الجـــــــــــــــــــــمـهـوريـــــة الجـــــــــــــــزائـريـة الديمـــــــقـراطيـة الـشـــــــــعبيـة

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التـــــــــعـليـم العـــــــالي و البـــــــــحث العـــــلـمـــي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جـــامعة الدكتـــور الطاهـــــر مـــولاي سعيـــــــدة–

Université Saida Dr Tahar Moulay –
Faculté des sciences et de la Technologie
Département d'Electrotechnique et d'Automatique

MEMOIRE

Mémoire de fin d'étude présenté pour l'obtention du Diplôme de MASTER

En : Électrotechnique

Spécialité : Réseaux Électriques

Par : YAZID Hadjer
YOUCEF Aicha Nasrine

Sujet

Tensions induites sur une ligne aérienne par un coup de foudre tombant sur une éolienne une utilisant la méthode 3D-FDTD

Soutenue publiquement en **/06/2026** devant le jury composé de :

Pr. MANKOUR Mohamed	Prof	Univ. Saida	Président
Dr. ARZAG Kaddour	MCA	Univ. Saida	Rapporteur
Pr. BOUCHIKHI Abdelaziz	Prof	Univ. Saida	Examinateur

Année universitaire 2025/2026

REMERCIEMENTS

Nous adressons particulièrement et sincèrement un grand merci à notre directeur de mémoire Dr. ARZAG Kaddour pour son suivi, son dynamisme, son encadrement, son professionnalisme, sa compréhension et pour tous les conseils qu'il nous a apporté. Il a toujours été disponible quand nous avons besoin de lui et a tout fait pour sortir le meilleur en nous, qu'ALLAH vous bénisse.

Nous remercions vivement les membres du jury Pr. MANKOUR Mohamed et Pr. BOUCHIKHI Abdelaziz, de nous faire honneur d'examiner et d'évaluer notre travail,

Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude à tous nos enseignants du département d'électrotechnique et professeurs qui nous ont accompagnés tout au long de notre parcours universitaire. Grâce à leurs connaissances, leurs conseils précieux et leur disponibilité, nous avons pu acquérir les compétences nécessaires à la réalisation de ce travail.

Nous tenons également à nous adresser nos sincères remerciements mutuels pour les efforts fournis, la coopération, la patience et l'esprit d'équipe dont nous avons fait preuve tout au long de la réalisation de ce mémoire

Nous adressons nos plus sincères remerciements à nos familles ***Yazid*** *&* ***Youcef*** *pour leur amour, leur soutien indéfectible, leurs encouragements constants et les sacrifices qu'elles ont consentis tout au long de notre parcours académique. Leur confiance et leur présence ont été une source de motivation essentielle pour mener à bien ce travail.*

*À toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce mémoire, nous adressons nos remerciements les plus chaleureux et notre profonde reconnaissance***...**

Merci infiniment.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail,

À mon très cher père, source de ma force, de ma confiance et de ma persévérance. Merci pour tous les sacrifices consentis afin de me permettre d'atteindre mes objectifs.

À ma très chère mère, dont l'amour, les prières et le soutien inconditionnel m'ont accompagnée à chaque étape de mon parcours. Que Dieu la protège et la récompense pour tout ce qu'elle a fait pour moi.

À mon cher grand-père, Yazid Mohamed, décédé, qu'ALLAH lui fasse miséricorde. Tu resteras toujours dans mon cœur et dans mes prières.

À mes chers frères, Mohammed et Aziz, pour leur affection, leurs encouragements et leur présence à mes côtés dans les moments les plus importants.

À toute ma famille, pour son soutien, sa confiance et ses encouragements constants.

À mon binôme ma fidèle amie* Nesrine*, avec qui j'ai partagé les efforts, les défis et les moments de réussite tout au long de ce travail.

À mes amis, pour leur soutien moral, leur compréhension et les précieux moments partagés durant ces années d'études.

À tous ceux qui m'ont aidée, de près ou de loin, à réaliser ce mémoire.

Je vous dédie ce travail en témoignage de mon amour, de mon respect et de ma profonde gratitude.

Merci à tous. 🚀

Dédicace

À celles pour qui la soie s'est renouvelée et qui m'ont appris que le succèsne vient que par la patience et la persévérance. À la lumière qui a éclairé mon cheminet à la lampe dont l'éclat ne s'éteint jamais dans mon cœur, à celui qui a sacrifié le plus cheret le plus précieux, et de qui j'ai tiré ma force et ma fierté de moi-même : mon cher père.

À celle sous les pieds de qui réside le paradis, et qui a facilité mes épreuves par ses prières. À la grande personne dont j'ai si longtemps souhaitéque les yeux se réjouissent de me voir au jour de ma moisson : ma chère mère.

À ma côte inébranlable et à ma sécurité, mes frères et sœurs. À celui qui a été mon soutien,

Compagnon dans le bien, de qui je m'abreuve, mais dont le destin a voulu qu'il rejoigne

Son Seigneur, quALLAH lui fasse miséricorde : mon cher frère Nasr Eddine.

À l'élite de mes jours et à leur pureté, au réjouissement de mes yeux : ma chère sœur.

À tous ceux qui m'ont aidé et soutenu sur cette voie : ma fidèle amie mon amie Hadjer.

À tous les amis et compagnons de route, aux alliés dans les difficultéset les crises. À celui qui a partagé avec moi ses sentiments et ses conseilssincères. Je vous dédie cette réussite, le fruit de mon succèsque j'ai si longtemps espéré. Aujourd'hui, j'ai achevé et récoltéses premiers fruits par Sa grâce, qu'Il soit glorifié et élevé.

Louange à ALLAH pour ce qu'Il m'a accordé, et qu'Il fasse de moi une bénédiction où que je sois et là oùnotre fin nous mène vers elle. Même si j'y suis parvenu malgré elle, j'ai fini avec elle.

Louange à ALLAH, en remerciement, en amour et en gratitude éternelle. Et la conclusion et leur dernière invocation.

Liste des Figures

Figure I.1 : Processus d'un éclair négatif, image prise en Florida…….. 2

Figure I.2 : Représentation de formation d'un nuage orageux…… 3

Figure I.3 : La distribution des charges électriques dans la masse d'un nuage associée à larépartition du champ électriques au sol au moment au va éclater la foudre…….. 4

Figure I.4 : Classification des coups de foudre nuage-sol selon *Berger*…….. 5

Figure I.5 : Illustration des différentes phases d'une décharge négative nuage-sol…... 7

Figure I.6 : séquence traceur descendant-arc en retour dans un éclair……... 8

Figure I.7 : Photographie d'un éclair comportant 12 arcs…….. 8

Figure I.8 : Forme moyenne des courants d'arcs en retour premier et subséquent…… 10

Figure I.8(a) premier arc en retour…… 10

Figure I.8(b) arc en retour subséquent……... 10

Figure I.9 : Un déclenchement artificiel de la foudre en Floride……... 13

Figure I.10 : Champ électrique vertical correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 Km à 200 km……... 15

Figure I.11: Densité du flux magnétique correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 km à 200 km…… 16

Figure I.12 : Onde normalisée de décharge électrique de type 8/20 µs……. 18

Figure II.1 : Bilan de l'éolien en 2011……... 24

Figure II.2 : Principaux organes du système de conversion éolien…… 26

Figure II.3 : Les différentes parties d'un système éolien……..... 28

Figure II.4 *:* Intégration d'une éolienne dans le réseau électrique..……. 29

Figure II.5 : Éolienne *à axe horizontal (HAWT) avec orientation face au vent*……..… 32

Figure III.1 : Courant au niveau de la base du canal de foudre correspondant au premier arc en retour (ligne bleu solide) et à l'arc en retour subséquent (ligne rouge en pointillés), déterminé grâce au modèle bi-exponentiel……... 42

Figure III.2 : Courant à la base du canal de foudre selon le modèle *d'Heidler*, premier arc en retour en rouge avec ligne solide et arc en retour subséquent en ligne bleu pointé……... 45

Figure III.3 : Courant à l'origine du canal de foudre calculé en utilisant le modèle hybride……. 47

Figure III.4 : Configuration géométrique de l'arc en retour suivant le modèle de BG…..... 50

Figure III.5 : Propagation du courant de l'arc en retour suivant le modèle de BG…..... 51

Figure III.6 : Diffusion du courant d'arc rétrograde selon le modèle TL……... 52

Figure III.7 : Distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TL…… 52

Figure III.8 : Représentation spatio-temporelle du courant de l'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle (MTLL)…… 54

Figure III.9 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal de foudre selon le modèle (MTLE)……... 55

Figure III.10 : Répartition spatio-temporelle du courant de l'arc de retour suivant le modèle (TCS) le long du canal…… 56

Figure III.11 : Modèle géométrique utilisé pour le calcul du champ électromagnétique……. 58

Figure III.12 : Paramètres géométriques impliqués dans les équations de l'électromagnétisme…….. 59

Figure III.13 : Cellule de base de *Yee* démontrant le calcul en trois dimensions…… 64

Figure III.14 : Arrangement des nœuds électriques et magnétiques dans le plan *xoz*… 65

Liste des Tableaux

Tableau I.1 : Paramètres du courant d'un coup de foudre descendent négatif…… 11

Tableau I.2 : Caractérisation du courant de l'arc en retour……. 14

Tableau II.1: Comparaison des types d'éoliennes selon l'axe de rotation……... 33

Tableau III.1 : Paramètres fondamentaux……... 40

Tableau III.2 : Paramètres définissant la forme d'onde du courant de foudre à la base du canal……. 41

Tableau III.3 : Paramètres du courant à l'origine du canal de foudre selon le modèle des deux fonctions *d'Heidler*…… 44

Tableau III.4 : Paramètres du courant à la base du canal de foudre correspondant au modèle *Hybride*…… 46

Tableau III.5 : Paramètres de *P (z ')* et *v* pour les cinq modèles d'ingénierie…….. 49

Tableau IV.1 : Paramètres du courant au sommet de l'éolienne selon le modèle des deux fonctions d'*Heidler*……... 88

Liste des Symboles

Symboles	Acronymes
I	Courant de crête.
Q	Charge totale.
W/R	Énergie spécifique.
v	Vitesse du front de l'arc en retour.
Z'	La hauteur du point d'observation par rapport au sol.
t	Le temps.
H	La hauteur totale du canalde foudre.
c	La vitesse de la lumière.
i	Le courant de la foudre.
I_{01}	Amplitude de courant i_1.
I_{02}	Amplitude de courant i_2.
α	Inverse du temps de montée de l'impulsion du courant i_1.
β	Inverse de la durée de l'impulsion du courant i_1.
γ	Inverse du temps de montée de l'impulsion du courant i_2.
δ	Inverse de la durée de l'impulsion du courant i_2.
I_{peqk}	Amplitude de crête du courant.
η	Facteur de correction de l'amplitude.
$\tau 1$	Constante de temps déterminant la durée du front de montée.
$\tau 2$	Constante de temps déterminant la durée de la queue de l'onde (décroissance).
n	Facteur de forme (souvent compris entre 2 et 10) qui permet d'ajuster la raideur du courant.
$P(z')$	Facteur d'atténuation d'amplitude de courantd'arc en retour.
v_f	Vitesse de propagation de l'arc en retour vers le haut (ascendant).
u	Fonction de Heaviside égale à l'unité pour t =z'/vet à zéro ailleurs.
v	Vitesse de propagation de l'onde de courant.
λ	Le taux de diminution de l'intensité du courant dans le canal.
μ_g	La perméabilité du sol.
ε_g	La permittivité du sol.

σ_g	La conductivité du sol.
J_0	Il s'agit de la fonction de Bessel du zérotième ordre.
I(z')	*Ceci* est la transformée de Fourier de la distribution du courant à travers le canal *i(z',t)*.
ε_0	est la permittivité diélectrique du vide.
R	la distance du dipôle au point d'observation.
r	La distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation "P".
$\vec{H}$	Champ magnétique.
$\vec{D}$	Densité du champ électrique.
$\vec{B}$	Densité du flux magnétique.
$\vec{E}$	Champ électrique.
J	Densité de courant.
μ	Perméabilité du milieu.
ε	Permittivité du milieu.
d	Épaisseur de la région PML.
x	Un entier positif correspondant au numéro de la couche UPML (0 < x< 0)
L	L'inductance propre.
C	Capacité de longueur de la ligne.
h	Est la hauteur de la ligne étudiée et A_z^i est la composante verticale du potentiel vecteur incident.
V(x,t)	le potential scalaireinduit.
$V_i(x,t)$	Symbolise le potentiel scalaire inducteur du champ incident.
U	La tension totale.
m	Le coefficient utilisé pour déterminer la perméabilité, la permittivité et la conductivité du milieu factice à partir de ceux du milieu initial.
μ_r	la permeability relative.
ε_r	la permittivity relative.
σ	La conductivité du milieu d'origine.
ρ_t ,ρ_g	Sont respectivement les coefficients de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour.

v^*	Vitesse de propagation de l'onde du courant.
$u(t)$	Fonction unit.

