

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.

### II.5.3 Modèle hybride

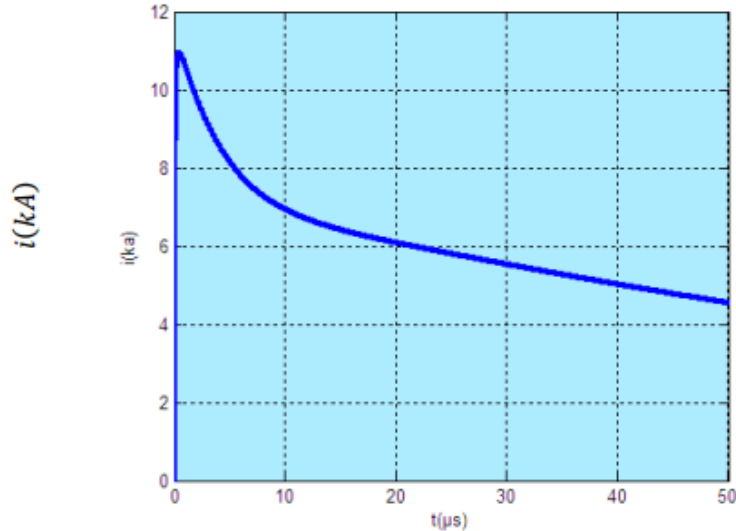
On peut également citer une autre formulation analytique proposée par Nucci et al en 1990 [67]. Cette formule appartient à une classe de modèles appelés "les modèles hybrides" car elle forme la somme entre deux termes, l'un sous la forme de la fonction d’Heidler et l'autre sous la forme de modèle exponentielle. Cette formule s'écrit comme suit :

$$i(0,t) = \left( \frac{I_{01}}{\eta} \right) \left[ \frac{\left( \frac{t}{\tau_1} \right)^n}{1 + \left( \frac{t}{\tau_1} \right)^n} \right] e^{(-t/\tau_2)} + I_{02} \cdot (e^{\alpha_2 t} - e^{\beta_2 t}) \quad \text{II.21}$$

**Tableau II. 6.** Paramètres du modèle hybride du courant de foudre à la base du canal [57].

Paramètres de la première fonction d’Hidler				Paramètres de la deuxième fonction bi-exponentielle		
$I_{01}(KA)$	$\tau_1(\mu s)$	$\tau_2(\mu s)$	$n$	$I_{02}(KA)$	$\tau_3(\mu s)$	$\tau_4(\mu s)$
9.9	0.072	5	2	7.5	100	6

--	--	--	--	--	--	--



**Figure II.10.** Courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride

Le tableau II.6, présente les paramètres du modèle hybride, l'allure (Fig. II.10) du courant obtenue par l'utilisation du modèle hybride, est caractérisée par un pic initial de 12kA et une valeur maximale de la dérivée d'environ  $105 \text{ kA} / \mu s$ .

## II.6. Les méthodes numériques utilisées en électromagnétiques :

Il existe plusieurs méthodes numériques utilisées pour modéliser les rayonnements électromagnétiques de la foudre. Voici quelques-unes des méthodes les plus utilisées :

**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 affectés les rayonnements électromagnétiques d'une façon la plus simple, tel que les paramètres électriques du sol, la stratification, les objets bâtiments, etc.

**2. 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.

**3. 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.

**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.

**5. Méthode de lancer de rayon (ray tracing) :** Cette méthode est utilisée pour modéliser la propagation des rayonnements électromagnétiques de la foudre en suivant les trajectoires des rayons dans l'espace. Elle est souvent utilisée pour des applications de visualisation et de rendu réaliste, mais elle peut également être adaptée à des problèmes de rayonnement électromagnétique.

Ces méthodes numériques permettent de modéliser la propagation des rayonnements électromagnétiques de la foudre et d'estimer leurs effets sur les structures environnantes. Il convient de noter que le choix de la méthode dépendra des spécificités de votre problème et des ressources disponibles pour effectuer les calculs.

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

## II.7. Champ électromagnétique associé à l'arc en retour de la foudre

En général, les calculs des champs électriques et magnétiques associés aux arcs de retour de foudre nuage-terre sont basés sur certaines hypothèses communément adoptées, à savoir :

- Le canal foudre est représenté par une longue antenne verticale dans laquelle le front d'attaque de l'arc de retour se propage à la vitesse de l'arc de retour.
- Le sol, caractérisé par sa conductivité et sa permittivité, est supposé plat et uniforme. [25].

## II.8. Approximation par la méthode FDTD

### II.8.1. L'origine de la FDTD [68]

La méthode FDTD utilise des différences finies comme approximations des dérivées spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell (en particulier les lois d'Ampère et de Faraday). Considérons les développements en série de Taylor de la fonction  $f(x)$  développée autour du point  $x_0$  avec un décalage de  $\pm\delta/2$  :

$$f(x_0 + \frac{\delta}{2}) = f(x_0) + \frac{\delta}{2} f'(x_0) + \frac{1}{2!} (\frac{\delta}{2})^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!} (\frac{\delta}{2})^3 f'''(x_0) + \dots \quad \text{II.22}$$

$$f(x_0 - \frac{\delta}{2}) = f(x_0) - \frac{\delta}{2} f'(x_0) + \frac{1}{2!} (\frac{\delta}{2})^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!} (\frac{\delta}{2})^3 f'''(x_0) + \dots \quad \text{II.23}$$

Où les nombres premiers indiquent la différenciation. En soustrayant la deuxième équation de la première :

$$f(x_0 + \frac{\delta}{2}) - f(x_0 - \frac{\delta}{2}) = \delta f'(x_0) + \frac{2}{3!} (\frac{\delta}{2})^3 f'''(x_0) + \dots \quad \text{II.24}$$

La division de (II.39) par  $\delta$  produit :

$$\frac{f(x_0 + \frac{\delta}{2}) - f(x_0 - \frac{\delta}{2})}{\delta} = f'(x_0) + \frac{1}{3!} \frac{\delta^2}{2^2} f'''(x_0) + \dots \quad \text{II.25}$$

Ainsi, le terme de gauche est égal à la dérivée de la fonction au point  $\mathbf{x}_0$  plus un terme qui dépend de  $\delta^2$  plus un nombre infini d'autres termes qui ne sont pas montrés. Pour les termes qui ne sont pas indiqués, le suivant dépendrait de  $\delta^4$  et tous les termes suivants dépendraient de puissances de  $\delta$  encore plus élevées. En réarrangeant légèrement, cette relation est souvent formulée comme suit :

$$\left. \frac{df(x)}{dx} \right|_{x=x_0} = \frac{f(x_0 + \frac{\delta}{2}) - f(x_0 - \frac{\delta}{2})}{\delta} + 0(\delta^2) \quad \text{II.26}$$

Le terme "0" représente tous les termes qui ne sont pas explicitement montrés et la valeur entre parenthèses, c'est-à-dire  $\delta^2$ , indique l'ordre le plus bas de  $\delta$  dans ces termes cachés. Si  $\delta$  est suffisamment petit, une approximation raisonnable de la dérivée peut être obtenue en négligeant simplement tous les termes représentés par le terme "0". Ainsi, l'approximation de la différence centrale est donnée par :

$$\left. \frac{df(x)}{dx} \right|_{x=x_0} \approx \frac{f(x_0 + \frac{\delta}{2}) - f(x_0 - \frac{\delta}{2})}{\delta} \quad \text{II.27}$$

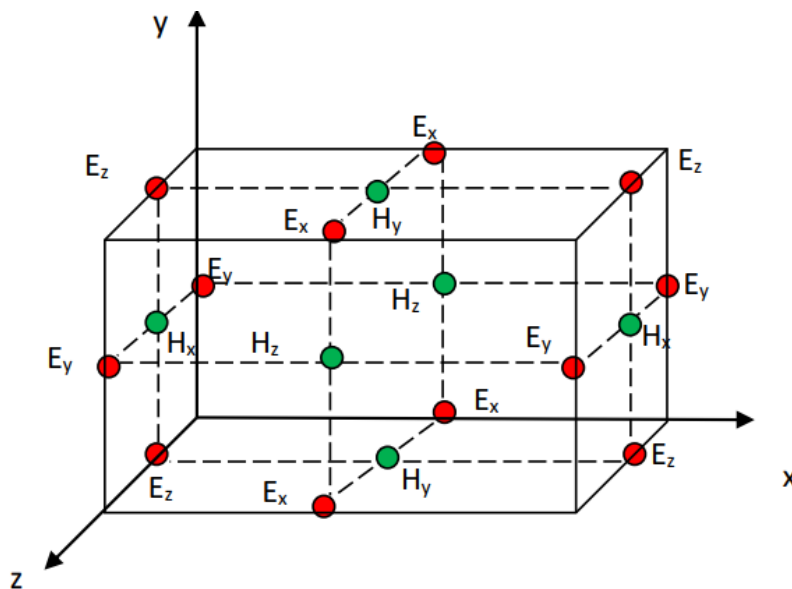
Notez que la différence centrale fournit une approximation de la dérivée de la fonction en  $\mathbf{x}_0$ , mais la fonction n'est pas échantillonnée à cet endroit. Au lieu de cela, la fonction est échantillonnée aux points voisins  $\mathbf{x}_0 + \delta/2$  et  $\mathbf{x}_0 - \delta/2$ . Étant donné que la puissance la plus faible de  $\delta$  ignorée est d'ordre 2, on dit que la différence centrale a une valeur d'ordre 2. On dit que la différence centrale a une précision de second ordre ou un comportement de second ordre. Cela implique que si  $\delta$  est réduit d'un facteur 10, l'erreur dans l'approximation devrait être réduite d'un facteur 100 (au moins approximativement).