Sommaire

Liste des figure …… i

Liste des tableaux…… v

Liste des symboles …….. vi

Introduction générale……. 1

Chapitre I : Description générale du phénomène dit la foudre

I.1 Introduction …… 2

I.2 Phénoménologie……. 2

I.2.1 Mécanisme de formation des nuages orageux…….. 3

I.2.2 Electrisation du nuage……... 3

I.2.3 Catégories des coups de foudre……. 4

I.2.4 Développement d'une décharge négative descendante……. 6

I.2.5 Energie de la foudre…….. 9

I.2.6 Observations expérimentales liées à la décharge de foudre…….. 9

I.7 Déclenchement artificiel de la foudre …… 13

I.8 Description du champ électromagnétique rayonnée par la foudre……..... 14

I.9 Surtensions induites sur les réseaux MT et BT…….. 16

I.10 Onde de foudre……. 17

I.11 Paramètres électriques liées à la foudre…… 18

I.12 Effets de la foudre …… 19

I.12.1 Effets électromagnétiques……. 19

I.12.2 Effets thermiques……... 19

I.12.3 Effets électriques …….. 20

I.12.4 Effets acoustiques …… 20

I.12.5 Effets sur les structures……. 20

I.12.6 Effets sur l'homme et l'être vivants ……. 21

I.12.7 Effets électrochimiques……. 21

I.13 Effets de la foudre sur les lignes aériennes…….. 21

I.13.1 Classification des surtensions…… 21

I.14 Conclusion…… 22

Chapitre 2 : Généralités sur les éoliennes

II.1 Introduction…….. 23
II.2 Historique des éoliennes…… 23
II.2.1 Premières éoliennes électriques…….. 23
II.3 Définition et caractéristiques générales……. 24
II.4 Principe de fonctionnement……... 25
II.4.1 Captation de l'énergie du vent…… 25
II.4.2 Transmission mécanique et multiplicateur de vitesse……. 25
II.4.3 Conversion de l'énergie mécanique en électricité……... 26
II.4.4 Gestion de l'intermittence du vent…….. 27
II.4.5 Schéma synthétique du fonctionnement…….. 27
II.5 Relation entre les éoliennes et l'électricité…… 28
II.5.1 Injection dans le réseau électrique…….. 28
II.5.2 Gestion de l'intermittence et production variable……... 29
II.5.3 Impact sur le réseau et qualité de l'électricité……. 30
II.6 Électricité pour l'autoconsommation et les zones isolées……. 30
II.6.1 Synthèse…….. 30
II.7 Types d'éoliennes…….. 30
II.7.1 Selon l'axe de rotation…… 31
II.7.2Remarques sur le choix du type d'éolienne…… 33
II.8 Avantages et inconvénients des éoliennes…… 34
II.8.1 Avantages…….. 34
II.8.2 Inconvénients……. 35
II.9 Impact économique et environnemental……... 35
II.9.1 Impact économique…… 36
II.9.2 Impact environmental……. 36
II.10 Conclusion……... 36

Chapitre 3 : Modélisation des différentes grandeurs relatives à la foudre

III.1 Introduction……. 38
III.2 Caractérisation Physique et Paramètres Fondamentaux…….. 38
III.2.1 Amplitude du Courant de Crête (I_{peak})……... 38
III.2.2 Charge du Courant (Q)…… 39
III.2.3 Énergie Spécifique (W/R)……..... …… 39

III.2.4 Raideur du Front (di/dt)……. 39
III.3 Modélisation du courant à la base du canal de foudre…… 40
III.3.1 Fonction bi-exponentielle…… 40
III.3.2 Fonction de Heidler……. 42
III.3.3 Avantages de la Modélisation de Heidler…… 45
III.3.4 Modèle hybride *(Heidler- bi-exponentiel)*……...….. 46
III.4 Modèles de l'Arc de Foudre …… 47
III.4.1 Modèles "Gas-Dynamic" (Physique des Plasmas)…….. 47
III.4.2 Modèles Électromagnétiques (Full-wave)……... 48
III.4.3 Modèles RLC ……. 48
III.4.4 Modèles ingénieurs ……. 48
III.4.4.1 Généralisation des modèles d'Ingénieurs……. 49
III.5 Modèles dits « d'Ingénieurs »……. 49
III.6 Modélisation du champ électromagnétique produit par un coup de foudre……. 57
III.6.1 Modèle Géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique.. 57
III.7 Expression générale du rayonnement électromagnétique produit par la foudre….. 58
III.7.1 Champ électromagnétique au-dessus du sol…… 58
III.7.2 Cas d'un sol parfaitement conducteur…….. 60
III.7.3 Considération de la conductivité limitée du sol……... 61
III.8 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)…… 62
III.9 Résolution des équations de Maxwell……. 64
III.10 Condition de stabilité de l'algorithme FDTD…… 69
III.11 Conditions aux limites……... 70
III.11.1 Conditions limites parfaitement électriquement conductrices (PEC)….. 70
III.11.2 Conditions aux limites absorbantes…….. 70
III.12 Conclusion 73

Chapitre VI : Couplage d'une ligne aérienne avec les perturbations EM générées par l'interaction d'un coup de foudre avec une éolienne

IV.1 Introduction…….. 75
IV.2 État de l'art concernant la modélisation et le calcul des tensions provoquées par un éclair sur un réseau électrique……. 75
IV.3 Modèles de couplage élaborés grâce à la théorie de transmission……..... 77
IV.4 Approche reposant sur la méthode FDTD…… 82

IV.5 Couplage d'une ligne aérienne avec les perturbations EM généré par l'interaction d'un coup de foudre et une éolienne…… 84

IV.5.1 Méthodologie…… 84

IV.5.2 Extension des modèles d'ingénieurs pour prendre en compte les objets élevés ……...…… 86

IV.5.3 Résultats et discussion……. 88

IV.6 Conclusion…… 96

Conclusion général……. 98

Bibliographie…….. 101

Introduction générale

Introduction générale

Dans nos jours l'utilisation croissante de l'énergie éolienne pour produire l'énergie électrique impose de placer de plus en plus les tours éoliennes dans fermes la ou le vent et plus fort. Malgré que l'énergie éolienne est l'une des principales sources d'énergie propre et durable, mais elle marque un problème majeur relié a sont haute altitude qui la fait exposée aux coups de foudre. Ce dernier est un phénomène naturel imprévisible et potentiellement destructeur. De plus, ce phénomène est caractérisé par ces effets néfastes indirects lorsqu'il tombe sur une tour éolienne. Cela est traduit par le couplage entre le champ électromagnétique généré par l'interaction entre un coup de foudre et une éolienne avec les systèmes électriques, électroniques et de télécommunication. Parmi ces systèmes, les réseaux électriques aériens sont les plus affectés par ce couplage, car ils sont dispatchés partout et surtout au voisinage des éoliennes pour transporter l'énergie électrique produite.

L'optimisation de la protection contre les effets indésirables de la foudre indirecte sur les lignes aériennes fait appel aux études expérimentales et aux calculs basés sur des modèles mathématiques. Pour atteindre ce but il faut quantifier le courant de la foudre, le champ électromagnétique généré, et les surtensions induites sur les lignes aériennes.

Dans ce modeste travail de mémoire nous nous intéressons à l'étude du phénomène de couplage entre une ligne aérienne monofilaire et le champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour éolienne en se basant sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel en trois dimensions 3D-FDTD.

Ce travail est subdivisé en quatre chapitres. Le chapitre I présente une description générale du phénomène naturel dit la foudre. Dans le second chapitre on s'intéressera à quelques aspects théoriques liés aux éoliennes. La présentation des différents modèles mathématiques décrivant le phénomène de la foudre seront présenté dans le troisième chapitre. Alors que le quatrième chapitre est consacré à la simulation du courant de la foudre, les composantes du champ électromagnétique et les surtensions induites par le couplage entre se champ avec une ligne aérienne monofilaire. Les résultats sont obtenus à l'aide de l'implémentation de la méthode 3D-FDTD associée au modèle de *Baba et Rakov* et la fonction d'*Hiedler*.

Le mémoire s'achève par les conclusions issues des remarques enregistrées lors de l'étude théorique et des résultats numériques et en donnant les perspectives liées à notre sujet.

Chapitre I

Description générale du Phénomène de la foudre

I.1 Introduction

La foudre perturbe souvent l'alimentation électrique. L'étude de ce phénomène démontre que ce phénomène est très dangereux, surtout pour les lignes de transport d'énergie électrique. Les changements rapides et importants du champ électrique se produisent pendant la phase de l'arc en retour de la foudre. Divers modèles, plus ou moins complexes, ont été créés par les chercheurs pour évaluer le rayonnement électromagnétique de cet arc.

Dans ce chapitre propose d'abord une description générale de la phénoménologie de la décharge de foudre, en particulier la phase désignée comme l'arc en retour, associée à une décharge nuage-sol négative. Nous exposons ensuite les observations expérimentales pertinentes concernant les éclairs naturels et aux éclairs artificiellement provoqués. De même que les caractéristiques et les données expérimentales liées au courant à la base du canal de la foudre, la vitesse de l'arc de retour et le champ électromagnétique émis.

I.2 Phénoménologie

La décharge électrique est un phénomène naturel dont la physique très complexe n'est pas encore complètement comprise à ce jour. Cette section présente certains aspects de la physique de la foudre, en particulier ceux qui sont pertinents pour les travaux réalisés dans le cadre de ce mémoire. Il convient ici de rappeler certaines notions de base de la terminologie de la foudre [1].

Figure I.1: Processus d'un éclair négatif, image prise en Florida[2].

I.2.1Mécanisme de formation des nuages orageux

La foudre est définie comme une décharge électrique liée à un courant transitoire de très grande amplitude. Le phénomène le plus courant de la foudre est la division des charges électriques au sein des nuages d'orage connus sous le nom de « cumulo-nimbus ». [3]

L'air qui nous entoure renferme de l'eau sous forme de vapeur. Le volume de cette vapeur dépend de la température. Quand une masse d'air chaud, saturée de vapeur d'eau, se refroidit, la vapeur va commencer à se condenser autour de petites particules de poussière. Par conséquent, un agrégat de gouttelettes d'eau ou de cristaux de glace va se constituer et demeurer en suspension dans l'atmosphère, ce qui engendre la formation d'un nuage dans le ciel (Figure I-1) [4].

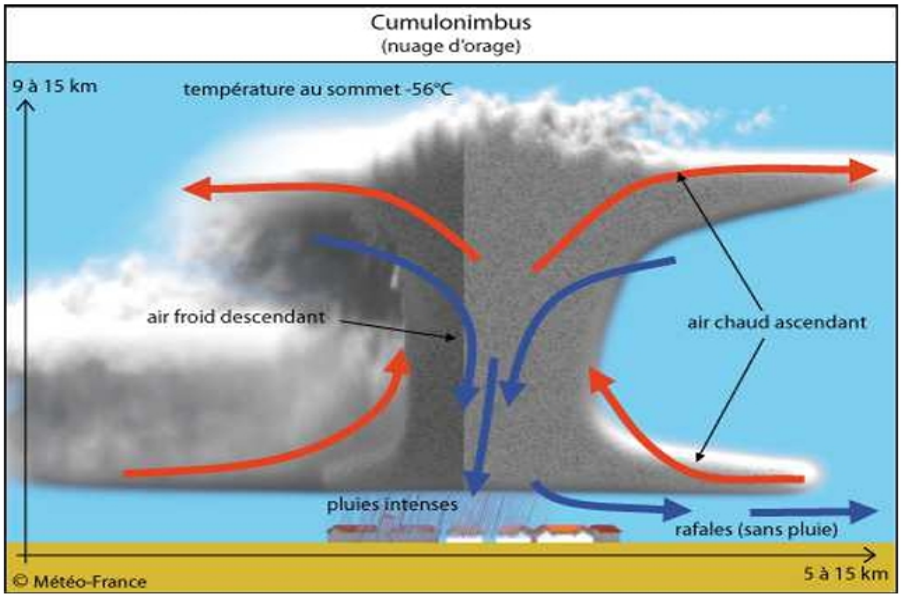


Figure I.2 : Représentation de formation d'un nuage orageux [5].

I.2.2 Electrisation du nuage

L'électrisation de ces nuages est le produit d'un processus complexe. La diffusion des charges dans un nuage d'orage est présentée dans la figure ci-dessous. La partie supérieure, qui est composée de glace porte une charge positive (zone P), alors que larégion inférieure constituée de gouttelettes d'eau est chargée négativement (zone N).

Un regroupement de charges positives (zone p) est confiné au sein de cette accumulation de charges négatives. À l'approche d'un nuage orageux, le champ électrique atmosphérique au niveau du sol qui lorsqu'il fait beau, la tendance de l'ordre d'une centaine de volts par mètre commence à s'inverser. Puis, ce champ augmente de manière significative. Lorsque cela atteint entre 10 et 20 kV/m, une décharge au sol se produit [6].

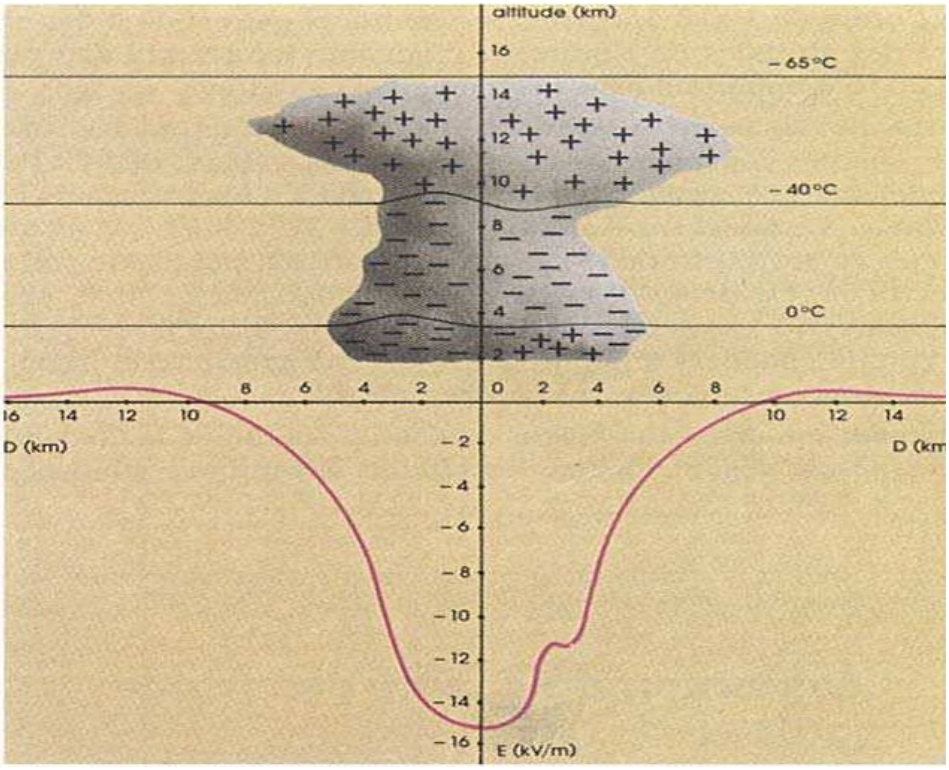


Figure I.3 : La distribution des charges électriques dans la masse d'un nuage associée à la répartition du champ électriques au sol au moment au va éclater la foudre [7].

I.2.3 Catégories des coups de foudre

Alors que plus de la moitié des décharges de foudre se produisent au sein et entre les nuages, la majorité des recherches approfondies ont principalement porté sur les décharges qui frappent le sol. Cela est principalement dû à des facteurs pratiques (l'origine des blessures et des décès, les incendies de forêt, ainsi que les perturbations des systèmes de télécommunication et de transport), mais aussi parce qu'il est relativement plus aisé de mesurer les propriétés optiques et électriques des décharges qui atteignent le sol [8].

Berger et al.[9]ont classé les décharges de foudre nuage-sol en quatre catégories distinctes. Ces catégories sont définies, d'une part, en fonction de la direction, ascendante ou

descendante, du traceur initiateur (communément désigné par le terme anglais « leader ») de la décharge et d'autre part, selon le signe de la charge électrique qu'il transporte, à savoir positive ou négative.

La figure I.4 présente les quatre types de décharges nuage-sol. Dans les zones tempérées, plus de 90% des éclairs nuage-sol sont classés dans la catégorie (a). Ces sortes de décharges, connues sous le nom de décharges négatives, peuvent donc être vues comme la forme la plus commune des décharges nuage-sol.

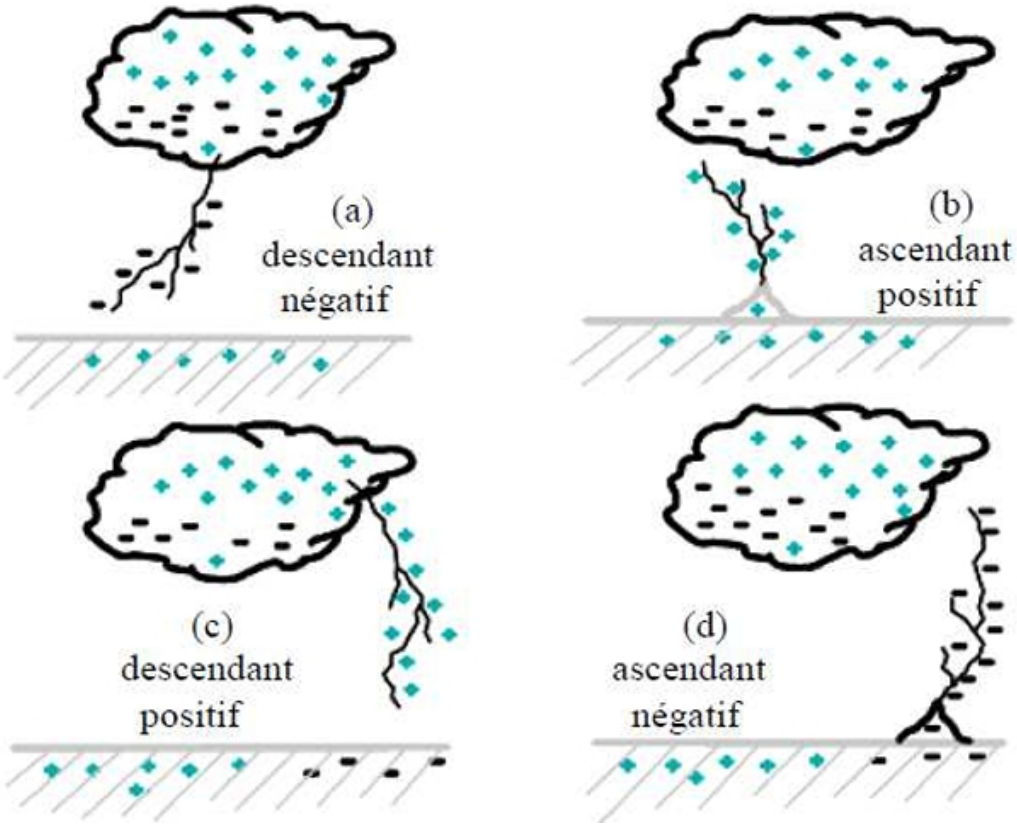


Figure I.4 : Classification des coups de foudre nuage-sol selon *Berger* [9].

Un traceur descendant chargé négativement déclenche ce type de décharge. Les éclairs de catégorie (c) sont également initiés par un traceur descendant, mais qui est chargé positivement (on parle alors de décharge positive). Moins de 10% des décharges nuage-sol sont regroupées dans cette catégorie. En fin de compte, les décharges correspondant aux catégories(b)et (d), qui sont déclenchées par des traceurs montants, sont relativement peu

fréquentes et se manifestent généralement au sommet des montagnes ou sur de longues structures [8].

I.2.4Développement d'une décharge négative descendante

L'explication des mécanismes qui génèrent la distribution caractéristique des charges dans un nuage d'orage (procédé d'électrisation du nuage), précédant l'apparition d'une décharge de foudre, reste une difficulté pour les chercheurs.

Une décharge préliminaire se produisant à l'intérieur du nuage, sans doute entre les zones chargées négativement et celles chargées positivement situées en bas du nuage. Cette décharge amorce la création d'un canal chargé négativement en direction du sol, quiest appelé traceur pas à pas. L'évolution de ce canal se fait à travers une série de « bonds » (ou « pas ») lumineux successifs, chaque bond possédant une portée de quelques dizaines de mètres et une durée approximative d'1µs ; deux bonds successifs sont séparés par une interruption d'environ 50 µs. Le traceur délivre une quantité de charges négatives approximativement 10 Coulomb vers le sol à une vitesse moyenne de 2.10^5 m/s[10][11].

Chaque mouvement du traceur génère une impulsion de courant d'une amplitude supérieure à1 kA, ces dispositifs sont reliés à des impulsions de champs électriques et magnétiques d'une durée approximative d'un 1 microseconde et possèdent des temps de montée ne dépassant pas 0.1µs.

A l'approche du sol, le traceur, dont le potentiel par rapport au sol est d'environ -10 MV, engendre une amplification du champ électrique et déclenche une ou plusieurs décharges montantes : on nomme cette étape le processus d'attachement.Le raccordement entre l'une des décharges ascendantes et le traceur par pas se fait à quelques dizaines de mètres au-dessus du sol. Le premier arc de retour se dirige vers le nuage et neutralise le canal chargé par le traceur à une vitesse qui diminue en fonction de la hauteur, approximativement à 1/3 de la vitesse de la lumière. Ce retour d'arc génère un courant au sol avec une valeur de pic typique de 30 kA et un temps de montée qui se compte en quelques microsecondes. La durée de la pulsation du courant (à la mi-hauteur) est d'environ 50 microsecondes. Au cours de ce processus, la température du canal grimpe rapidement pour atteindre des valeurs atteignant les 30'000 °K. Cela génère un canal à haute pression qui produit une onde de choc désignée sous le nom de « tonnerre »[10] [11].

Suite à la phase de retour d'arc, l'éclair peut s'évanouir. Toutefois, si une charge résiduelle demeure au sommet du canal, un traceur obscur se propage à travers le canal précédemment dessiné à une vitesse approximative de 3.10^6m/s, apportant une charge approximativement équivalente à 1 Coulomb liée à un courant de 1 kA. L'arc en retour secondaire est finalement déclenché par le traceur obscur. Les courants d'arcs en retour qui suivent et mesurés à la base du canal tendent généralement à avoir une montée plus rapide que le premier arc en retour, et peuvent atteindre des amplitudes près de 20 kA [10][11].

Ces courants sont accompagnés d'un champ électromagnétique (qui se diffuse dans l'atmosphère par rayonnement) capable de se coupler avec toute structure conductrice présente sur son parcours. Finalement, il est possible qu'il y ait de nouvelles séquences de traceur-arc qui se produisent, fournissant parfois jusqu'à 15 arcs en retour. Le dernier arc de retour produit généralement un courant intense d'environ 100 A qui évacue la charge résiduelle de la cellule orageuse [10][11][12].

La figure I.5 illustre les différentes phases d'une décharge nuage-sol et la figure I.6 présente la séquence traceur-arc en retour.

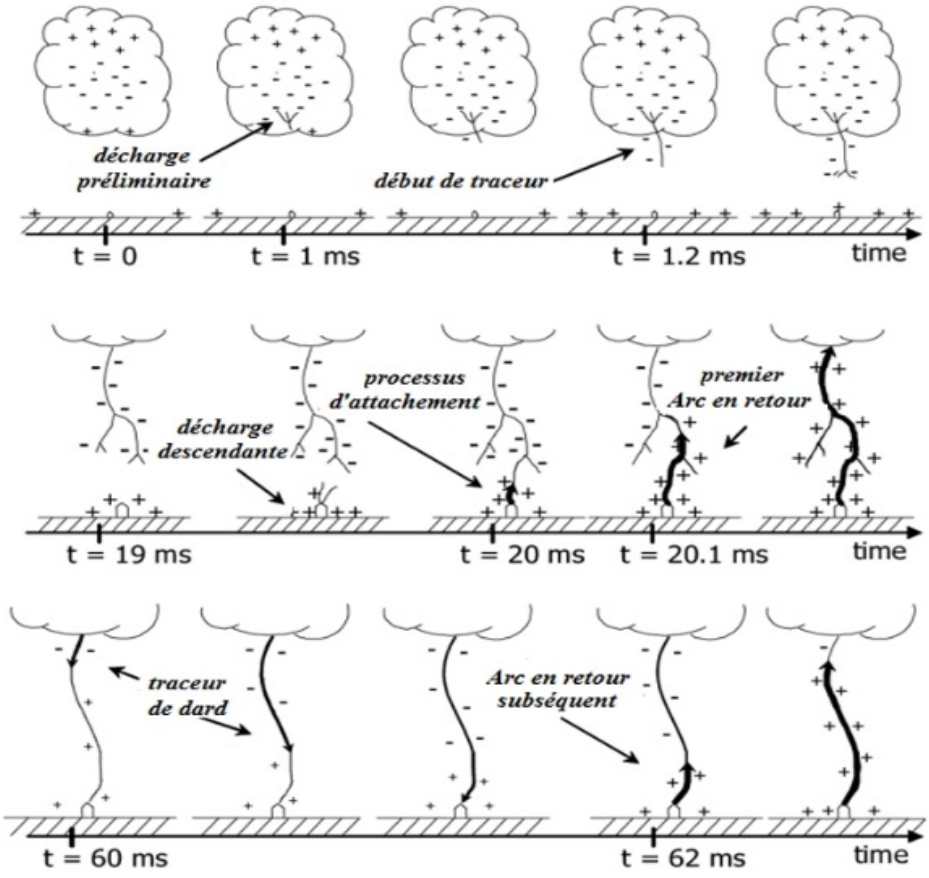


Figure I.5 : Illustration des différentes phases d'une décharge négative nuage-sol [3].

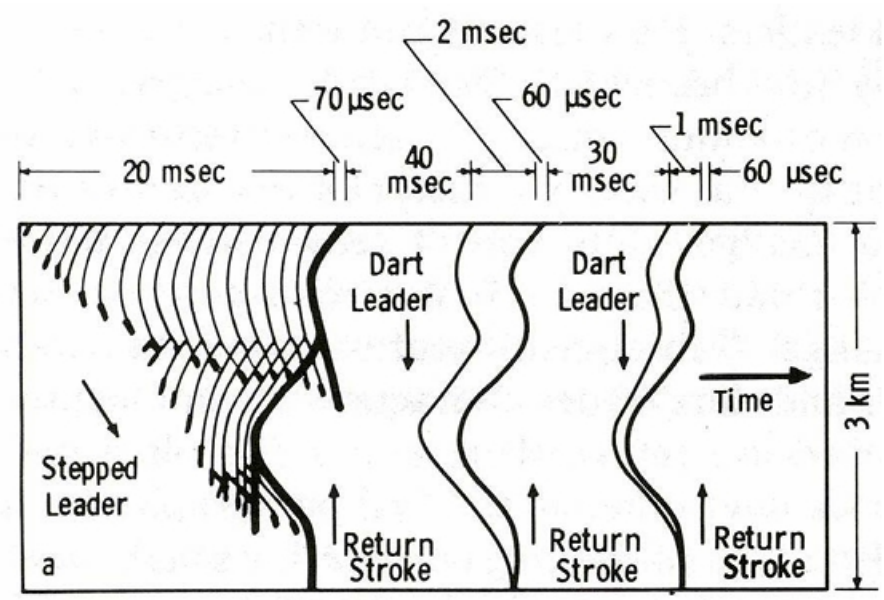


Figure I.6 : Séquence traceur descendant-arc en retour dans un éclair [3].

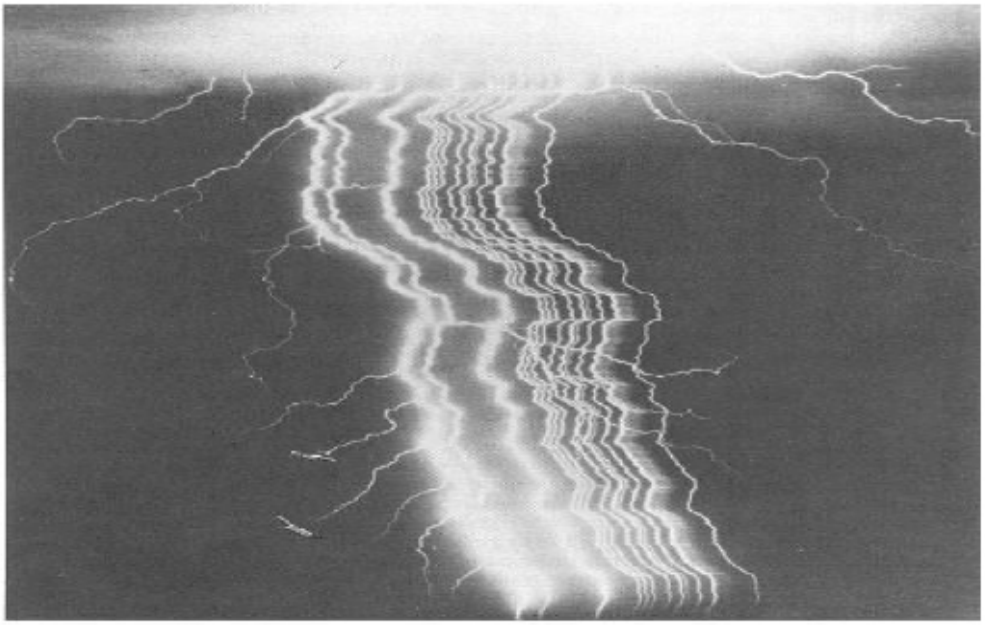


Figure I.7 : Photographie d'un éclair comportant 12 arcs[3].