Dans la limite où  $\delta$  devient nul, l'approximation devient exacte. Des différences centrales d'ordre supérieur peuvent être construites. Pour obtenir un comportement d'ordre supérieur, il faut utiliser plus de termes, c'est-à-dire plus de points d'échantillonnage. L'utilisation de différences centrales d'ordre supérieur dans les schémas FDTD est certainement possible.

### II.8.2 L'algorithme de Yee [68] :

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.



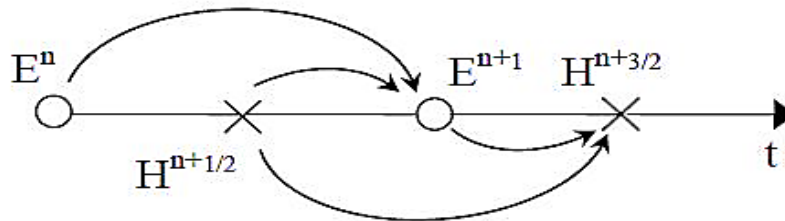
**Figure II.11.** La cellule de Yee en 3D et en coordonnées cartésiennes. [69]

### II.8.3 Principe de la méthode FDTD :

La théorie de base de la méthode FDTD est simple. Pour résoudre des problèmes électromagnétiques, il est nécessaire de discrétiser les équations de Maxwell avec une approximation par différence centrale en temps et en espace.

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{E}(r,t) = 0 \\ \nabla(\varepsilon_r(r)E(r,t)) = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \nabla \times \mathbf{H}(r,t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(r) \frac{\partial \mathbf{E}(r,t)}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E}(r,t) = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(r,t)}{\partial t} \end{cases} \quad \text{II.28}$$

Où  $\mathbf{E}(r,t)$  et  $\mathbf{H}(r,t)$  désignent respectivement les champs électriques et magnétiques,  $\varepsilon_0$  et  $\mu_0$  représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide,  $\varepsilon_r$  représente également la permittivité relative qui est fonction des coordonnées du point de l'espace où  $r \rightarrow$  et  $t$  symbolises les dépendances spatiales et temporelles.

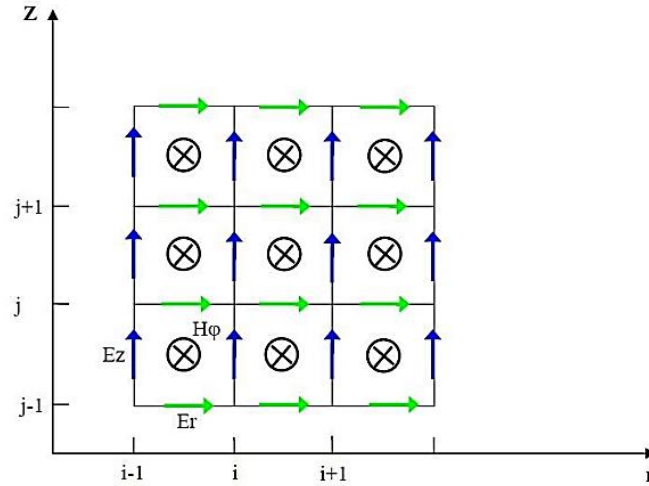


**Figure II.12.** Évolution temporelle des champs électromagnétiques.

La première équation donne la dérivée temporelle du champ magnétique en fonction de la dérivée spatiale du champ électrique. En revanche, la deuxième équation donne la dérivée temporelle du champ électrique en fonction de la dérivée spatiale du champ magnétique. Comme on le verra, la première équation servira à faire avancer le champ magnétique dans le temps, tandis que la seconde servira à faire avancer le champ électrique. Cette méthode consistant à commencer par un champ, puis un autre, et à répéter le processus s'appelle "Leap Frog".[25]

Pour l'analyse du champ électromagnétique du rayonnement de la foudre, un domaine de calcul bidimensionnel (2D) en coordonnées cylindriques peut être utilisé.





**Figure II.13.** Domaine de calcul en (2D) avec un système à coordonnées cylindriques. [25]

Les équations (II.28) peuvent être écrites sous la forme :

$$\frac{\partial H_\phi}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \quad \text{II.29}$$

$$\partial E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} \quad \text{II.30}$$

$$\partial E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial (r H_\phi)}{\partial r} \quad \text{II.31}$$

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 :

$$\frac{\partial f(r, z, t)}{\partial r} = \frac{f^n(i+1, j) - f^n(i-1, j)}{\Delta r} \quad \text{II.32}$$

$$\frac{\partial f(r, z, t)}{\partial z} = \frac{f^n(i, j + \frac{1}{2}) - f^n(i, j - \frac{1}{2})}{\Delta z} \quad \text{II.33}$$

$$\frac{\partial f(r, z, t)}{\partial t} = \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i, j) - f^{n-\frac{1}{2}}(i, j)}{\Delta t} \quad \text{II.34}$$

Ou  $\Delta r$  et  $\Delta z$  représentent les pas spatiaux, respectivement dans les deux directions, radiale et verticale.  $\Delta t$  est le pas temporel de propagation  $i, j$  et  $n$  sont les incréments dans l'espace et dans le temps.

A partir des équations aux dérivées partielles (II.29) -(II.31) et en utilisant les équations (II.32) -(II.34) on obtient les composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre qui s'écrivent :

$$E_z^{n+1}(i, j+1) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t} E_z^n(i, j+1/2) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)r\Delta r} \begin{bmatrix} r_{i+1/2} H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) \\ -r_{i+1/2} H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, +1/2) \end{bmatrix} \quad \text{II.35}$$

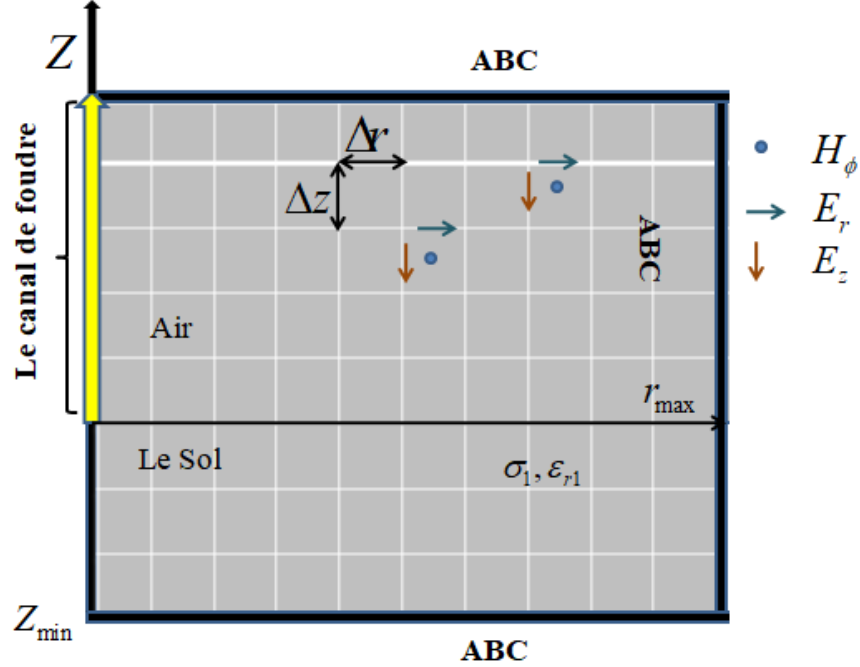
$$E_z^{n+1}(i, j+1) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t} E_r^n(i, j+1/2) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta r} \begin{bmatrix} H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) \\ -H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, +1/2) \end{bmatrix} \quad \text{II.36}$$

$$H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) = H_\phi^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2) + \frac{\Delta t}{\mu\Delta r} \left[ E_z^n(i+1, j+1/2) - E_z^n(i, j+1/2) \right] \\ - \frac{\Delta t}{\mu\Delta r} \left[ E_r^n(i+1, j+1/2) - E_r^n(i, j+1/2) \right] \quad \text{II.37}$$

#### II.8.4. Les conditions aux limites

La méthode des différences finies présente des limites notamment pour la simulation des structures qui émettent vers l'infini. En effet, ces structures comme les antennes par exemple ne peuvent pas être enfermées dans un boîtier métallique. De plus du fait de la capacité mémoire de l'ordinateur de simulation, ainsi que des temps de calcul, il est impossible de simuler une structure dans un espace grand. Une solution pour simuler de telles structures, est donc d'imposer des frontières afin de confiner ses ondes sans qu'elles soient réfléchies à l'intérieur de la structure. [69]

En général, les conditions limites sont appelées ABC (Absorbing boundary condition) et plusieurs études ont été menées sur ce sujet parmi lesquelles on peut citer les PML (perfectly matched layer) et les conditions de Mur. [69]



**Figure II.14.** Maillage FDTD-2D coordonnées cylindrique.

Dans ce travail, on a utilisé les conditions aux limites absorbantes au premier ordre développées par Mur [69]. Leurs approximations aux différences finies sont comme suit :

Dans la direction r:

$$H_{\phi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{\max} + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) = \frac{2N - 1v\Delta t - \Delta r}{2N - 1v\Delta t + \Delta r} H_{\phi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{\max} - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - \frac{v\Delta t - \Delta r}{v\Delta t + \Delta r} H_{\phi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{\max} - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{2N - 1}{2N + 1} H_{\phi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{\max} - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right)$$

II.38

Dans la direction Z:

$$H_{\phi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{\max} + \frac{1}{2}\right) = H_{\phi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j_{\max} - \frac{1}{2}\right) + \frac{v\Delta t - \Delta r}{v\Delta t + \Delta r} \left[ H_{\phi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{\max} - \frac{1}{2}\right) - H_{\phi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{\max} + \frac{1}{2}\right) \right]$$

II.39

$$H_{\phi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{\min} - \frac{1}{2}\right) = H_{\phi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{\min} + \frac{1}{2}\right) + \frac{v\Delta t - \Delta r}{v\Delta t + \Delta r} \left[ H_{\phi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{\min} + \frac{1}{2}\right) - H_{\phi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{\min} - \frac{1}{2}\right) \right]$$

II.40

Ou  $j_{\min} = 0$  et  $j_{\max} = M$  .

$V$  est la vitesse de propagation du champ électromagnétique dans le milieu (l'air ou le sol). Dans le cas d'une propagation dans le sol, on a utilisé l'approximation haute fréquence de la vitesse, à savoir  $v = c / \sqrt{\epsilon_r}$ .

Pour les coordonnées cylindriques, les champs au point zéro ( $r = 0$ ) de la direction Z doivent être traités séparément. Dans la région « non-source », l'équation de  $E_z$  s'écrit [70] :

$$E_z^{n+1}(0, j + \frac{1}{2}) = \frac{2\epsilon - \sigma\Delta t}{2\epsilon + \sigma\Delta t} E_z^n(0, j + \frac{1}{2}) + \frac{8\Delta t}{(2\epsilon + \sigma\Delta t)\Delta r} H_\phi^{n+\frac{1}{2}}(\frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - \frac{4\Delta t}{\pi\epsilon_0\Delta r^2} i^{n+\frac{1}{2}}(0, j + \frac{1}{2})$$

II.41

Où :  $i^{n+\frac{1}{2}}(0, j + \frac{1}{2})$  : est l'élément du courant de l'arc en retour à la hauteur  $\Delta z$ . ( $j + 1/2$ ) et à l'instant  $\Delta t$ . ( $n + 1/2$ ).

L'algorithme FDTD nécessite des considérations spécifiques. Pour éviter une instabilité numérique, l'incrément de temps doit être déterminé selon le critère de stabilité, c'est-à-dire  $\Delta t \leq \min(\Delta r, \Delta z)/2c$ . La fonction  $\min(\Delta r, \Delta z)$  donne la valeur minimale entre  $\Delta r$  et  $\Delta z$  [70].

## II.9. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un aperçu général de la modélisation du rayonnement électromagnétique associé à la phase de l'arc en retour d'une décharge de foudre, afin de mettre en évidence les modèles qui représentent le courant dans le canal de la foudre. Parmi les quatre catégories de ces modèles, nous nous sommes concentrés le plus sur les modèles d'ingénieur, car ils ont l'avantage de décrire la distribution spatiale et temporelle du courant à travers le canal à partir des valeurs instantanées du courant à la base du canal, ceci est accompli via une formule mathématique simple. Nous avons ensuite discuté des différentes méthodes employées par la communauté scientifique pour calculer le rayonnement électromagnétique. La méthode FDTD présente l'avantage de calculer le champ électromagnétique rayonné en toute position du point d'observation considéré (au-dessus ou en dessous du sol), tout en abordant le problème du rayonnement électromagnétique de la foudre avec moins d'hypothèses simplificatrices.

**Chapitre 03 : *Résultats et Analyse***

### III.1 Introduction

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), est une méthode simple, flexible et robuste, a implémentée dans les codes de calcul de champs électromagnétiques. Il peut être appliqué avec une grande précision à une large éventail des problèmes d'électromagnétisme. Cependant, comme pour toutes les méthodes numériques, leur précision dépend de l'implémentation. Les méthodes FDTD peuvent résoudre des problèmes complexes, mais nécessitent généralement beaucoup de calculs. Ces solutions peuvent nécessiter beaucoup de mémoire et de temps de calcul.

Dans ce chapitre, on va présenter et validé notre analyse du champ électromagnétique rayonné par la foudre en adoptant la méthode FDTD dans un système de coordonnées 2D cylindriques et pour un seul scénario, à savoir coup de foudre initié au sol en présence du sol stratifié verticalement avec un angle d'inclinaison.

### III.2. Coup de foudre initié au sol en présence du sol stratifié verticalement avec un angle d'inclinaison :

Nous allons analyser l'effet de la stratification verticale d'un domaine à deux couches (sol-océan), dont l'interface est caractérisée par différentes valeurs d'angles d'inclinaison ( $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$  et  $90^\circ$ ). Donnera les résultats du calcul du champ électromagnétique pour deux points d'observation, l'un au niveau du sol, et l'autre en dessous du sol avec une profondeur de 1 mètre ( $p=1m$ ), situés à une distance horizontale de  $r = 200$  m ( $dl=5m$ ) du canal de la foudre (Voir la Fig. III.).

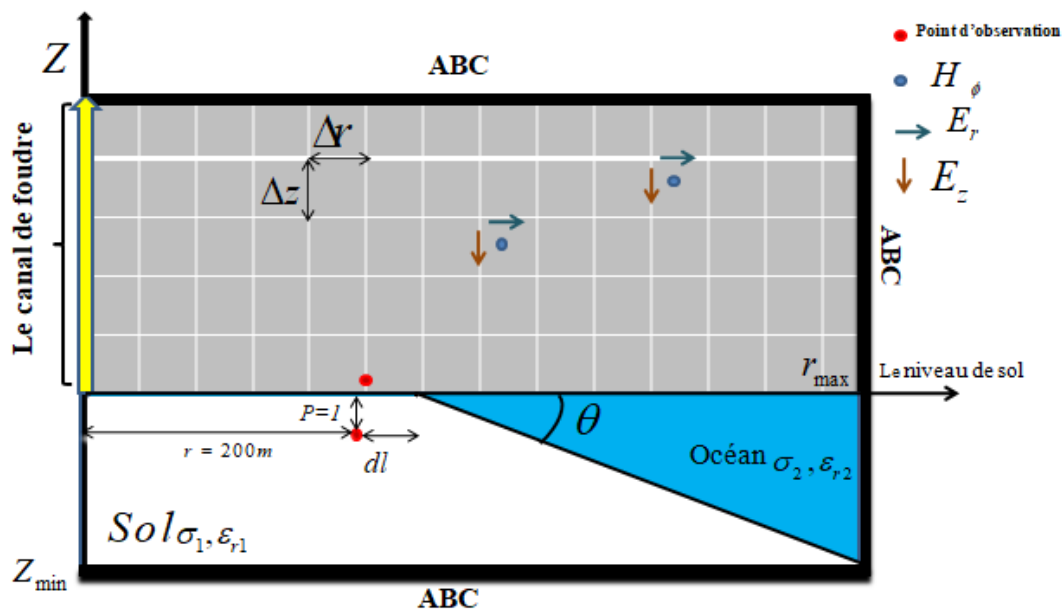


Figure III.1. Géométrie du problème adopté.

Cette étude est particulièrement importante, ignorer les différents facteurs dans le domaine de propagation peut entraîner des erreurs dans l'évaluation des rayonnements électromagnétiques, et par conséquent des erreurs dans l'évaluation des courants et tensions induites dans les lignes de transmission aériennes et les câbles souterrains proches de la mer.

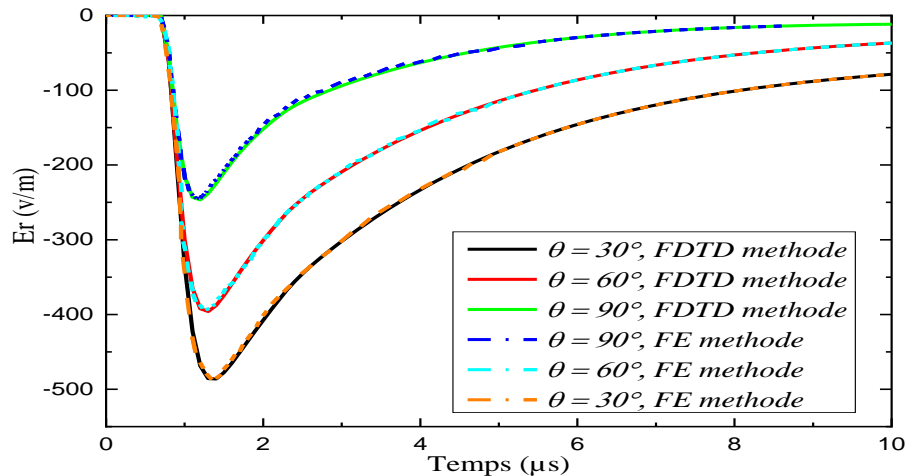
Les valeurs adoptées des paramètres électriques des deux couches sont [71] :

Terre:  $\sigma_1 = 0.001$  S/m,  $\epsilon_{r1} = 10$

Océan:  $\sigma_2 = 4$  S/m,  $\epsilon_{r2} = 30$

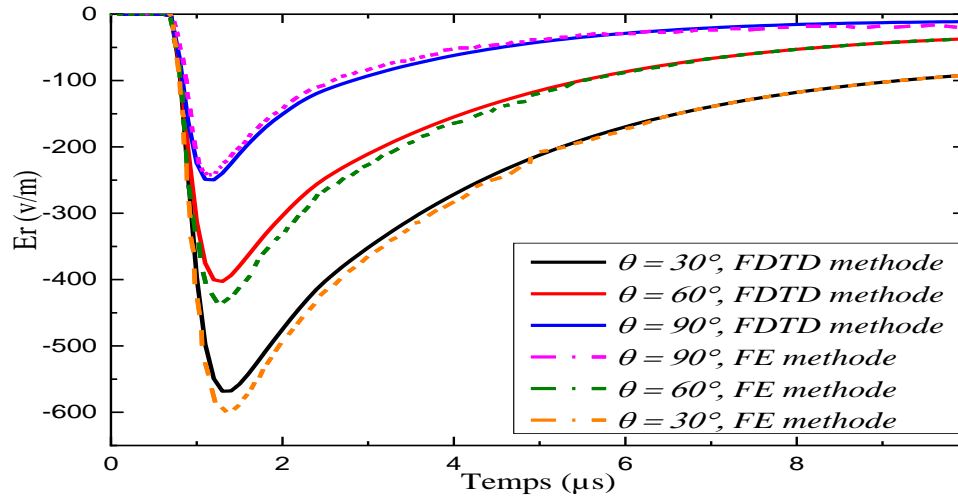
### 1) Validation de code de calcul :

Pour la validation de notre code de calcul, nous avons utilisé les résultats obtenus par Javad Paknahad [71] dans son travail publié en 2015, où il a utilisé la méthode FEM pour déterminer l'effet de l'angle d'inclinaison dans un domaine de propagation mixte terre-océan.