La figure I.7 démontre une photographie d'une éclaire comportant 12 arcs en retour successifs.

L'ultime phase de retour est fréquemment la source d'un courant intense d'environ 100 A qui évacue la charge résiduelle de la cellule orageuse. Cette décharge nuage-sol se distingue par une trajectoire ininterrompue et significative sans ramifications, avec une vitesse de déplacement de 1 à 1.2 × 10^8 m/s, une amplitude approximative de 20 A et un temps de montée d'environ 0.5 μs [12].

I.2.5 Energie de la foudre

Est-ce que avantageux de capturer l'énergie de la foudre ? C'est une interrogation fréquemment soulevée. Il est en effet possible de penser que l'énergie électrique produite par les orages est considérable. En fait, bien que la foudre ait une puissance instantanée considérable (de l'ordre de 10^6 à 10^7 MW), sa puissance moyenne est plutôt modeste. Il est évident si l'on prend en compte l'énergie libérée chaque année par tous les éclairs frappant les payés d'Europe. En tenant compte d'une différence de potentiel entre le nuage et le sol de 100 MV et d'une charge moyenne par éclair de 20 C, on obtient une puissance continue inférieure à 100 MW, soit moins d'un dixième de la capacité d'une centrale nucléaire moderne[13].

En outre, on peut envisager les défis techniques à surmonter pour capturer une énergie aussi diffuse et imprévisible que celle de la foudre.

I.2.6Observations expérimentales liées à la décharge de foudre

A/ Courant de l'arc en retour

Depuis les années 1950, de nombreuses expéditions expérimentales ont été menées pour définir le courant de foudre. L'équipe du Professeur *Berger*, qui a fait fonctionner une station expérimentale au Mont San Salvatore près de Lugano durant les années 1950-1970, fournit la description la plus détaillée du phénomène de l'arc en retour [14][15]. L'évaluation du courant a été réalisée au sommet de deux tours hautes de 55 m, localisées au pic du Mont San Salvatore.

Le résumé de tous les résultats obtenus concernant les caractéristiques du courant de foudre est présenté dans La figure I.8 représente les formes moyennes des courants standards associés aux arcs de retour premier et subséquent d'une décharge négative. Le tableau I.1 présente la distribution statistique des paramètres majeurs du courant. En Italie, des campagnes de mesures similaires ont été réalisées [9].

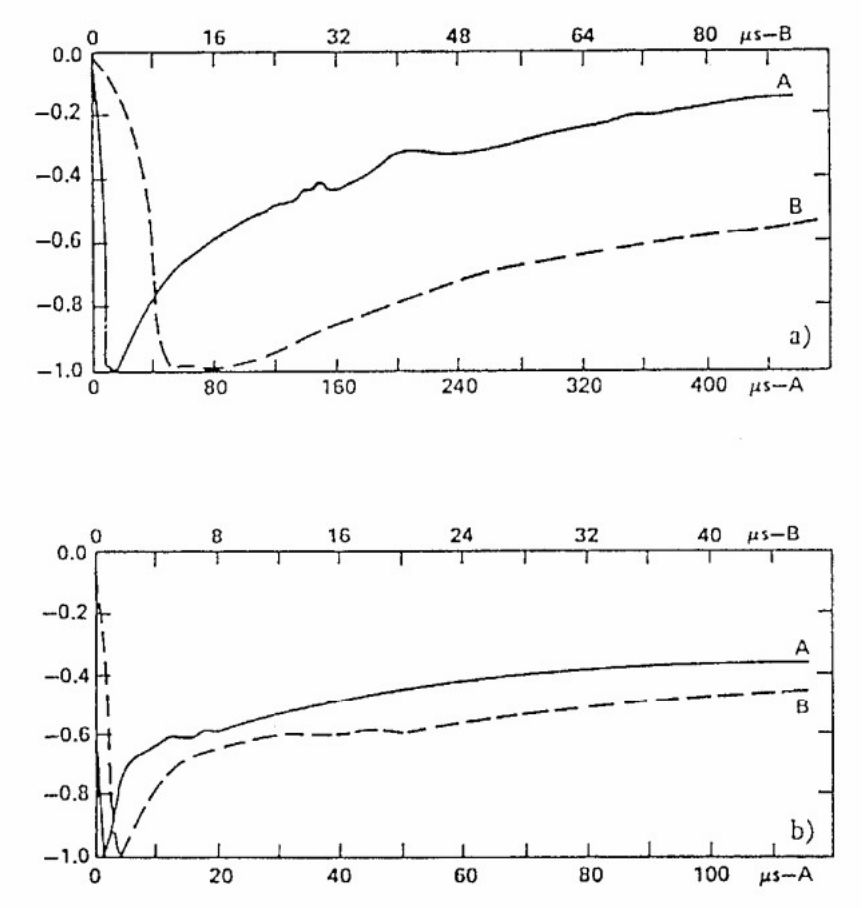


Figure I.8 : Forme moyenne des courants d'arcs en retour premier et subséquent **(a)** premier arc en retour, **(b)** arc en retour subséquent [9].

L'équipe du Professeur *Garbagnati* On a également enregistré un courant de foudre au sommet d'une tour télévisée de 40 mètres qui se trouve dans des zones montagneuses. Les campagnes produisent des résultats comparables à ceux obtenus par *Berger et al* [15].

Eriksson [16] effectue d'autres évaluations du courant de foudre sur une tour de 60 mètres située dans une zone plutôt plate. Bien que ces résultats soient généralement comparables à ceux de la Suisse et de l'Italie, on a noté des temps d'ascension plus rapides [16].

Il est essentiel de préciser que l'intensité du premier arc en retour mesurée sur une tour peut différer de celle associée à des impacts de foudre sur le sol ou sur des structures de dimensions réduites. Cette divergence est principalement due à la présence d'un leader de décharge montante (upward-connecting leader) [17].

Paramètres	Unité	Nombre d'événement	Pourcentage de cas dépassant la valeur indiquée		
			95%	50%	5%
Courant de crête Premier arc en retour Arc en retour subséquent négatif	 kA kA	 101 135	 14 4.6	 30 12	 80 30
Charge totale Premier arc en retour Arc en retour subséquent négatif	 C C	 93 122	 1.1 0.2	 5.2 1.4	 24 11
Temps de monté (2kA-crête) Premier arc en retour Arc en retour subséquent négatif	 µsec µsec	 89 118	 1.8 0.22	 5.5 1.1	 18 4.5
di / dt maximal Premier arc en retour Arc en retour subséquent négatif	 kA/ µsec kA/ µsec	 92 122	 5.5 12	 12 40	 32 120
Durée de l'impulsion 2 kA-mi-amplitude) Premier arc en retour Arc en retour subséquent négatif	 µsec µsec	 90 115	 30 6.5	 75 32	 200 140
Interval de temps Entre deux décharges négatives	msec	133	7	33	150

Tableau I.1 : Paramètres du courant d'un coup de foudre descendent négatif [9].

Sur la base du tableau I.1, les observations suivantes peuvent être formulées concernant les décharges de foudre descendantes négatives :

- Les amplitudes du courant du premier arc en retour sont supérieures à celles des arcs en retour subséquents.
- La valeur maximale de la variation temporelle du courant dans le cas d'un arc en retour subséquent est supérieure à celle du premier arc en retour.

- Le temps de montée du courant de l'arc en retour subséquent est plus rapide que celui d'un courant du premier arc en retour
- La durée de l'impulsion du courant de l'arc en retour subséquent est inférieure à celle du premier arc en retour.

Pour finir, d'autres actions impliquant des tours instrumentées de dimensions réduites peuvent être signalées. Cela inclut les mesures réalisées par *Narita et al.*[18] en 2000 au Japon, *Diendorfer et al*. [18-19] en 2000 et 2002 en Autriche, et finalement des relevés effectués par *Torres* et ses collaborateurs en 1999 [20][21] ont mené des travaux en Colombie.

B/ Vitesse de l'arc en retour

Les données de recherche les plus actuelles ont été publiées par *Idone et Orville* [22] ainsi que par *Idone et al.* [23] en 1982 et 1984 respectivement. Ils présentent dans [22] des valeurs pour 17 arcs de retour premiers et 46 arcs de retour subséquents.

La vitesse moyenne observée s'établit à 0.96 10^8 m/s pour les premiers arcs de retour et à 1.210^8 m/s pour les arcs de retour suivants. Il a également été démontré [22] que la rapidité de l'arc en retour, aussi bien pour les premiers que pour les suivants, diminue avec la hauteur, cette diminution étant plus prononcée pour les premiers arcs en retour.

La valeur de la vitesse de retour de l'arc pourrait être associée à celle de l'intensité du courant. Effectivement, ces deux paramètres sont interdépendants et dépendent de la répartition de la charge par unité de longueur du canal et du potentiel électrique qui en découle [8]. Plusieurs relations sont proposées pour illustrer la dépendance entre ces deux variables, notamment celle de *Rusk* [23] qui est fondée sur le lien empirique de *Toepler* et celle suggérée par *Wagner* [24] qui s'appuie sur des aspects énergétiques. Toutefois, les valeurs de vitesse dérivées de ces relations ne concordent relativement avec les mesures qu'à partir du premier arc en retour.

Après cela, en 2007, *Rakov* [26] a déclaré que :

- La vitesse de l'arc de retour est inférieure à celle de la lumière, à cause que le canal d'arc de retour est observé comme une ligne de transmission avec des pertes et non- linéaire.
- L'impédance caractéristique augmente avec la hauteur, ce qui provoque une dispersion de forme de l'onde réfléchie même en l'absence de pertes.

- Il n'est pas possible de limiter la charge électrique à l'intérieur de la colonne du canal qui transporte le courant de retour de l'arc, elle est plutôt éjectée vers l'extérieur dans le canal par une décharge électrique radiale générant une couronne.
- La résistance par unité de longueur avant le front de l'arc de retour est assez élevée (ce qui entraîne une atténuation et une dispersion supplémentaires). Cependant, elle est deux fois moins (ou plus) en retard par rapport au front.

I.7Déclenchement artificiel de la foudre

La méthode de déclenchement artificiel de la foudre permet une meilleure compréhension de la phénoménologie d'une foudre naturelle [18]. En effet, elle offre la possibilité de mesurer le courant à l'origine du canal de foudre ainsi que le champ électromagnétique qui lui est lié.

La fonction de guide est de substituer le processus d'attachement en créant un raccourci par lequel se produit la circulation du courant d'arc inversé. La détermination exacte du lieu où la foudre a frappé permet d'effectuer des mesures du courant d'arcs en retour et du champ électromagnétique émis. La figure I.9 illustre une opération de déclenchement artificiel de la foudre effectuée dans le centre de recherches spatiales de Kennedy en Floride, USA.

Figure I.9 : Un déclenchement artificiel de la foudre en Floride [27].

L'endroit	*L'année*	*Nombre D'évènement*	*Valeur moyenne dupic du courant (kA)*	*Valeur moyenne du pic de la dérivée du courant (kA/µs)*
Floride	1985-1991	305/134	12.1	91.4
France	1986 1990-1991	54/47	9.8	36.8

Tableau I.2 : Caractérisation du courant de l'arc en retour[28].

Les valeurs inscrites dans le tableau I.2 proviennent d'une recherche expérimentale réalisée en 1999 par *Rakov* [28]. Cette recherche synthétise les spécificités du courant d'arc en retour, incluant le pic de courant et sa dérivée, basées sur deux campagnes expérimentales, l'une réalisée en France et l'autre en Floride - USA.

I.8 Description du champ électromagnétique rayonnée par la foudre

Les graphiques 10 et 11 illustrent les ondes typiques des champs électriques et magnétiques pour le premier arc de retour (en ligne continue), et les arcs subséquents (en ligne discontinu), en lien avec la distance au point d'impact.

Pour toute distance (de 1 km à 200 km), le champ électromagnétique affiche un premier sommet dont l'intensité est sensiblement inversement proportionnelle à la distance. À des distances plutôt proches, le champ magnétique affiche une bosse (« hump ») à environ 30 µs, tandis que le champ électrique connaît une montée en rampe suite à son pic initial. Les ondes électriques et magnétiques à distance (au-delà d'environ 50 km) ont fondamentalement la même forme d'onde, tout en exhibant une inversion de polarité.

Weidman et Krider [29][30] ont récemment étudié les fluctuations du champ électrique vertical et de sa dérivée temporelle à l'échelle de la microseconde et sub-microseconde. Ces chercheurs ont démontré que les premiers arcs en retour génèrent un champ électrique vertical avec un front se levant de 2 à 8 microsecondes jusqu'à environ la moitié de l'amplitude, suivi d'une montée rapide jusqu'à la valeur maximale sur une période approximative de 90 nanosecondes.

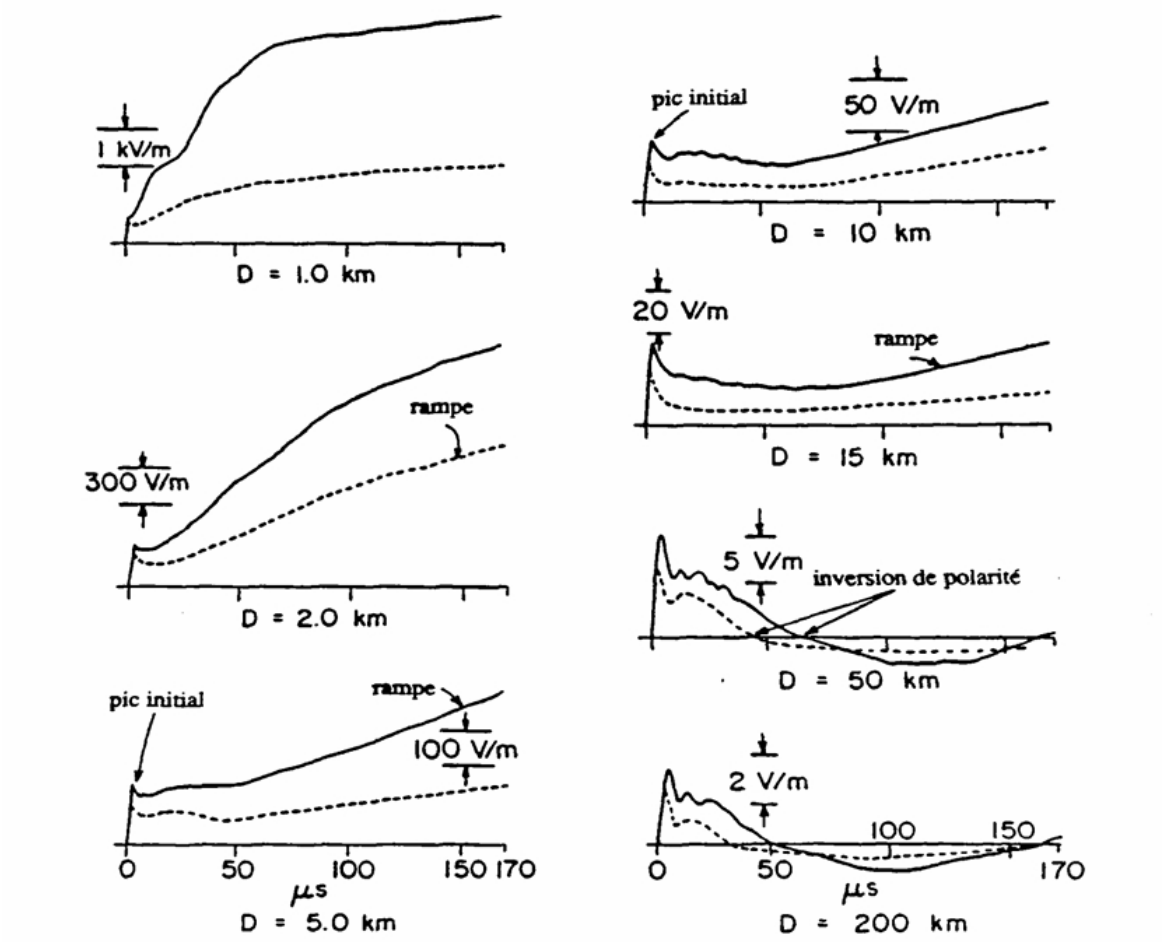


Figure I.10 : Champ électrique vertical correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 Km à 200 km [32].

Les arcs de retour ultérieurs, quant à eux, montrent également des transitions très rapides accompagnées d'un front qui ne dure que de 0,5 à 1 μs, pendant lequel l'intensité du champ atteint approximativement 20 % de sa valeur maximale.

En outre, les données publiées dans [29][31] indiquent la présence de pics subsidiaires régulièrement espacés après le pic principal du champ électrique.

Une décharge orageuse verticale génère non seulement des composantes azimutales du champ magnétique et verticale du champ électrique, mais également une composante horizontale du champ électrique, dont l'existence est partiellement attribuée à la conductivité limitée du sol. Bien que cette composante ait généralement une amplitude nettement inférieure à la composante verticale, elle joue un rôle crucial dans le processus de couplage avec des lignes aériennes.

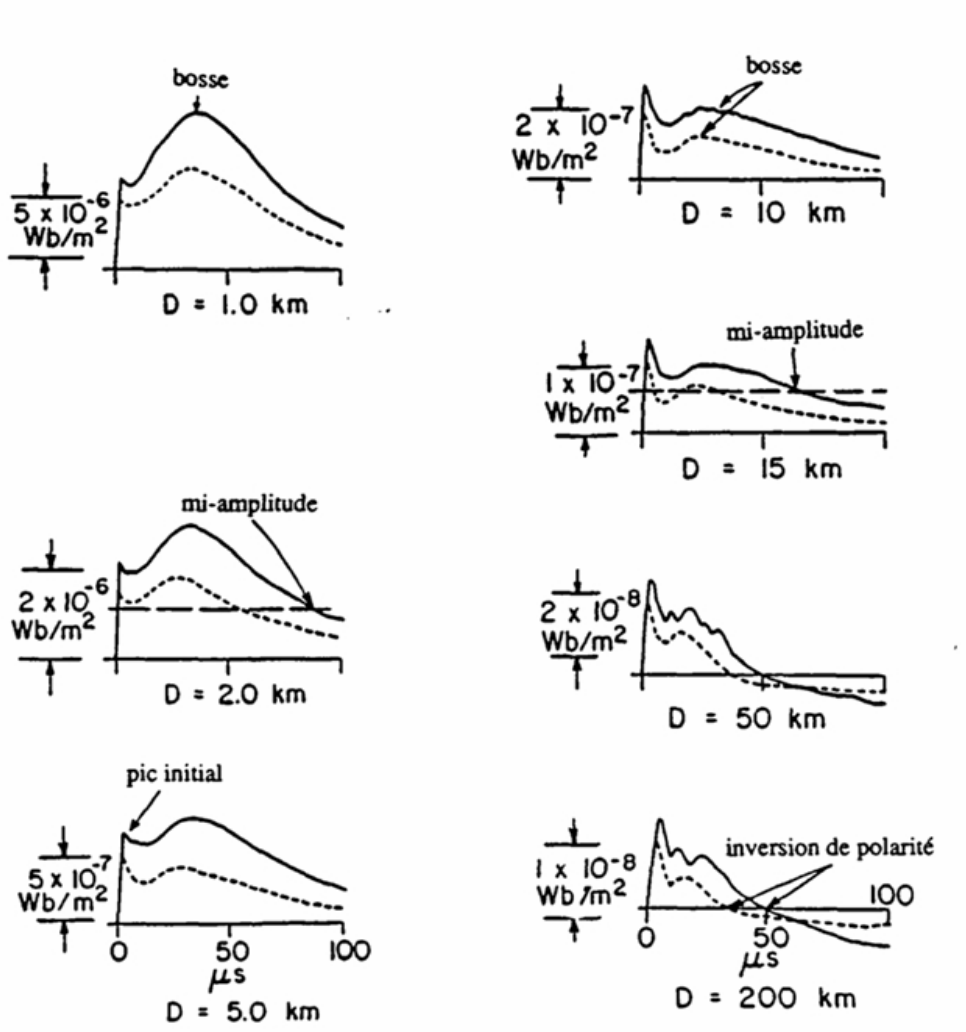


Figure I.11: Densité du flux magnétique correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 km à 200 km [32].

I.9 Surtensions induites sur les réseaux MT et BT

- **Réseaux moyenne tension (MT) :**Les surtensions induites sur les lignes MT présentent généralement une polarité positive (contraire à celle du courant de foudre négatif) et une amplitude de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de kilovolts selon la distance au point d'impact. Elles sont quasi identiques sur tous les conducteurs de la ligne, et peuvent provoquer des claquages d'isolateurs et des interruptions d'alimentation [33].

- **Réseaux basse tension (BT) :**La présence de conducteurs neutres multi atterrés modifie le mécanisme d'induction. La tension maximale induite est localisée au milieu de la boucle comprise entre deux prises de terre consécutives (espacement typique de 50 à 500 m) et décroît vers les extrémités de la boucle. Ces surtensions, bien que d'amplitude modérée pour l'isolation de la ligne elle-même, peuvent être destructrices pour les appareils domestiques dont le niveau d'isolement est de quelques kilovolts seulement. Un phénomène de résonance peut en outre se manifester, lié aux oscillations haute fréquence dont la période est le double du temps de transit dans la boucle [33].

I.10 Onde de foudre

L'onde de foudre a un spectre beaucoup plus large (fréquences très hautes) que l'onde de manœuvre. Un coup de foudre implique plusieurs décharges (en moyenne 4), et chaque décharge est précédée par des milliers de précurseurs. Outraceurs, générant des milliers de surtensions, chaque surtension pouvant être décomposée en série de *Fourier* pour produire le spectre. La configuration du réseau engendre des effets encore plus imprévisibles sur ces milliers d'ondes produites par la foudre. En milieu de recherche, on se limite à reproduire la foudre par le biais d'ondes bi-exponentielles**.** Toutefois, cette approche ne reflète pas fidèlement le spectre observé sur un emplacement spécifique, qui est le fruit d'une multitude de couplages [34].

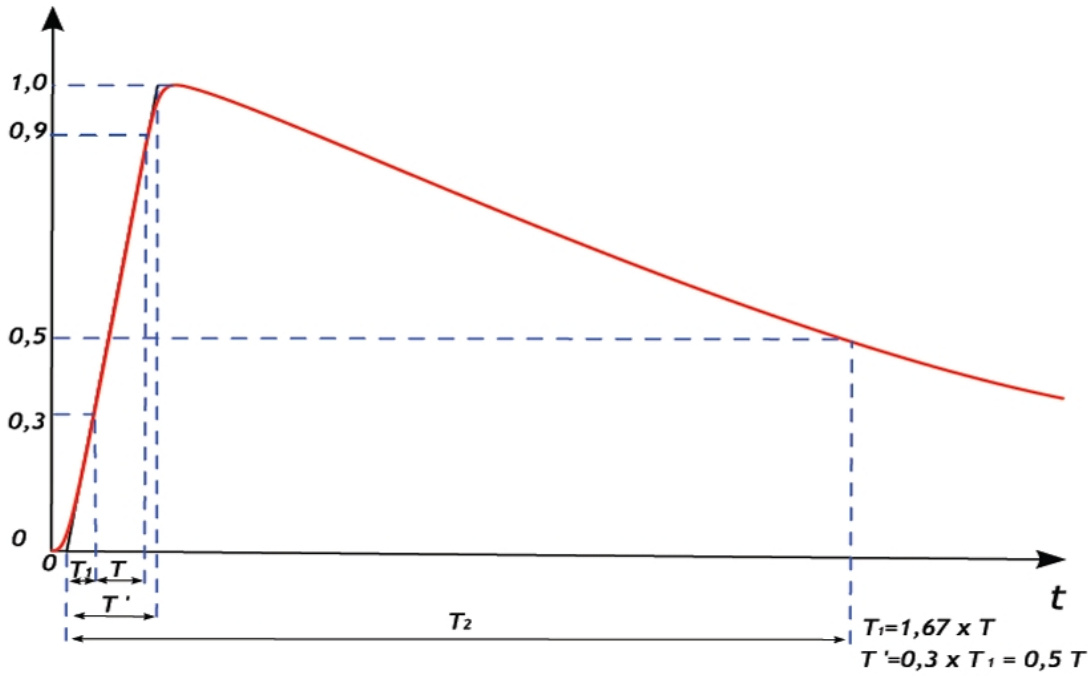


Figure I.12 : Onde normalisée de décharge électrique de type 8/20 µs [34].

La figure I.12 présente l'onde normalisée de la foudre.

I.11 Paramètres électriques liées à la foudre

En général, un éclair se compose de plusieurs décharges partielles qui circulent à travers le même canal ionisé de l'arc de retour de ce dernier étant à l'origine de la plupart des dommages causés par la foudre. Les caractéristiques principales de la foudre sont habituellement les suivantes [35] :

- Temps de montée.
- Temps de décroissance.
- Raideur de l'impulsion.
- L'énergie spécifique.
- La charge totale.
- La durée de l'éclair.
- Valeur de crête du courant.
- Le nombre de l'arc en retour.
- L'onde de choc acoustique (tonnerre).

I.12 Effets de la foudre

La foudre est un courant électrique à haute fréquence qui produit des effets identiques à ceux de tout autre flux d'électricité traversant un conducteur électrique, entre autres. Cette partie prend en compte les principaux effets, qu'ils soient directs ou indirects [35].

I.12.1 Effets électromagnétiques

Les impacts électromagnétiques se traduisent par divers mécanismes de couplage sur une structure : le couplage résistif (conduction, résistance de blindage des câbles, ...), le couplage par champ magnétique (induction à travers l'installation, inductances de liaison, ...), et le couplage capacitif via le champ électrique (antenne à tiges isolées du sol...). Les mises à la terre, les liaisons d'équipotentialité, les protections et l'orientation des conducteurs métalliques [36].

Quand un éclair se produit près d'une ligne, l'arc de retour génère un champ électromagnétique puissant qui peut induire des surtensions. Les surtensions induites par les coups de foudre indirects constituent un risque plus élevé, car ce processus de génération de surtensions est considérablement plus courant que celui découlant des impacts directs.

Les surtensions et surintensités atmosphériques ont un impact plus important sur les réseaux aériens. Une caractéristique distinctive des éclairs est leur polarité : ils ont généralement une charge négative (nuage chargé négativement et sol chargé positivement). Environ 10% ont une polarité inverse, mais ce sont ceux qui sont les plus violents. Il convient de mentionner que le délai de montée des chocs électriques, conforme aux normes, est fixé à 1,2 ms pour la tension et 8 ms pour le courant [35].

I.12.2 Effets thermiques

La fusion des parties métalliques est causée par la décharge atmosphérique. Des coups de chaleur peuvent enflammer du bois sec et entraîner des feux. On observe une détonation spectaculaire d'arbre, de mats de mauvaise conductivité, de poutres et de murs là où l'humidité s'accumule (haute densité de courant). Dans des sols de mauvaise conductivité (silice), une vitrification se produit lors du passage du courant, ce qui entraîne la formation de fulgurites.

Dans le cas où l'on considère que la chute de tension anodique U à la racine de l'arc demeure stable durant le temps de décharge sur des surfaces métalliques planes, l'énergie locale dissipée est donnée par $W = Q\ U$. Par exemple, un coup standard (avec Q=30 C, U=20 V, W=600 J) provoque la fusion d'environ 60 mm³ d'acier, correspondant à une pénétration de

0.15 à 0.25 mm dans ce métal (0.1 à 0.6 mm pour le cuivre ou l'aluminium) sur un diamètre de 25 mm, en supposant qu'aucune chaleur ne soit perdue dans la masse du métal. Un coup extraordinaire
(Q = 300 C) perce des aciers d'une épaisseur de 2 à 3mm.