**Figure III.2.** Champ électrique horizontal à une profondeur de 1 m,  $d_l = 1$  m. Méthode FEM [71] et méthode FDTD.

La figure.III.2 présente le champ électrique horizontal à  $r = 200$  m et une profondeur  $p = 1$  m, pour  $d_l = 1$  m, de l'interface sol-océan, obtenu par la méthode FE et par la méthode FDTD. On constate un bon accord dans les trois angles étudiés ( $\theta = 30^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $90^\circ$ ) entre les résultats obtenus par la FDTD et ceux obtenus par la méthode FE.



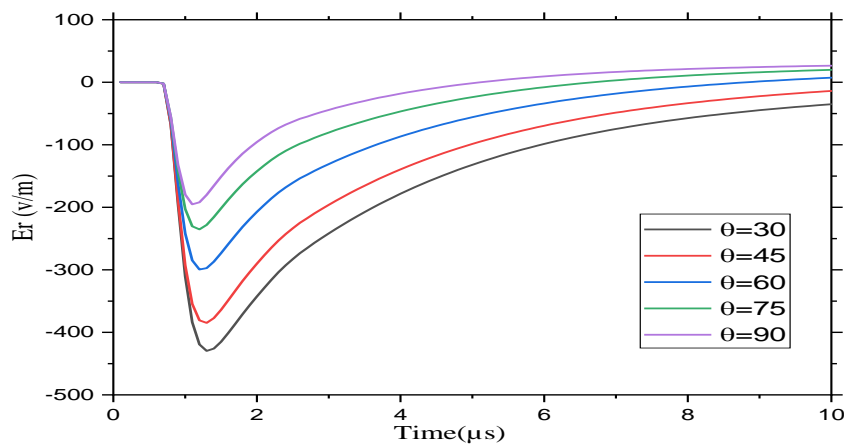
**Figure III.3.** Champ électrique horizontal au niveau du sol et  $r = 200m$ , et  $dl = 1m$ . obtenu par FEM [71] et par la FDTD.

La figure.III.3 présente le champ électrique horizontal à la surface du sol pour  $dl = 1m$  obtenu par la méthode FEM et par la méthode FDTD, nous pouvons voir un bon accord aussi au-dessus du sol comment en dessous (voir la figure précédente) entre les résultats obtenus par les deux méthodes, FEM et FDTD.

Donc nous concluons que l'approche adoptée (staircase model) par l'utilisation de la méthode des différences finies, a une bonne efficacité dans le traitement des géométries avec un angle d'inclinaison.

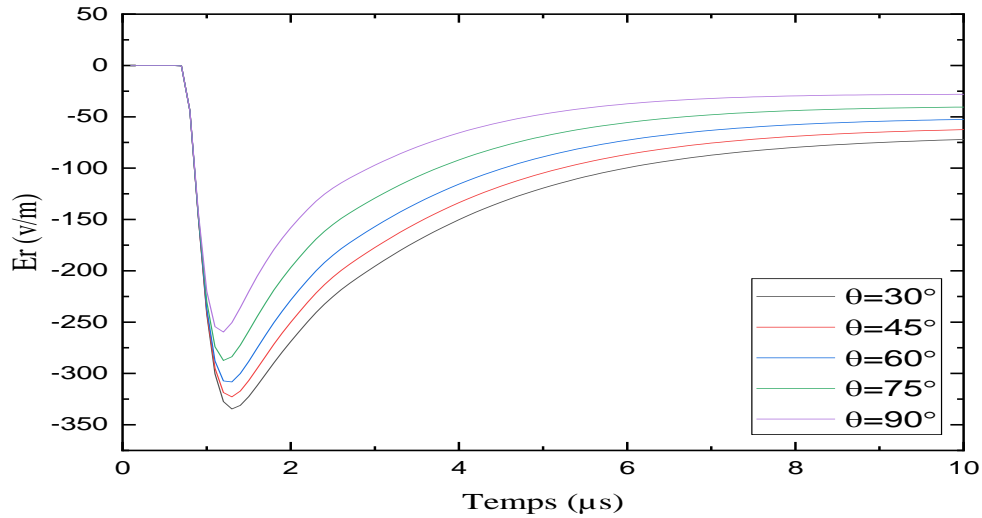
Tous les résultats présentés dans la suite de ce travail ont été obtenus en utilisant la méthode FDTD.

## 2) Le champ électromagnétique en dessous du sol :

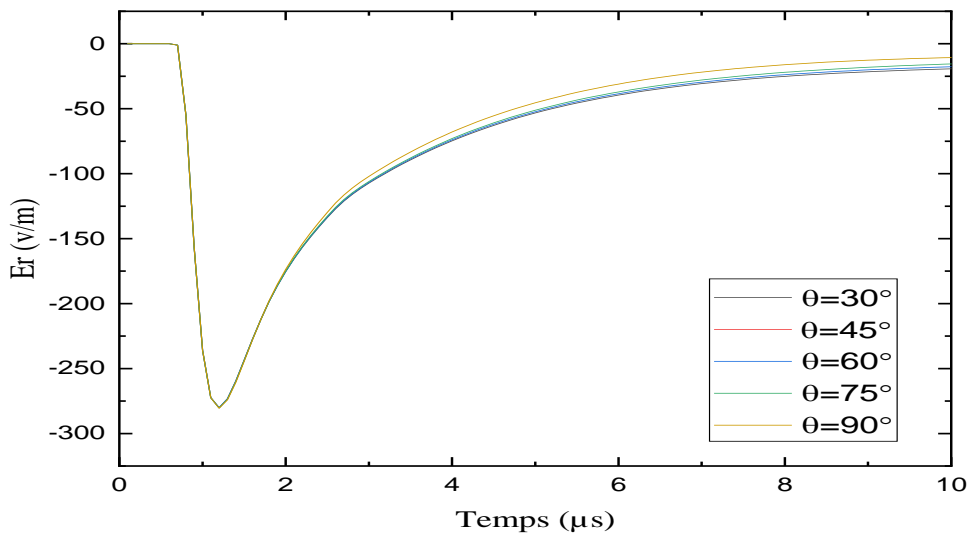


**Figure III.4.** Champ électrique horizontal à  $r = 200m$  et une profondeur de 1 m.  $dl = 1m$ .





**Figure III.5.** Champ électrique horizontal à  $r = 200\text{m}$  et  $p = 1\text{ m}$ .  $dl = 5\text{ m}$ .



**Figure III.6.** Champ électrique horizontal à  $r = 200\text{m}$  et  $p = 1\text{ m}$ .  $dl = 50\text{ m}$ .

Les figures III.4, III.5 et III.6 présentent le champ électrique horizontal à  $r = 200\text{m}$  du canal de la foudre et à une profondeur  $p = 1\text{ m}$ , pour  $dl = 1\text{ m}$ ,  $5$  et  $50\text{ m}$ , respectivement, du point de jonction entre terre-océan, obtenu par la méthode FDTD.

Les figures (III.4, III.5 et III.6) montrent que l'angle d'inclinaison sous le sol affecte la composante horizontale du champ électrique. Cet effet est plus important pour  $dl = 1\text{m}$  et commence à diminuer pour  $dl = 5\text{m}$  jusqu'à disparaître pour  $dl = 50\text{m}$ .

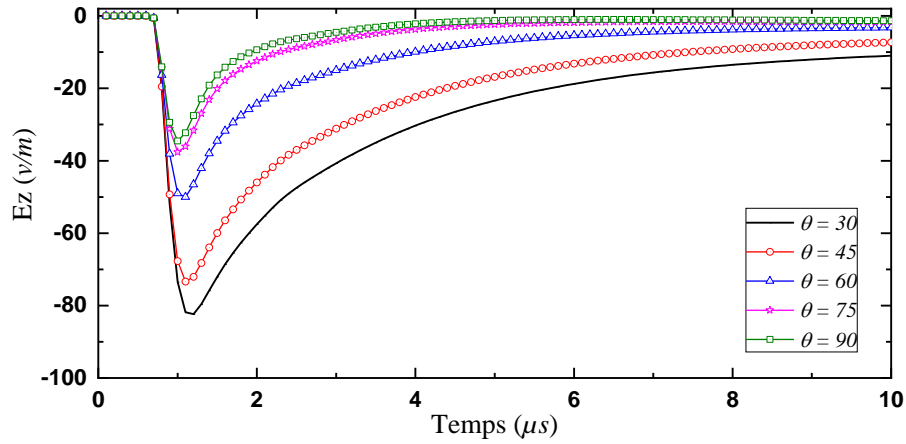


Figure III.7. Champ électrique vertical à  $r = 200m$  et  $p = 1m$ .  $dl = 1m$ .