Les décharges prolongées peuvent aisément provoquer un embrasement. Il est important de se méfier des mauvais contacts. L'évaporation de l'eau présente dans le bois ou les maçonneries (notamment au niveau des fissures, des jointures, des cavités, de la sève des arbres, etc.) provoque une explosion. On doit prévoir des conducteurs de section adéquate sans qu'elle soit pour autant excessive (le courant de foudre haute fréquence se propage par effet de peau) [36].

I.12.3 Effets électriques

Sur le parcours complexe et varié de la foudre lorsqu'elle s'écoule dans le sol, des différences de potentiel significatives sur de courtes distances sont générées, provoquant des décharges localiséesqui endommagent les conducteurs présents dans le sol.Ces tensions posent un risque sérieux pour les organismes vivant à la surface (tension de pas) [36].

I.12.4 Effets acoustiques

Le tonnerre est une onde de choc puissante qui produit des pressions considérables à proximité (des centaines d'atmosphères dans le plasma du canal de foudre) susceptibles de causer des bris de vitres à quelques mètres du lieu de frappe. Dans les régions tempérées à forte densité de population, la portée des tonnerres dépasse rarement 10 km, tandis qu'elle peut atteindre 30 à 40 km dans les régions tropicales naturelles [36].

I.12.5 Effets sur les structures

Les éclairs peuvent causer tous les dommages suivants [35] :

- ✓ Des feux de forêt et des chutes d'arbres entraînent des accidents.
- ✓ Détonations de liquides ou de gaz combustibles.
- ✓ Préjudices sur les réseaux d'électricité et de télécommunication.
- ✓ Malheureusement, les sites industriels tels que les installations portuaires et les raffineries de pétrole sont touchés.
- ✓ Dommage pour les sites agricoles : élevage, aquaculture.

I.12.6 Effets sur l'homme et l'être vivants

Les effets sur l'homme et l'être vivant peuvent être divisés en deux catégories :

-Ceux qui sont directement liés à la foudre et d'ordre thermique, électrique, auditif, visuel, etc., fortement spécifiques à la foudre.

- Cela concerne les effets secondaires d'un coup de foudre, tels que des brûlures dues à un incendie, des courants électriques à fréquence industrielle défectueuse, etc. [35]

I.12.7Effets électrochimiques

Ces impacts sont en général insignifiants sur les équipements au sol, les volumes de matière susceptibles de se décomposer par électrolyse demeurant minimes, même avec des volumes de charge transférés substantiels. Il est néanmoins indispensable de continuer à surveiller les mises à la terre (risque de corrosion...) [37].

I.13Effets de la foudre sur les lignes aériennes

I.13.1 Classification des surtensions

- **Surtensions directes**

Un coup de foudre frappant un conducteur de phase, le neutre ou le support d'une ligne injecte des ondes de courant se propageant dans les deux directions. La surtension résultante est approximativement égale à la moitié du courant de foudre multipliée par l'impédance caractéristique de la ligne. Pour les réseaux à haute tension (HT et THT), ces surtensions peuvent dépasser 2. Pour les réseaux à moyenne tension (MT), les niveaux d'isolement sont plus faibles et la probabilité de claquage plus élevée [33].

- **Surtensions induites**

Elles résultent du couplage électromagnétique entre le champ rayonné par un coup de foudre indirect (tombant au voisinage de la ligne) et les conducteurs de la ligne. Bien que généralement d'amplitude moindre que les surtensions directes, elles constituent la principale cause de perturbation sur les réseaux à moyenne et basse tension (MT et BT), où elles peuvent provoquer des coupures d'alimentation, des destructions de matériel et des phénomènes de résonance [33].

I.14 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord exposé une introduction générale à la phénoménologie de la foudre. Nous avons discuté du processus de sa formation et des différentes classifications des frappes de foudre existantes. Ensuite, nous avons présenté les observations expérimentales relatives au courant de foudre et au champ électromagnétique qui l'accompagne. Enfin, nous avons mentionné les conséquences de la foudre.

Ce chapitre sur la foudre révèle que ce phénomène représente un risque majeur pour les êtres humains, ainsi que pour les infrastructures et les systèmes électriques, puisque la foudre peut frapper directement l'individu ou indirectement par le biais des rayons électromagnétiques.

Chapitre II

Généralités sur les éoliennes

Chapitre III

Modélisation des différentes grandeurs relatives à la foudre

III.1Introduction

La foudre est l'un des phénomènes naturels les plus puissants et les plus complexes à appréhender. En tant que décharge électrique impulsionnelle de grande amplitude, elle représente une menace majeure pour les infrastructures critiques, les réseaux de transport d'énergie et les systèmes électroniques sensibles. La maîtrise du risque foudre ne peut donc reposer sur de simples observations empiriques ; elle nécessite une compréhension des mécanismes physiques en jeu à travers une modélisation mathématique et numérique rigoureuse.

Ce chapitre se propose d'explorer les différentes approches de modélisation des grandeurs de la foudre. Nous débuterons par la caractérisation statistique et physique des paramètres fondamentaux, avant d'analyser les fonctions analytiques de la représentation mathématiques des différentes grandeurs physiques liées à ce phénomène. Enfin, nous aborderons les modèles de retour de décharge (modèles de ligne de transmission).

III.2Caractérisation Physique et Paramètres Fondamentaux

La norme IEC 62305-1 (NF EN 62305-1) établit une distinction cruciale entre les paramètres du courant de foudre en fonction de leur impact thermique ou mécanique sur les structures. Ces grandeurs sont classées selon quatre Niveaux de Protection contre la Foudre [46].

III.2.1Amplitude du Courant de Crête (I_{peak})

L'amplitude maximale du courant est le paramètre le plus intéressant. Elle détermine la valeur des surtensions inductives et la montée en potentiel des prises de terre.

- **Données de référence :** Pour le niveau de protection, la norme retient une valeur de crête de 200 kA pour le premier coup positif.
- **Citation :***"La valeur de crête du courant de foudre est le paramètre prédominant pour le calcul des tensions de contact et de pas, ainsi que pour le dimensionnement des parafoudres* [46] .

III.2.2 Charge du Courant (Q)

La charge totale (exprimée en Coulombs,C) est l'intégrale du courant par rapport au temps :

$$Q = \int i.dt \qquad \text{III-1}$$

Impact : Elle est responsable des dommages par fusion au point d'impact (perforation de tôles, soudure de contacts).

- **Valeurs types :** L'IEC définit une charge de 100 C pour le premier coup et de 200 C pour la charge totale d'un flash (incluant les décharges persistantes).[46]

III.2.3 Énergie Spécifique (W/R)

Aussi appelée "intégrale d'action", elle s'exprime en Joules par Ohm *(J/Ω)* ou*(A^2s)*. Elle représente l'énergie thermique dissipée par le courant de foudre dans une résistance de 1Ω [46].

- **Formule:**

$$\frac{W}{R} = \int i^2.dt \qquad \text{III-2}$$

- **Conséquence :** C'est ce paramètre qui détermine l'échauffement des conducteurs de descente et le risque d'incendie.
- **Donnée IEC :** l'énergie spécifique est fixée à 10 MJ/Ω

III.2.4 Raideur du Front (di/dt)

La pente de montée du courant définit la rapidité avec laquelle le courant atteint son maximum.

- **Risque :** Une raideur élevée induit des tensions électromagnétiques très fortes dans les boucles de câblage à proximité (phénomène de couplage inductif).
- **Référence :** La norme stipule une raideur de 200 kA/µs.

Synthèse des données :

Paramètres	Symbole	Unité	Valeur	Effet principal
Courant de crête	I	kA	200	Surtensions de terre
Charge totale	Q	C	200	Fusion des métaux
Énergiespécifique	W/R	MJ/Ω	10	Échauffement thermique
Raideurmaximale	di/dt	kA/µs	200	Couplage par induction

Tableau III.1 : Paramètres fondamentaux [46].

III.3 Modélisation du courant à la base du canal de foudre

Dans la littérature, diverses expressions analytiques sont employées pour modéliser le profil du courant à la base du canal de foudre. Étant donné qu'il fait partie des manifestations du champ électromagnétique rayonné, il est impératif de le représenter de manière réaliste afin d'acquérir des résultats similaires aux observations expérimentales.Ces fonctions permettent de définir l'évolution temporelle du courant de la foudre.[47]

III.3.1Fonction bi-exponentielle

La seule propriété quantifiable au niveau de la base du canal de foudre est le courant, qui constitue un élément clé dans la modélisation spatio-temporelle du courant de l'arc de retour le long du canal foudroyé.[48]

Dans les écrits, diverses fonctions ont été suggérées pour modéliser le courant à la base du canal de foudre. On mentionne notamment le modèle dit bi-exponentielle (double exponentielle), qui est le plus répandu, ainsi que les modèles de l'arc de retour initial et de l'arc de retour suivant, qui sont décrits par les équations ci-dessous :

Premier arc en retour :

$$i(0,t) = I_{01}(e^{-\alpha t} - e^{\beta t}) \quad \text{III-3}$$

Arc en retour subséquent :

$$i(0,t) = I_{02}\,(e^{\gamma t} - e^{\delta t}) \quad \text{III-4}$$

I_{01} : amplitude de courant i_1.

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

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

I_{02} : amplitude de courant i_2.

γ: Inverse du temps de montée de l'impulsion du courant i_2.

δ : Inverse de la durée de l'impulsion du courant i_2.

Une formule composée de l'addition de deux fonctions bi-exponentielles a été utilisée pour l'arc en retour suivant, comme indiqué dans [49] :

$$i(0,t) = I_{01}\left(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}\right) + I_{02}\,(e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad \text{III-5}$$

	I_{01}(KA)	α(S^{-1})	β(S^{-1})	I_{02}(KA)	γ(S^{-1})	δ(S^{-1})
Premier arc en retour	37,7	$9{,}2.\ 10^3$	4.10^5	-	-	-
Arc en retour subséquent	14,3	$18.\ 10^4$	3.10^6	10	10^4	$9{,}4.10^4$

Tableau III.2 : Paramètres définissant la forme d'onde du courant de foudre à la base du canal [50].

Les paramètres de ces deux fonctions sont consignés dans le tableau III.2. Ces paramètres sont associés au temps de montée, à l'amplitude du pic et à la durée de l'impulsion du courant.

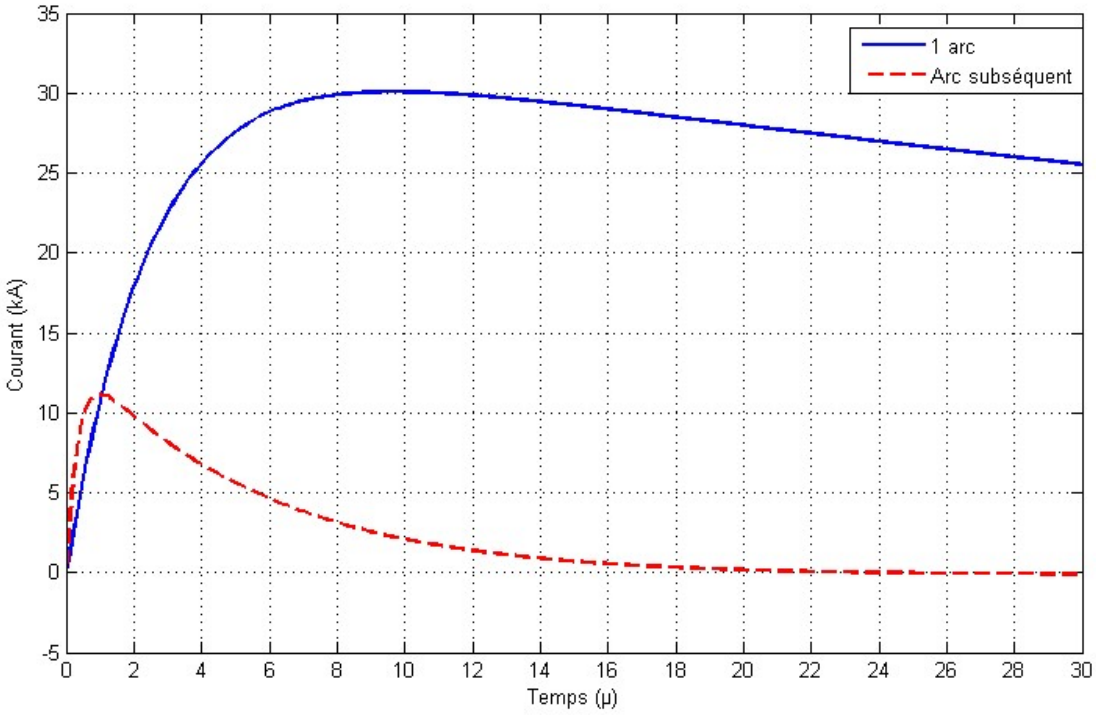


Figure III.1 : Courant au niveau de la base du canal de foudre correspondant au premier arc en retour (ligne bleu solide) et à l'arc en retour subséquent (ligne rouge en pointillés), déterminé grâce au modèle bi-exponentiel.

Effectivement, ces paramètres ont été fixés dans le but de répliquer au mieux les courbes expérimentales moyennes, comme le montre *Berger* et *al*[51].

On observe une différence nette entre les deux cas : **le premier arc** génère un courant plus important et plus durable, tandis que **l'arc subséquent** est plus faible et disparaît rapidement. Cela peut s'expliquer par une perte d'énergie du système ou par une modification du milieu après le premier arc, rendant la formation d'un nouvel arc moins favorable.

Le **modèle bi-exponentiel** permet de reproduire efficacement la forme impulsionnelle du courant : une phase de montée rapide suivie d'une décroissance progressive. Les résultats montrent que le premier arc est plus intense et plus durable, tandis que l'arc subséquent présente une amplitude plus faible et une extinction plus rapide, mais avec un temps de monté plus rapide que celui du premier arc retour.