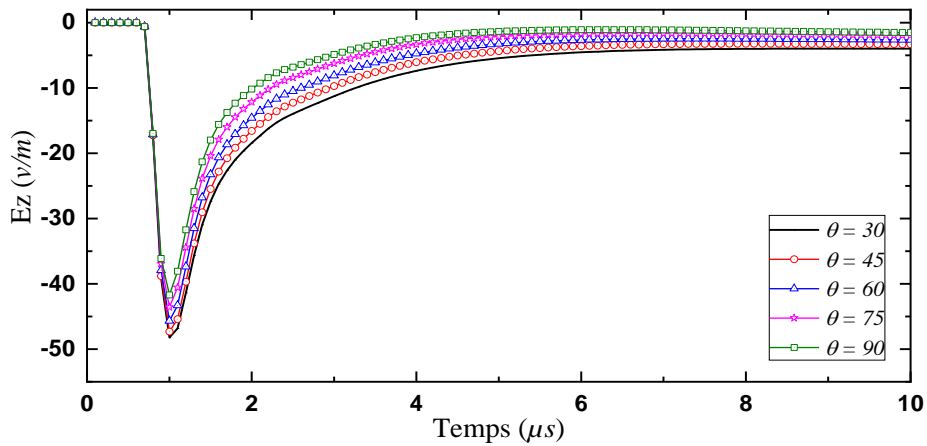


Figure III.8. Champ électrique vertical à  $r = 200m$  et  $p = 1m$ .  $dl = 5m$ .

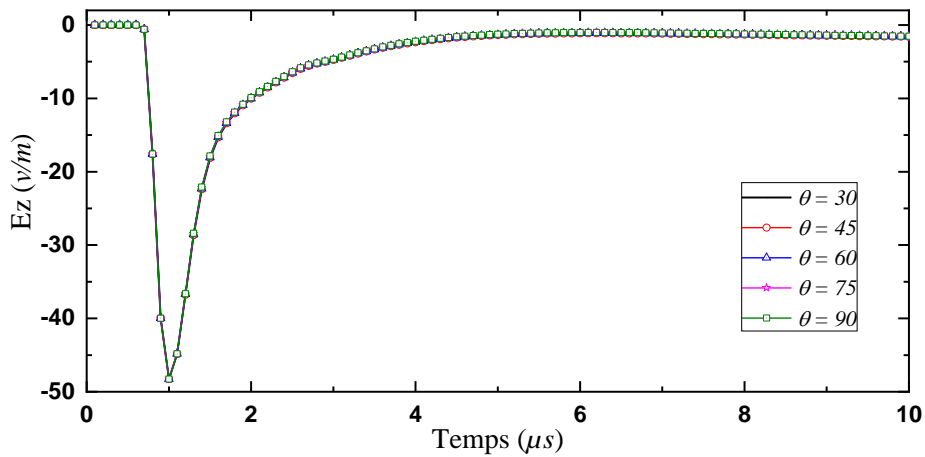
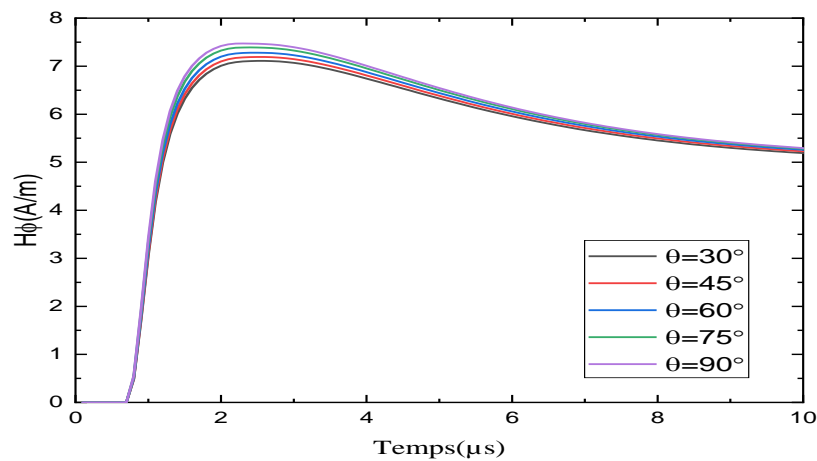


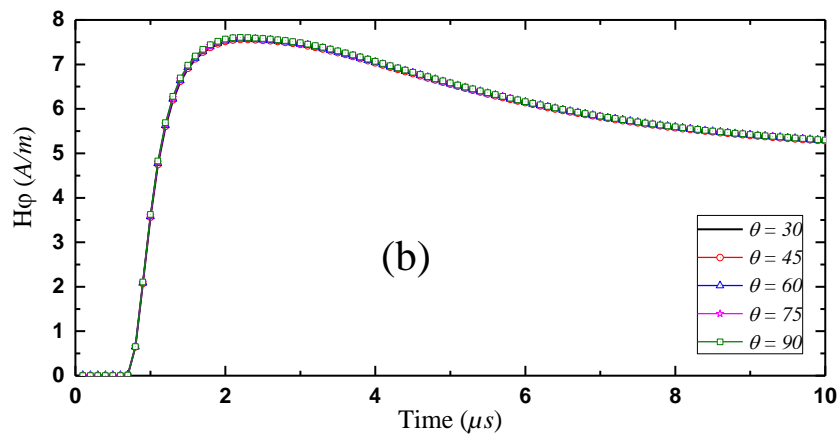
Figure III.9. Champ électrique vertical à  $r = 200m$  et  $p = 1m$ .  $dl = 50m$ .

Les figures III.7, III.8 et III.9, présentent le champ électrique vertical à  $r = 200\text{m}$  du canal de foudre et à la profondeur  $p = 1\text{m}$  sous le sol, pour  $dl = 1\text{m}$ ,  $dl = 5\text{m}$  et pour  $dl = 50\text{m}$  de l'interface sol-océan. Nous voyons que l'angle d'inclinaison affecte également la composante verticale du champ électrique, mais son effet est moins par rapport à son effet sur le champ électrique horizontal. On remarque aussi que l'effet est plus important pour  $dl = 1\text{m}$  de l'océan et il diminue pour  $dl = 5\text{m}$ . Pour  $dl = 50\text{m}$  de l'océan on voit que l'angle d'inclinaison n'a aucun effet sur le champ électrique vertical.

L'effet de l'angle d'inclinaison sur la composante horizontale et verticale du champ électrique peut être résumé par une proportionnalité inverse, où plus la valeur de l'angle augmente, plus l'amplitude du champ électrique horizontal et vertical diminue.



**Figure III.10.** Champ magnétique azimutal à  $r=200\text{m}$  et  $p=1\text{m}$ .  $dl = 1\text{ m}$ .



**Figure III.11.** Champ magnétique azimutal à  $r=200\text{m}$  et  $p=1\text{m}$ .  $dl = 5\text{ m}$ .

Les figures III. 10 et III.11 présentent le champ magnétique azimutal à  $r = 200\text{m}$  et  $p = 1\text{m}$  pour un  $dl=1\text{m}$  et  $dl = 5\text{m}$ , respectivement. On constate que l'angle d'inclinaison n'a pas d'effet sur le champ magnétique azimutal en dessous du sol.

3) Le champ électromagnétique au-dessus du sol :

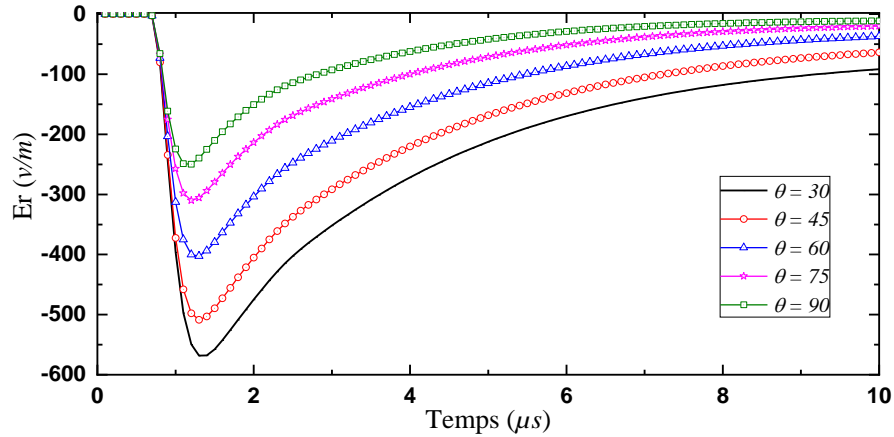


Figure III.12. Champ électrique horizontal au niveau du sol.  $dl = 1m$ .

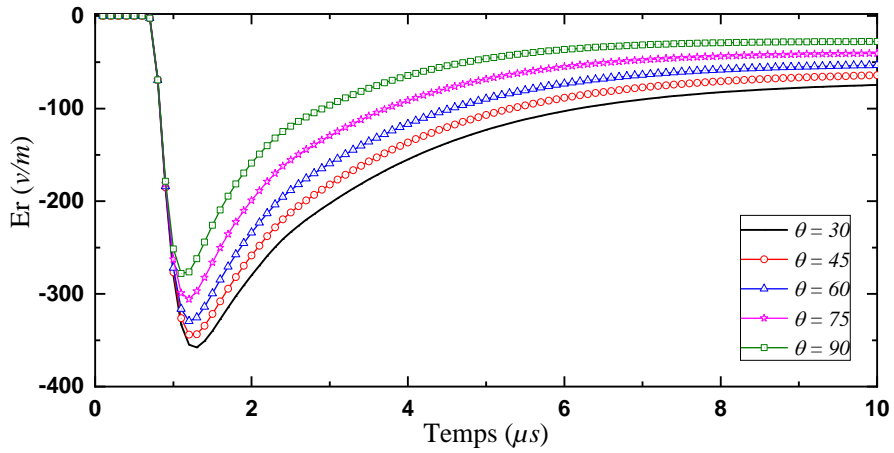


Figure III.13. Champ électrique horizontal au niveau du sol.  $dl = 5m$

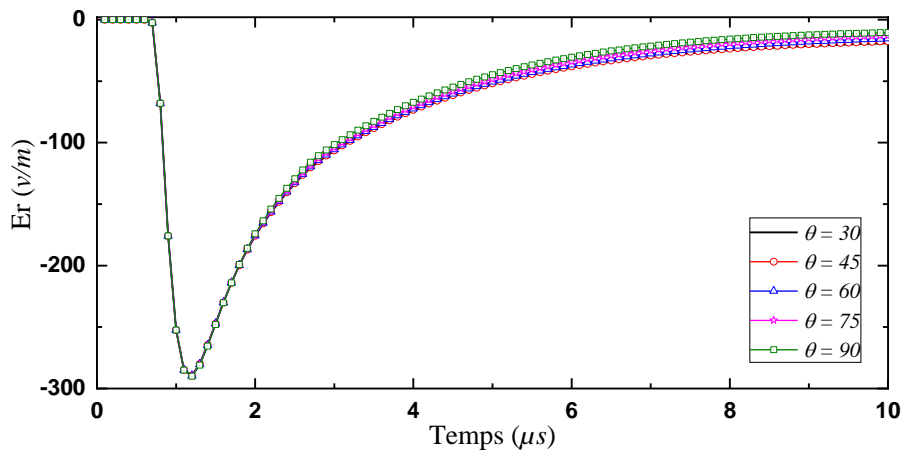
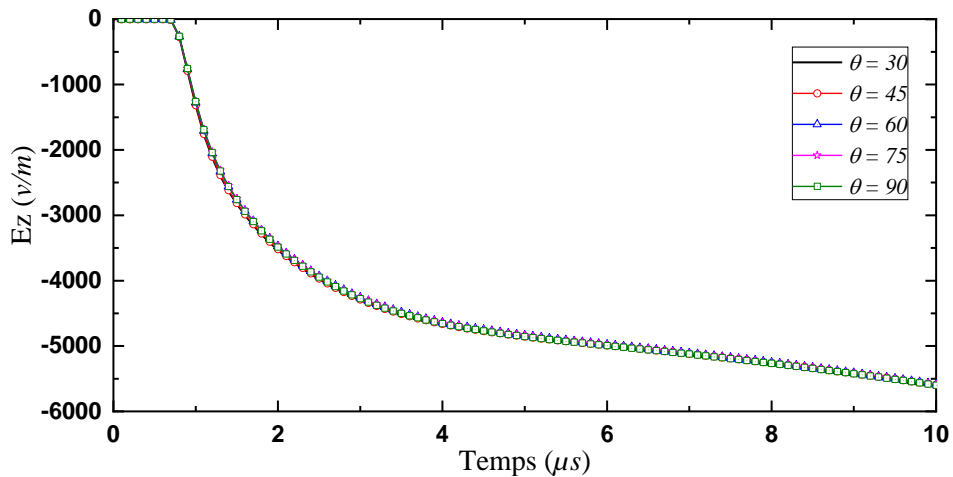


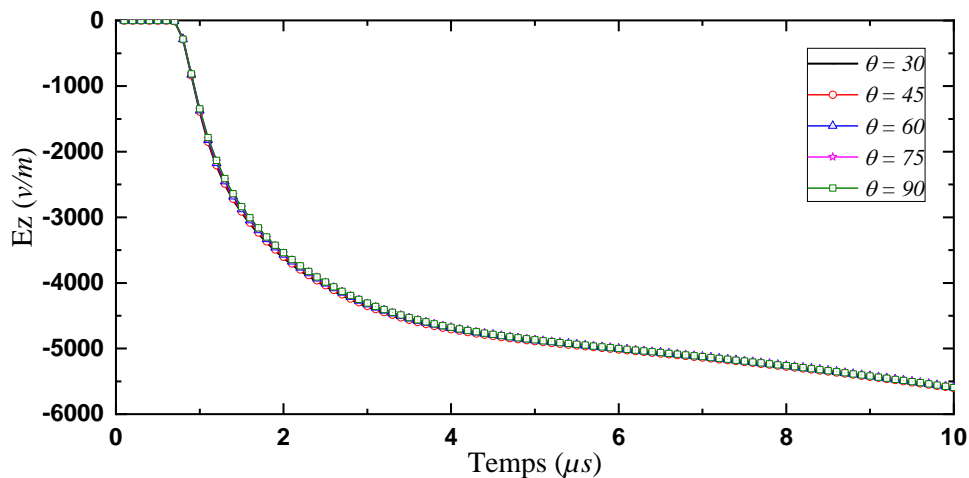
Figure III.14. Champ électrique horizontal au niveau du sol.  $dl = 50m$ .

Les figure III.12, III.13 et III.14, présentent le champ électrique horizontal à distance  $r = 200\text{m}$  du canal de la foudre et à la surface du sol, pour  $dl = 1\text{m}$ ,  $5\text{m}$ ,  $50\text{m}$ , respectivement. On peut voir que l'amplitude de cette composante est plus grande par rapport au champ électrique horizontal souterrain (voir les fig.III.4, III.4 et III.6).

L'angle d'inclinaison affecte également le champ électrique horizontal à la surface du sol. On voit aussi que cet effet est plus important pour  $dl = 1\text{m}$ , et commence à diminuer pour  $dl = 5\text{m}$ , jusqu'au  $dl = 50\text{m}$ , l'angle d'inclinaison n'a aucun effet sur le champ électrique horizontal au-dessus du sol. Plus la valeur de l'angle d'inclinaison augmente, plus l'amplitude du champ diminue.



**Figure III.15.** Champ électrique vertical à la surface du sol pour  $r = 200\text{m}$ ,  $dl = 1\text{m}$

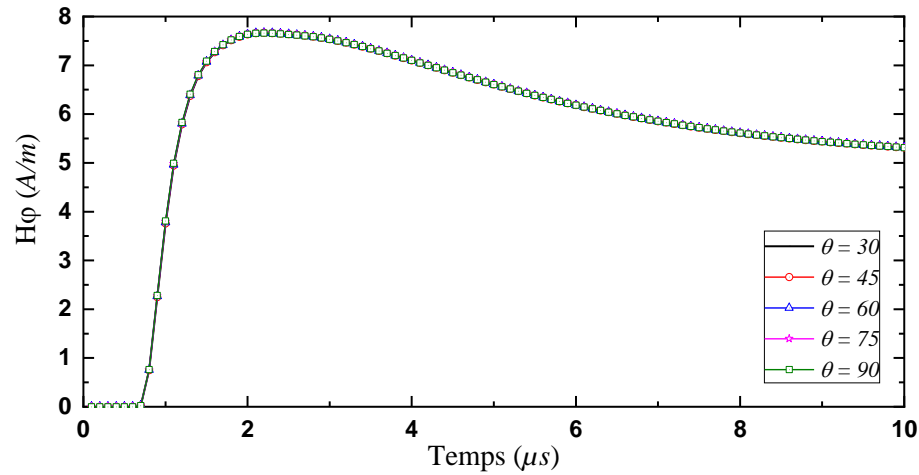


**Figure III.16.** Champ électrique vertical à la surface du sol pour  $r = 200\text{m}$ ,  $dl = 5\text{m}$ .

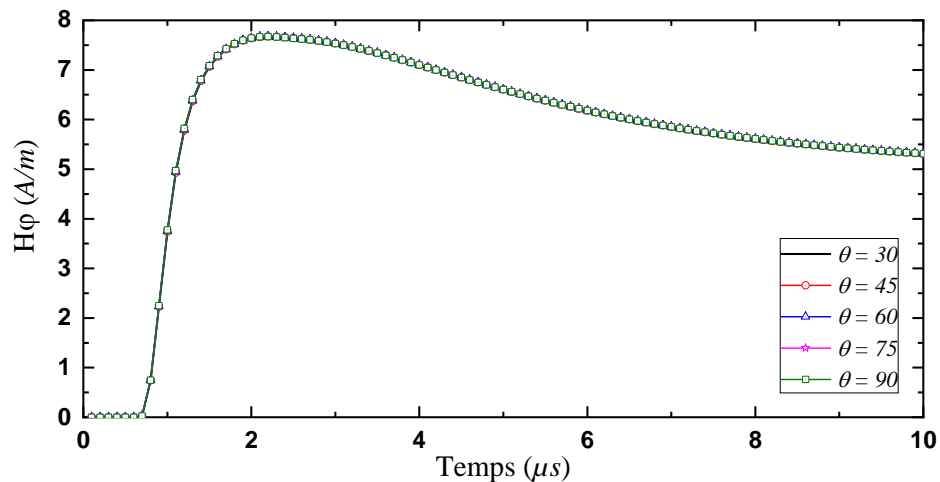
Les figure.III.15 et III.16, présentent le champ électrique vertical à une distance de  $r = 200\text{m}$  du canal de la foudre et à la surface du sol, pour  $dl = 1\text{m}$  et  $5\text{m}$ , respectivement. On peut

observer que l'amplitude de la composante verticale du champ électrique est plus importante (6000 v/m) que l'amplitude de la même composante en dessous du sol à une profondeur de  $p = 1\text{m}$  (voir les figures III.7, III.8 et III.9).

L'angle d'inclinaison, contrairement en dessous du sol, n'affecte pas le champ électrique vertical au-dessus du sol.



**Figure III.17.** Champ magnétique azimuthal à  $r = 200\text{m}$  et sur la surface du sol.  $dl = 1\text{m}$ .



**Figure III.18.** Champ magnétique azimuthal à  $r = 200\text{m}$  et sur la surface du sol.  $dl = 5\text{m}$ .

Les figures III.17 et III.18, présentent le champ magnétique azimuthal à la surface du sol pour une distance radiale  $r = 200\text{m}$ , pour  $dl = 1\text{m}$  et  $5\text{m}$ , respectivement. On voit que comme en dessous du sol, l'angle d'inclinaison n'affecte pas le champ magnétique azimuthal au-dessus du sol.

### III.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous présentons une validation de la méthode FDTD (Finite-Difference Time-Domain) par la méthode des éléments finis (FE) dans le calcul des champs électromagnétiques de la foudre pour une géométrie avec un angle d'inclinaison. Une discussion sur l'effet de l'angle d'inclinaison d'une interface terre-océan sur les champs électromagnétiques de foudre au-dessus et en dessous du sol a été également présentée.