III.3.2 Fonction de *Heidler*

Dans le cadre de la modélisation du courant à la source du canal de foudre, *Heidler* a proposé une nouvelle formule analytique en 1985 [52]. Cette formulation a conduit à des résultats similaires à ceux obtenus par des mesures expérimentales.

- **Expression mathématique :**

$$i(t) = \frac{I_{peqk}}{\eta} \cdot \frac{(t/\tau 1)^n}{1+(t/\tau 1)^n} \cdot e^{-t/\tau 2} \quad \text{III-6}$$

$$\eta = \exp\left[-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)\left(n\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{\frac{1}{n}}\right] \quad \text{III-7}$$

Composantes de la formule :

- I_{peqk} : Amplitude de crête du courant.
- η : Facteur de correction de l'amplitude.
- $\tau 1$: Constante de temps déterminant la durée du front de montée.
- $\tau 2$: Constante de temps déterminant la durée de la queue de l'onde (décroissance).
- n: Facteur de forme (souvent compris entre 2 et 10) qui permet d'ajuster la raideur du courant.

Dans certains cas, on adopte l'emploi d'une combinaison de deux fonctions *d'Heidler* en raison de la spécificité inhérente à cette modélisation qui reflète la forme typique du courant de foudre enregistré au niveau de la base du canal.[52]

Ce modèle illustre efficacement le premier pic de courant d'arc en retour qui suit, tel qu'observé dans les formes d'onde enregistrées. L'équation ci-après décrit la forme de ce courant :

$$I(0,t) = i_1(t) + i_2(t) \quad \text{III.8}$$

Ou ;

$$i_1(t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta}\right) \frac{\left(\frac{\tau}{\tau_{11}}\right)^{n_1}}{1+\left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}} \; exp - \left(\frac{I_{02}}{\tau_{21}}\right) \quad \text{III.9}$$

$$i_2(t) = \left(\frac{I_{02}}{\eta}\right) \frac{\left(\frac{\tau}{\tau_{21}}\right)^{n_2}}{1+\left(\frac{t}{\tau_{21}}\right)^{n_2}} \; exp - \left(\frac{t}{\tau_{22}}\right) \quad \text{III.10}$$

$$\eta_1 = exp\left[-\left(\frac{\tau_{11}}{\tau_{21}}\right)\left(n_1\frac{\tau_{21}}{\tau_{11}}\right)^{\frac{1}{n_1}}\right] \quad \text{III.11}$$

$$\eta_2 = exp\left[-\left(\frac{\tau_{21}}{\tau_{22}}\right)\left(n_2\frac{\tau_{22}}{\tau_{21}}\right)^{\frac{1}{n_2}}\right] \quad \text{III.12}$$

Selon ce modèle, l'expression du courant à la base du canal de foudre se formule comme suit :

$$i(0,t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta}\right)\frac{\left(\frac{\tau}{\tau_{11}}\right)^{n_1}}{1+\left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}}\ exp-\left(\frac{I_{02}}{\tau_{21}}\right) + \left(\frac{I_{02}}{\eta}\right)\frac{\left(\frac{\tau}{\tau_{21}}\right)^{n_2}}{1+\left(\frac{t}{\tau_{21}}\right)^{n_2}}\ exp-\left(\frac{t}{\tau_{22}}\right) \quad \text{III.13}$$

Avec :

I_{01} : Amplitude du courant i_1.

τ_{11} : le temps de montée de i_1.

τ_{12} : la durée de l'impulsion i_1.

n : est un paramètre ayant une valeur comprise entre 2 à 10.

η_1 : le facteur de correction de l'amplitude de I_{01}.

On attribue les mêmes définitions aux variables de l'équation (III-10) respectivement. La figure (III-2) représente le courant obtenu en appliquant l'équation (III-13), qui utilise les paramètres de la fonction *d'Heidler* [52] relatifs au premier arc de retour et à un arc de retour typique subséquent.

Toutefois, le modèle à deux fonctions *d'Heidler* semble mieux représenter la forme du courant de foudre typique enregistré à la base du canal de foudre par *Berger* et *al* [51]. Les valeurs des divers paramètres employés dans ce calcul sont enregistrées dans le tableau III-3 [52].

	$I_{01}(KA)$	$\tau_{11}(\mu s)$	$\tau_{21}(\mu s)$	n_1	$I_{02}(KA)$	$\tau_{12}(\mu s)$	$\tau_{22}(\mu s)$	n_2
Premier arc en retour	28	1.8	95	2	-	-	-	2
Arc en retour subséquent	10.5	0.25	2.1	2	6.5	2.5	230	2

Tableau III.3 : Paramètres du courant à l'origine du canal de foudre selon le modèle des deux fonctions *d'Heidler* [53].

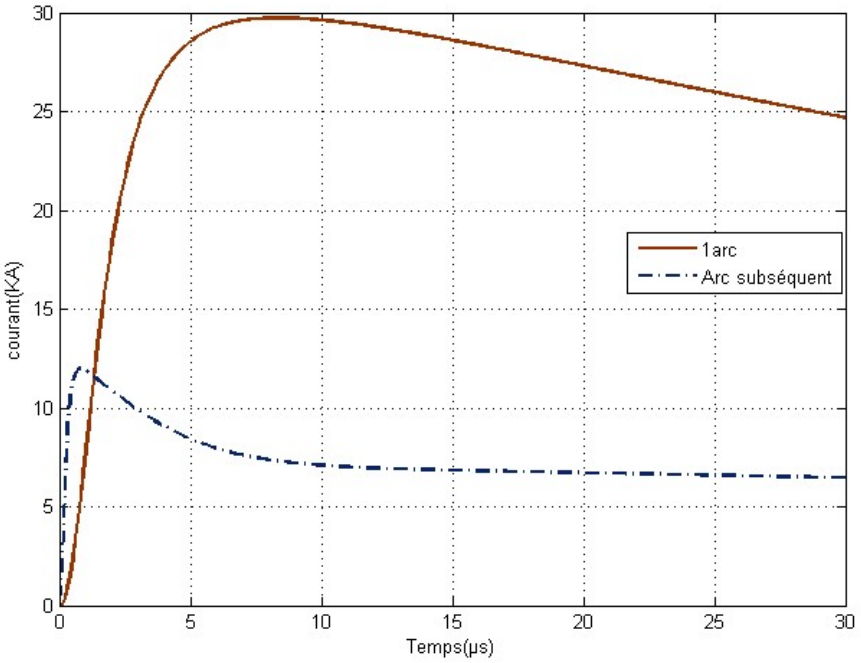


Figure III.2 : Courant à la base du canal de foudre selon le modèle *d'Heidler*, premier arc en retour en rouge avec ligne solide et arc en retour subséquent en ligne bleupointé.

Le **modèle de *Heidler*** permet de représenter avec précision la montée rapide et la décroissance des courants impulsionnels. Les résultats montrent que **le premier arc** reste le plus énergétique, tandis que **l'arc subséquent** possède une amplitude plus faible mais une persistance plus marquée qu'avec le modèle bi-exponentiel. Cela met en évidence la capacité du modèle de *Heidler* à mieux reproduire certains phénomènes physiques réels des décharges électriques.

On observe également que l'arc subséquent présente une montée plus rapide mais une intensité nettement inférieure à celle du premier arc. Ces résultats confirment que le premier arc domine en termes d'énergie libérée, tandis que l'arc subséquent correspond à une décharge secondaire moins intense mais plus rapide.

III.3.3Avantages de la Modélisation de *Heidler*

L'utilisation de cette fonction est privilégiée pour plusieurs raisons citées dans la littérature technique (notamment par *F. Rachidi* et *C.A. Nucci*) [54] :

1. **Continuité parfaite :** La pente à l'origine (t=0) est nulle, ce qui est conforme à la réalité physique.
2. **Flexibilité :** Elle permet de régler la raideur maximale (di/dt_{max}) indépendamment de la valeur de crête, ce qui est essentiel pour étudier les phénomènes d'induction électromagnétique.
3. **Reproductibilité :** Elle permet de générer les ondes standards 10/350µs (foudre directe) et 8/20µs (foudre indirecte) avec une grande précision.

III.3.4 Modèle hybride *(Heidler- bi-exponentiel)*

$$i(0,t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta}\right)\left[\left(\frac{\frac{t}{\tau_1}}{1+\frac{t}{\tau_1}}\right) exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right)\right] + I_{02}\left(exp\left(-\frac{t}{\tau_3}\right) - exp\left(\frac{t}{\tau_4}\right)\right) \qquad \text{III-14}$$

L'équation (III-14) est constituée de deux parties : la première illustre la fonction *d'Heidler* et la seconde, la fonction bi-exponentielle. Cette équation reflète le modèle du courant du canal de foudre dit hybride suggérer en 1990 par *Nucci*et ses collaborateurs [55].

I_{01}(KA)	τ_1(µs)	τ_2(µs)	n	I_{02}(KA)	τ_3(µs)	τ_4(µs)
9.9	0.072	5	2	7.5	100	6

Tableau III.4 : Paramètres du courant à la base du canal de foudre correspondant au modèle Hybride [55].

Les valeurs indiquées dans le tableau (III-4) ont été recueillies par le biais des tests expérimentaux effectués par *Leteinturier* et *al* [56].

L'application de ces paramètres au modèle spécifié par l'équation (III-14) permet d'obtenir un courant au pied du canal de foudre (Figure III-3) avec un pic initial de 11 kA.

On observe que l'arc subséquent présente une intensité modérée, suivie d'une décroissance progressive et durable. Ce comportement met en évidence la persistance du canal ionisé après l'impulsion initiale, ce qui rend le modèle hybride particulièrement adapté à la simulation des décharges secondaires.

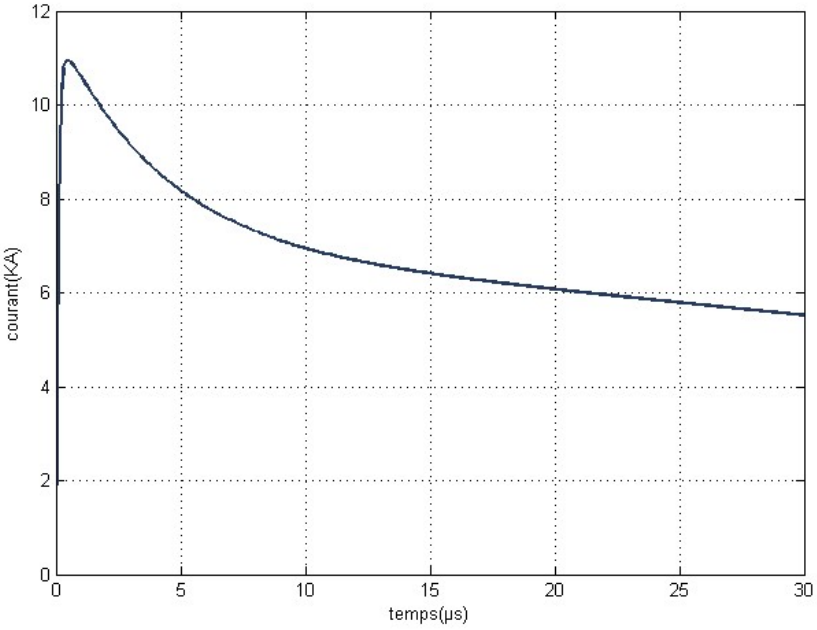


Figure III-3: Courant à l'origine du canal de foudre calculé en utilisant le modèle hybride.

Le **modèle hybride** permet ainsi de représenter à la fois la montée rapide initiale et la décroissance amortie plus réaliste du courant.

III.4 Modèles de l'Arc de Foudre

Au cours des dernières années, divers modèles de l'arc en retour, présentant divers niveaux de complexité, ont été élaborés pour réaliser l'évaluation de son rayonnement électromagnétique.

Le processus de l'arc en retour est la phase la plus lumineuse et la plus énergétique du flash. Pour calculer les champs électromagnétiques à distance, il ne suffit pas de connaître le courant au sol ; il faut modéliser la distribution du courant i (z, t) le long du canal vertical de hauteur z. [56]

III.4.1 Modèles "Gas-Dynamic" (Physique des Plasmas)

Ces modèles se concentrent sur la physique interne du canal. Ils considèrent le canal de foudre comme un cylindre de plasma en expansion [46].

- **Principe :** Ils utilisent les équations de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, couplées aux équations de la thermodynamique.

- **Objectif :** Déterminer la température (pouvant atteindre 30 000 K), la pression et la densité électronique du canal.

III.4.2 Modèles Électromagnétiques (Full-wave)

Dans ce modèle, le canal de la foudre set assimilé à un fil conducteur mince avec pertes, chargé à l'instant pris pour origine formant, ainsi une antenne. Ce modèle nécessite la résolution numérique des équations de Maxwell pour trouver la distribution du courant dans le canal en utilisant la méthode des moments ou la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD[46].

- **Outils :** Ils nécessitent souvent l'utilisation de méthodes numériques lourdes comme la **Méthode des Moments (MoM)** ou la **FDTD** (Finite-Difference Time-Domain).
- **Application :** Ils sont essentiels pour modéliser l'interaction de la foudre avec des structures complexes comme des pylônes de télécommunication ou des éoliennes.

III.4.3 Modèles RLC

L'éclair est considéré comme un phénomène transitoire sur une ligne de transmission, caractérisé par des paramètres linéaires (par unité de longueur) tels que la résistance, l'inductance et la capacité. Ce modèle sert à optimiser la caractérisation du courant de foudre et à effectuer un calcul approprié du champ électromagnétique qui lui est lié [57][58].

III.4.4 Modèles ingénieurs

Dans ces modèles, la répartition spatio-temporelle du courant de foudre est fondée sur des observations expérimentales des propriétés de l'arc de retour, comme le courant à la base du canal, la vitesse de propagation et celle de la lumière. Ces modèles sont réputés pour leur simplicité et facilité de déploiement. Leur but principal est de reproduire au plus près les caractéristiques expérimentales du champ électromagnétique rayonné, pour des distances allant de quelques dizaines de mètres jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres [18].