Les champs électromagnétiques de foudre en présence d'un domaine de propagation mixte terre-océan ont été évalués pour différentes valeurs de l'angle (30, 45, 60, 75 et 90°). Pour des points d'observation situés à une distance radiale  $r = 200\text{m}$  et une distance  $dl$  de point de jonction des deux couches ( $dl = 1, 5$  et  $50\text{m}$ ).

En dessous du sol, les valeurs maximales des deux composantes du champ électrique augmentent avec la diminution de l'angle d'inclinaison. Le champ magnétique azimutal n'est pas affecté.

Au-dessus du sol, seule la composante horizontale du champ électrique est affectée par l'angle d'inclinaison. Cet effet est plus important pour  $dl = 1\text{m}$ , et commence à diminuer pour  $dl = 5\text{m}$ , jusqu'au  $dl = 50\text{m}$ , l'angle d'inclinaison n'a aucun effet sur le champ électrique horizontal au-dessus du sol. Plus la valeur de l'angle d'inclinaison augmente, plus l'amplitude du champ diminue.

L'effet de l'angle d'inclinaison de l'interface terre-océan sur les champs électromagnétiques de la foudre peut être justifié par le fait que l'océan peut être représenté comme un corps conducteur qui devient plus petit lorsque l'angle de l'interface diminue. Cet effet provoque une amplification du champ électrique dans les zones proches. Il est évident que pour chaque augmentation de l'angle de l'interface terre-océan, le champ électrique devient plus faible car l'effet du corps conducteur (océan) a un impact plus important dans le domaine de la propagation.

L'effet de l'angle d'inclinaison est d'autant plus grand que nous nous rapprochons de l'interface terre-océan.

Conclusion Générale

***Conclusion Générale***



## Conclusion générale :

Ce mémoire s'inscrit dans le cadre général de la mise en place d'une méthodologie de caractérisation des rayonnements électromagnétiques dans le but d'étudier les formes d'ondes du champ rayonné par la foudre en présence d'un domaine de propagation mixte (terre-océan), ou comme on dit, stratifié verticalement à deux couches, avec la particularité d'avoir un angle d'inclinaison entre ces deux couches. Cette étude a pour objectif de permettre une meilleure caractérisation du champ, ainsi que l'illustration de l'influence de l'angle d'inclinaison situé entre les deux couches du domaine de propagation, sur le champ électromagnétique rayonné. Pour atteindre notre objectif, le premier chapitre été consacré à la théorie relative à la physique du phénomène de la foudre et aux différentes observations expérimentales qui s'y rattachent. Dans le deuxième chapitre nous avons présenté les différents modèles utilisés dans la modélisation du courant à la base du canal de la foudre. Motivés par sa flexibilité et sa robustesse, nous avons utilisé la méthode aux différences finies dans le domaine temporel aux points centrés (FDTD) dans la modélisation des rayonnement électromagnétiques de la foudre.

Les champs électromagnétiques ont été simulés pour deux points d'observation, au-dessus du sol et en dessous du sol à une profondeur  $p = 1$  m. A la distance radiale  $r = 200$ m du canal de la foudre, et pour trois distances de l'interface terre-océan ( $dl = 1$ m, 5m, 50m). Nous avons utilisé la somme des deux fonctions d'Heidler pour la présentation du courant le long du canal de foudre, la méthode FDTD pour la résolution des équations de Maxwell et l'approche en escalier (staircase model) pour la modélisation de l'interface terre-océan. L'effet de l'angle d'inclinaison de l'interface terre-océan a été présenté et discuté, on adopte des différentes valeurs pour l'angle d'inclinaison ( $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$  et  $90^\circ$ ).

Les conclusions tirées de cette étude sont comme suit :

- En dessous du sol
  - ✓ L'approche en escalier (staircase model) avec la méthode FDTD est une approche très efficace dans la modélisation des géométries avec des angles d'inclinaison.
  - ✓ Le champ électrique horizontal est affecté par la valeur de l'angle d'inclinaison, cet effet est important dans la zone proche de l'interface terre-océan ( $dl = 1$ m), puis il commence à diminuer nous on s'éloigne de l'interface terre- océan ( $dl = 5$ m).

## Conclusion Générale

- ✓ Pour  $dl = 50\text{m}$  de l'océan, on voit que l'effet de l'angle d'inclinaison sur le champ électrique horizontal devient négligeable.
- ✓ L'angle d'inclinaison affecte également la composante verticale du champ électrique, mais son effet est moindre par rapport à son effet sur le champ électrique horizontal.
- ✓ L'effet de l'angle d'inclinaison sur les composantes du champ électrique est plus grand pour  $dl = 1\text{m}$  de l'océan et il diminue pour  $dl = 5\text{m}$ . Pour  $dl = 50\text{m}$  de l'océan, on voit que l'angle de pente n'a aucun effet sur le champ électrique vertical.
- ✓ L'effet de l'angle de pente sur la composante horizontale et verticale du champ électrique peut être résumé par une proportionnalité inverse, où plus la valeur de l'angle augmente, plus leur amplitude diminue.

### - Au-dessus du sol :

- ✓ L'angle d'inclinaison affecte le champ électrique horizontal à la surface du sol. On voit que cet effet est plus important pour les distances proches de l'interface terre-océan.
- ✓ Plus la valeur de l'angle de pente augmente, plus l'amplitude du champ électrique horizontal diminue.
- ✓ L'angle d'inclinaison, contrairement à l'en dessous du sol, n'affecte pas le champ électrique vertical à la surface.
- ✓ Comme en dessous du sol, l'angle d'inclinaison n'affecte pas non plus le champ magnétique azimutal à la surface du sol.
- ✓ L'effet d'angle d'inclinaison commence à disparaître du champ électrique horizontal au-dessus du sol à  $dl = 50\text{ m}$ .

Les résultats obtenus ont démontré que la méthode FDTD est capable de déterminer d'une manière précise les caractéristiques du rayonnement électromagnétique de la foudre dans des conditions réalistes, y compris en présence d'un domaine stratifié et avec un angle d'inclinaison. Il est important de prendre en compte ces facteurs lors de l'analyse du rayonnement électromagnétique de la foudre pour ne pas avoir d'erreurs dans la caractérisation des tensions induites dans les systèmes électriques par ces rayonnements électromagnétiques.

# **Bibliography**

# Bibliography

- [1] J. R. Dwyer et M. A. Uman, « The physics of lightning », *Phys. Rep.*, vol. 534, no 4, p. 147-241, janv. 2014, doi: 10.1016/j.physrep.2013.09.004.
- [2] M. A. Uman, *Lightning*. Courier Corporation, 2012.
- [3] C. T. R. Wilson, « III. Investigations on lightning discharges and on the electric field of thunderstorms », *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. Contain. Pap. Math. Phys. Character*, vol. 221, no 582-593, p. 73-115, janv. 1997, doi: 10.1098/rsta.1921.0003.
- [4] K. Berger, « Novel observations on lightning discharges: Results of research on Mount San Salvatore », *J. Frankl. Inst.*, vol. 283, no 6, p. 478-525, juin 1967, doi: 10.1016/0016-0032(67)90598-4.
- [5] Encyclopedia Britannica Online, « Lightning », 2007, [En ligne]. <http://search.eb.com/eb/article-9048228>
- [6] : Georges Le Roy, Claude Gary, Bernard Hutzler, Jacques Lalot, Christian Dubanton : « Les propriétés diélectrique de l'aire et les très hautes tensions », éditions Eyrolles 1984.
- [7] [14] INERIS. Institut International de l'Environnement et des Risque :« Le risque de foudre et les Installations classés pour la protection de l'environnement », Septembre 2011.
- [8] M.ATAOUA, O. MEHAMMDIA : «Comparaison des Modèles d'Arc en Retour d'un Coup de Foudre en Présence d'une Tour », Mémoire Master, Beskra Juin 2010.
- [9] F.GERARD :«Généralité sur la foudre et les surtensions», Octobre 2008.
- [10] Haddouche Ali « L'impact de la foudre sur les réseaux électriques étude, analyse et modélisation » thèse de doctorat
- [11] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger, "Parameters of lightning flashes," *Electra*, vol. 41, pp. 23–37, 1975.
- [12] J. Schoene, M.A. Uman, V. A. Rakov, K. J. Rambo, J. Jerauld, C. T. Mata, A. G. Mata, D. M. Jordan, and G. H. Schnetzer, "Characterization of return stroke currents in rocket-triggered lightning," *J. Geophys. Res.*, vol. 114, D03106, 2009. DOI: 10.1029/2008JD009873.
- [13] J. Schoene, M. A. Uman, V. A. Rakov, V. Kodali, K. J. Rambo, and G. H. Schnetzer, "Statistical characteristics of the electric and magnetic fields and their time derivatives 15 m and 30 m from triggered lightning," *J. Geophys. Res.*, vol. 108, no. D6, 4192, 2003. DOI: 10.1029/2002JD002698.

- [14] 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.
- [15] 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
- [16] Joseph R. Dwyer, Martin A. Uman, “The physics of lightning”.*Science Direct. Physics Reports* 534 (2014) 147–241.
- [17] V. A. Rakov, “Fundamentals of Lightning”, Cambridge, U.K.: Cambridge Univ. Press, 2016.
- [18] V.A Rakov,, “Lightning Discharges Triggered Using Rocket-and-Wire Techniques”, in *Recent Research Development on Geophysics*, edited by R. Signpost, pp. 141-171, India, 1999
- [19] BENDJEBBOUR Benzerga «Effets des caractéristiques d’une tour sur le champ électromagnétique rayonné par l’interaction foudre-tour » thèse Master.
- [20] Y. T. Lin, M. A. Uman, J. A. Tiller, R. D. Brantley, W. H. Beasley, E. P. Krider, and C. D. Weidman “Characterization of lightning return stroke electric and magnetic fields from simultaneous two station measurements”, *Journal Of Geophysical Research*, 84 (C10), pp. 6307-6314,1979.
- [21] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz et C. Mazzetti, “Lightning Return Stroke Current Models With Specified Channel-Base Current : A Review and Comparison”, *Journal Of Geophysical Research*, Vol. 95, No. D12, Pages 20,395-20,408, November 20, 1990.
- [22] Institution national de l’Environnement industriel et des risques«Le risque foudre et les Installations Classées pour la Protection de l’Environnement».Direction des Risques Accidentels, Septembre 2001.
- [23] Bidi Manel«CEM et réseaux de transport d’énergie : estimation des perturbations sur les réseaux» Mémoire de Magister, 2006.
- [24] Cahier technique 168 : « la foudre et les installations électriques HT ».juillet 1993.
- [25] Mr. OMARI Mohamed «Etude de l’environnement électromagnétique de la foudre» thèse de doctorat.
- [26] IEEE Guide for Improving the Lightning Performance of Electric Power Overhead Distribution Lines, IEEE Standard 1410, 2004.doctorat.

- [27] A. Borghetti, C. A. Nucci, and M. Paolone, "An improved procedure for the assessment of overhead line indirect lightning performance and its comparison with the IEEE Std. 1410 method," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 22, no. 1, pp. 684–692, Jan. 2007.
- [28] T. Hirai, S. Miyazaki, K. Aiba, and S. Okabe, "Analysis of lightning phenomena observed in distribution lines," in *Proc. 28th Int. Conf. Lightning Protection (ICLP)*, Kanazawa, Japan, 2006, pp. 778–782. Bibliographie 147
- [29] T. Miyazaki and S. Okabe, "A detailed field study of lightning stroke effects on distribution lines," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 24, no. 1, pp. 352–359, Jan. 2009.
- [30] I. Cotton, B. McNiff, T. Sorensen, W. Zischank, P. Christiansen, M. Hoppe-Kipler, S. Ramakers, P. Pettersen, and E. Muljadi, "Lightning protection for wind turbines," presented at the 25th Int. Conf. Lightning Protection (ICLP), Rhodes, Greece, 2000.
- [31] B. Glushakow, "Effective lightning protection for wind turbine generators," *IEEE Trans. Energy Convers.*, vol. 22, no. 1, pp. 214–222, Mar. 2007.
- [32] *Wind Turbine Generator Systems—Part 24: Lightning Protection*, International Electrotechnical Commission (IEC) 61400-24, Geneva, Switzerland, 2002.
- [33] F. Rachidi, M. Rubinstein, J. Montanya, J. L. Bermudez, R. Rodriguez, G. Sola, and N. Korovkin, "A review of current issues in lightning protection of new generation wind turbine blades," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 55, no. 6, pp. 2489–2496, Jun. 2008.
- [34] Y. Liu, M. Zitnik, and R. Thottappillil, "An improved transmission line model of grounding system," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 43, no. 3, pp. 348–355, Aug. 2001
- [35] L. Grcev, "Modeling of grounding electrodes under lightning currents," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 51, no. 3, pp. 559–571, Aug. 2009.
- [36] J. Wang, A. C. Liew, and M. Darveniza, "Extension of dynamic model of impulse behavior of concentrated grounds at high currents," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 20, no. 3, pp. 2160–2165, Jul. 2005.
- [37] S. Sekioka, M. I. Lorentzou, M. P. Philippakou, and J. M. Prousalidis, "Current dependent grounding resistance model based on energy balance of soil ionization," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 21, no. 1, pp. 194–201, Jan. 2006.
- [38] A. Habjanic and M. Trlep, "The simulation of soil ionization phenomenon around the grounding system by the finite element method," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 42, no. 4, pp. 867–870, Apr. 2006.

- [39] K. Sheshyekani, S. H. H. Sadeghi, and R. Moini, "Frequency-domain analysis of grounding electrodes buried in an ionized soil due to lightning surge currents," presented at the 29th Int. Conf. Lightning Protection (ICLP), Uppsala, Sweden, 2008.
- [40] V. A. Rakov and M. A. Uman, "Lightning: Physics and Effects". Cambridge, U.K.: Cambridge Univ. Press, 2003.
- [41] V. A. Rakov, M. A. Uman, M. I. Fernandez, C. T. Mata, K. T. Rambo, M. V. Stapleton, and R. R. Sutil, "Direct lightning strikes to the lightning protective system of a residential building: Triggered-lightning experiments," IEEE Trans. Power Del., vol. 17, no. 2, pp. 575–586, Apr. 2002
- [42] L. Li and V.A. Rakov, "Distribution of currents in the lightning protective system of a residential building—Part II: Numerical modeling," IEEE Trans. Power Del., vol. 23, no. 4, pp. 2447–2455, Oct. 2008.
- [43] M. E. M. Rizk, E. A. Badran, and M. H. Abdel-Rahman, "FDTD calculation of transient electromagnetic fields in the grounding system of wind towers due to direct lightning strikes," J. Lightning Res., vol. 6, no. 1, pp. 1-13, Dec. 2014.
- [44] V. A. Rakov, and M.A. Uman, « Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application », IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 40 (4), 403-26, 1998.
- [45] R. Moini, B. Kordi, G. Z. Rafi, and V.A. Rakov « A new lightning return stroke model based on antenna theory », Journal Of Geophysical Research, 105 (D24), pp. 29693- 29702, 2000. Références bibliographiques
- [46] Y. Baba, and M. Ishii « Numerical electromagnetic field analysis of lightning current in tall structures », IEEE Transactions on Power Delivery, 16 (2), pp. 324-328, 2001.
- [47] N. Theethayi, and V. Cooray « On the representation of the lightning return stroke process as a current pulse propagating along a transmission line », IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 20 (2), pp. 823-837, 2005.
- [48] N. Theethayi, and V. Cooray « Transmission line model – an idealisation or reality », Power tech Conference, June 23-26, Bologna, Italy, 2003.
- [49] E. Petrache « Lightning electromagnetic field coupling to overhead transmission line networks and to buried cables », Thèse N° 3024 (2004), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [50] EL Robrini Abdelmonim et Yaagoubi Ahmed « Etude de l'effet de la stratification du sol sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre (stratification horizontale) », thèse de Master.université de Tiaret.2016-2017 .

- [51] 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.
- [52] M. Chehada « Couplage électromagnétique d'une onde de foudre avec une ligne de transport d'énergie », Mémoire de Master, Université d'Oum El Bouaghi, Algérie, 2015.
- [53] V. A. Rakov, and A. A. Dulzon "Calculated electromagnetic fields of lightning return strokes", *Tekhnicheskaya Elektrodinamika*, n°. 1, pp. 87-89, 1987.
- [54] F. Rachidi, and C. A. Nucci "On the Master, Uman, Lin, Standler and the Modified Transmission Line lightning return stroke current models", *Journal Of Geophysical research*, 95 (D12), pp. 20389-20394, 1990.
- [55] F Heidler, "Travelling current souce model for LEMP calculation. 6th Symposium and technical exhibition on electromagnetic Compatibility". Zurich pp. 157-162. 1985.
- [56] V.Rakov and A. Dulzon, "A modified transmission line model for lightning return stroke field calculations", 9th International Zurich Symposium on electromagnetic compatibility, Zurich, Switzerland, pp. 229-235, 1991.
- [57] C.E.R. Bruce and R.H. Golde, "The lightning discharge", *The journal of the institution of electrical engineers*, 88 (6), 487-520, 1941.
- [58] K. Arzag « Couplage des perturbations électromagnétiques rayonnées par un coup de foudre avec des lignes électriques» Mémoire de magister, USTO-MB, Oran, Algérie 2008
- [59] H.K. Hoidalen « Analytical formulation of lightning induced voltages on multiconductor overhead lines above lossy ground » *IEEE Trans. On EMC*, vol.45,No.1, fev.2003.
- [60] Rakov.V. A, Uman, M, A, lightning physics and effects, Cambridge University Press, 2003, pages 68, 69.
- [61] C. A. Nucci, C. Mazzetti, F. Rachidi, and M. Ianoz « Analyse du champ Électromagnétique dû à une décharge de foudre dans les domaines temporel et Fréquentiel », *Annales de télécommunication*, Vol. 43, n° 11-12, pp. 625-637, 1988.
- [62] F. Heidler "Analytic lightning current functions for LEMP calculation ",18th ICLP (International Conference on Lightning Protection), Munich, Germany, 1985.
- [63] F. Heidler, 'Travelling current source model for LEMP calculation', Proceedings of 6th international symposium on EMC, Zurich, Switzerland, 29F2, 157-162, 1985.



- [64] 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.
- [65] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz et C. Mazzetti, "Lightning Return Stroke Current Models 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.
- [66] Gerard Berger, "ce qu'il faut connaitre sur les éclaires et les moyens de s'en protéger" Orasay, 23 octobre 2007.
- [67] F. Heidler, « Analytic lightning current functions for LEMP calculations », Munich Ger., p. 63-66, 1985
- [68] John B. Schneider, "Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method", May 8, 2011.
- [69] Mame Diarra Mbaye "Méthode FDTD conforme appliquée au calcul du DAS avec homogénéisation utilisant les caractéristiques des tissus humains" thèse de doctorat. UNIVERSITE PARIS-EST . 2018.
- [70] 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.
- [71] J. Paknahad, Keyhan Sheshyekani, Mohsen Hamzeh, Dongshuai Li, and Farhad Rachidi, "The Influence of the Slope Angle of the Ocean–Land Mixed Propagation Path on the Lightning Electromagnetic Fields," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 57, no. 5, October 2015.