Les modèles d'ingénierie se distinguent par la petite quantité de paramètres réglables ; ils établissent un lien direct, via une formulation simple, entre la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre et celle à l'origine du canal de foudre[59].

III.4.4.1 Généralisation des modèles d'Ingénieurs

Rakov [60] a formulé les modèles d'ingénierie à travers une expression généralisée de la manière suivante :

$$i\,(z',\,t) = P(z').i\,(0,t - \frac{z'}{v}\,).u(t - \frac{z'}{v_f}) \qquad \text{III-15}$$

Où :

P(z') : Facteur d'atténuation d'amplitude de courantd'arc en retour.

v_f : Vitesse de propagation de l'arc en retour vers le haut (ascendant).

u : Fonction de Heaviside égale à l'unité pour t =z'/vet à zéro ailleurs.

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

Le tableau III-5 illustre les diverses valeurs de cette vitesse ainsi que les différentes représentations de la fonction pour chaque modèle.

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

Tableau III.5 : Paramètres de *P (z ')* et *v* pour les cinq modèles d'ingénierie[26].

III.5 Modèles dits « d'Ingénieurs »

- **Modèle de *Bruce-Golde* (BG model)**

Bruce et *Golde* ont élaboré ce modèle en 1941 [63]. Effectivement, ces chercheurs ont représenté le canal de foudre à l'aide d'une antenne verticale de très petite section, traversée par une impulsion de courant qui se déplace à une vitesse v inférieure à celle de la lumière.

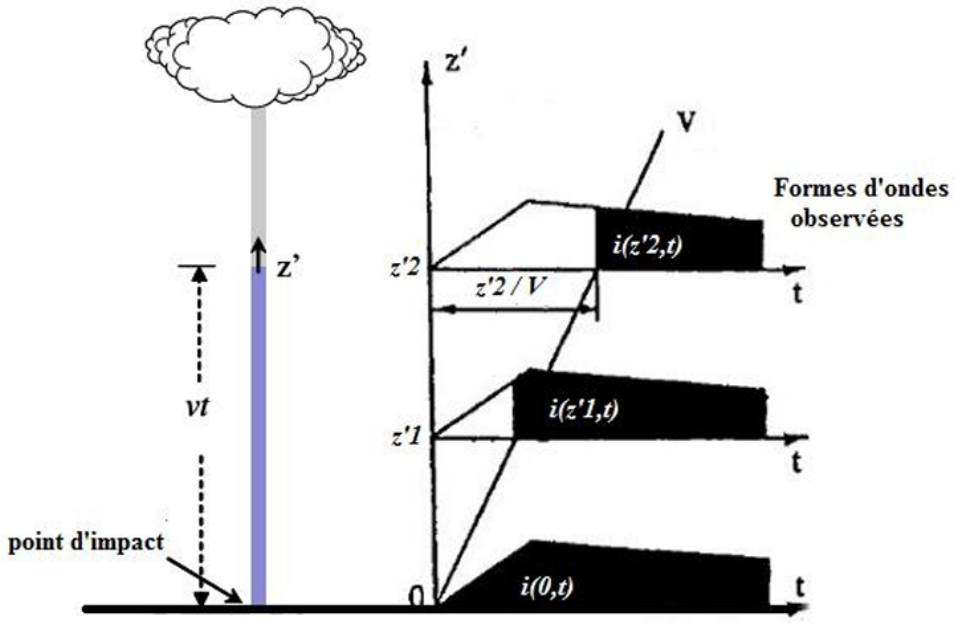


Figure III.4: Configuration géométriquel'arc en retour suivant le modèle de BG[62].

Dans cette propagation, la vitesse du courant ne subit ni déformation ni atténuation. D'après le schémaprésenté sur la figure III-4, pour des hauteurs sous le niveau du front de retour, le courant dans le canal de foudre i(z',t) correspond au courant à la base du canal. Comme pour tous les autres modèles, lorsque l'altitude dépasse celle du front de l'arc en retour,le courant dans le canal de foudre devient nul [61].
La formule mathématique qui présente ce modèle est la suivante :

$$\begin{cases} i(z',t) = i(0,t) & si \quad z' \leq vt \\ i(z',t) = 0 & si \quad z' > vt \end{cases} \qquad \text{III-16}$$

La figure III-5 présente une visualisation spatio-temporelle selon le modèle BG, en utilisant les paramètres du courant mentionnés dans le tableau III-3, avec une vitesse de propagation v =150 m/µs [63][64].

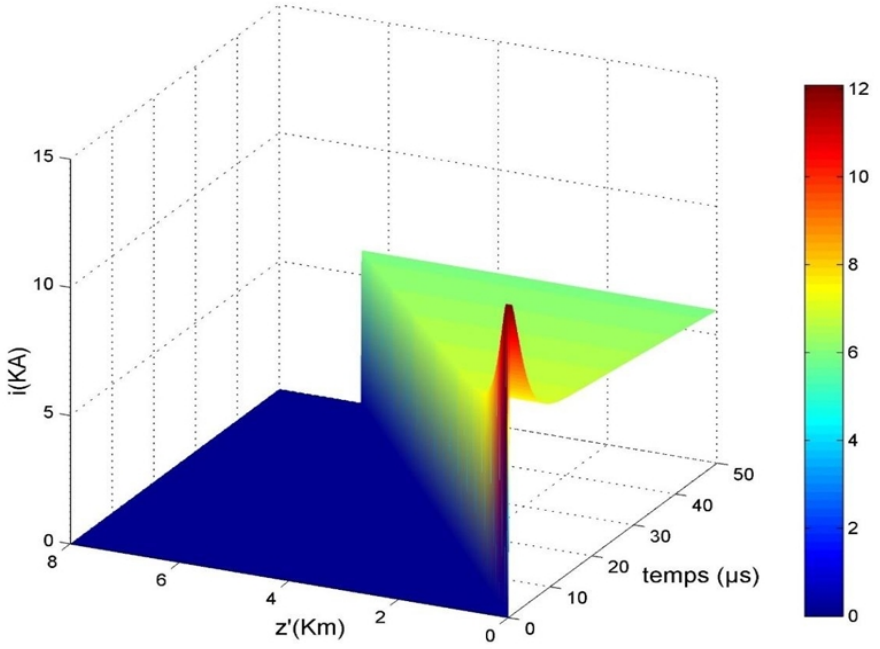


Figure III.5 : Propagation du courant de l'arc en retour suivant le modèle de BG [62].

- **Modèles de "Ligne de Transmission" (TL et MTL)**

Ceux sont les modèles les plus utilisés par les ingénieurs car ils permettent de calculer facilement les champs rayonnés. Ils traitent le canal comme une ligne de transmission verticale sans perte.

✓ **Modèle de Ligne de Transmission (TL - Transmission Line)**

Cette proposition de modèle par « *Uman* » et « *McLain* » en 1969 [63] est toujours largement appliquée jusqu'à présent (Figure III-6).

- ***Hypothèse* :** Le courant se propage vers le haut sans aucune atténuation de son amplitude.
- ***Équation* :**

$$\begin{cases} i(z',t) = i(0,t-\frac{z'}{v}) & si \quad z' \leq vt \\ i(z',t) = i(0,t) & si \quad z' > vt \end{cases} \qquad \text{III-17}$$

Où *v* est la vitesse de l'arc en retour (environ 1/3 de la vitesse de la lumière).

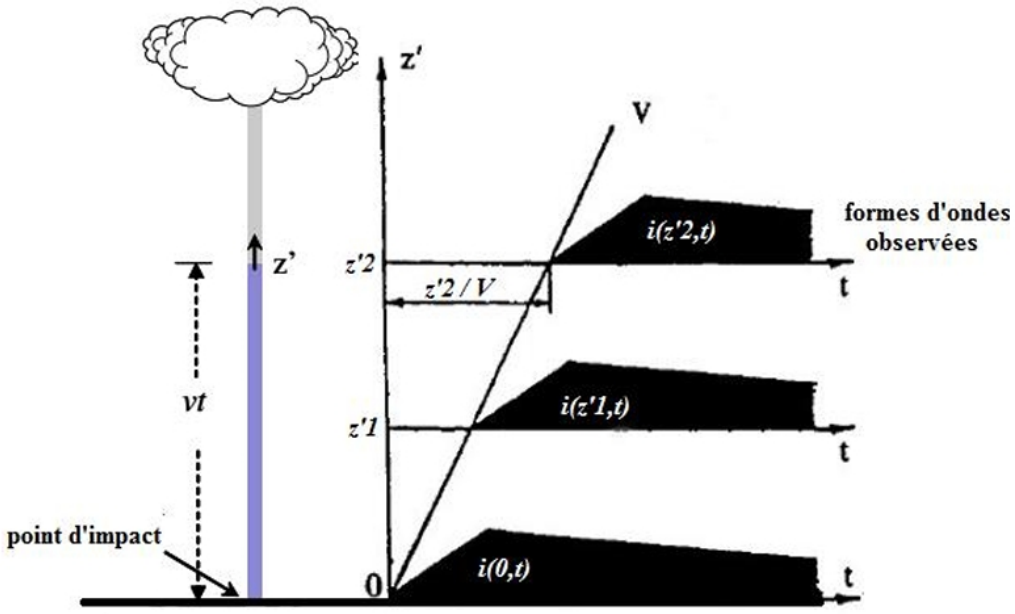


Figure III.6 : Diffusion du courant d'arc rétrograde selon le modèle TL[65].

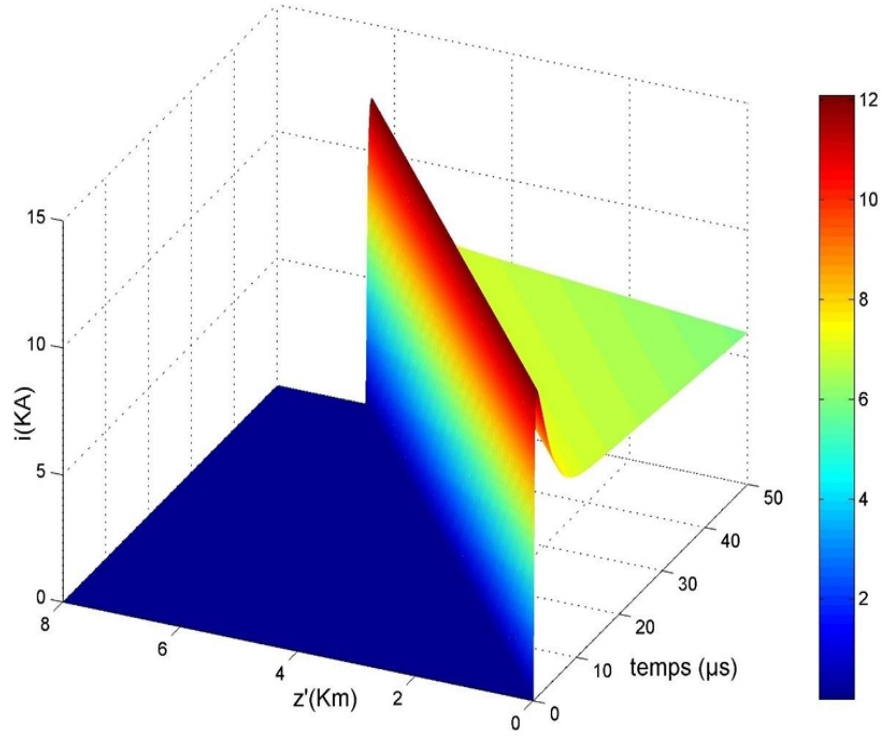


Figure III.7 : Distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TL.[65]

Dans ce modèle, l'intensité du courant à travers le canal de foudre est constante, ce qui empêche tout échange de charge entre le traceur et l'arc de retour. Cependant, des données issues d'observations optiques remettent en question ce point, car elles ont démontré que l'amplitude et la forme du courant varient selon la hauteur [66]. L'analyse des variations du champ électrique, lié au traceur, a démontré que le traceur porte effectivement une certaine densité de charge [67].

La figure III-7 illustre une visualisation en trois dimensions (temps, altitude dans le canal, courant) basée sur le modèle TL. On utilise les paramètres du courant basés sur le modèle *d'Heidler*, comme indiqué dans le tableau III-3.La rapidité de diffusion du La vitesse de propagation le long du canal a été établie à v = 150 m/µs[63].

- **Modèles de ligne de transmission modifiée (MTL)**

Pour corriger les faiblesses du modèle TL tout en préservant sa simplicité qui facilite son application dans les calculs de couplage, *Nucci* et *al*. [50], *Rachidi* et *Nucci* [68], ainsi que *Rakov*et *Dulzon* [66] ont suggéré une modification du modèle TL.

Cela permet d'intégrer la répartition spatio-temporelle du courant à travers le canal de foudre et le transfert de charges dans ce même canal. Ci-dessous, nous décrivons les deux modèles proposés :

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

En 1987, *Rakov* et *Dulzon* [66] ont suggéré une révision du modèle TL qui a abouti à la création du modèle de la ligne de transmission modifiée à décroissance linéaire (MTLL). Ainsi, d'après ce modèle, le courant de l'arc en retour est soumis à une atténuation linéaire. Durant sa progression le long du canal de foudre. L'expression suivante donne la répartition spatiotemporelle de ce courant :

$$\begin{cases} i(z',t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right)\left(1 - \frac{z'}{H}\right) & si \quad z' \le v \\ \mathrm{i}(\mathrm{z}',\mathrm{t}) = 0 & si \quad z' > v \end{cases} \qquad \text{III-18}$$

Où :

H : est la hauteur totale du canal.

Le modèle MTLL est illustré dans la Figure III-8 de manière spatio-temporelle. Pour obtenir cette illustration, les paramètres du courant à la base du canal pris en compte sont ceux notés dans le tableau III-3, avec une vitesse de propagation *v*=150 mètres par microseconde et une hauteur H=8000 mètres.[64]

D'après les résultats obtenus grâce à l'application numérique du modèle MTLL, il est évident que les pics des ondes de courant d'arc en retour ont connu une diminution progressive lors de leur déplacement le long du canal de foudre.

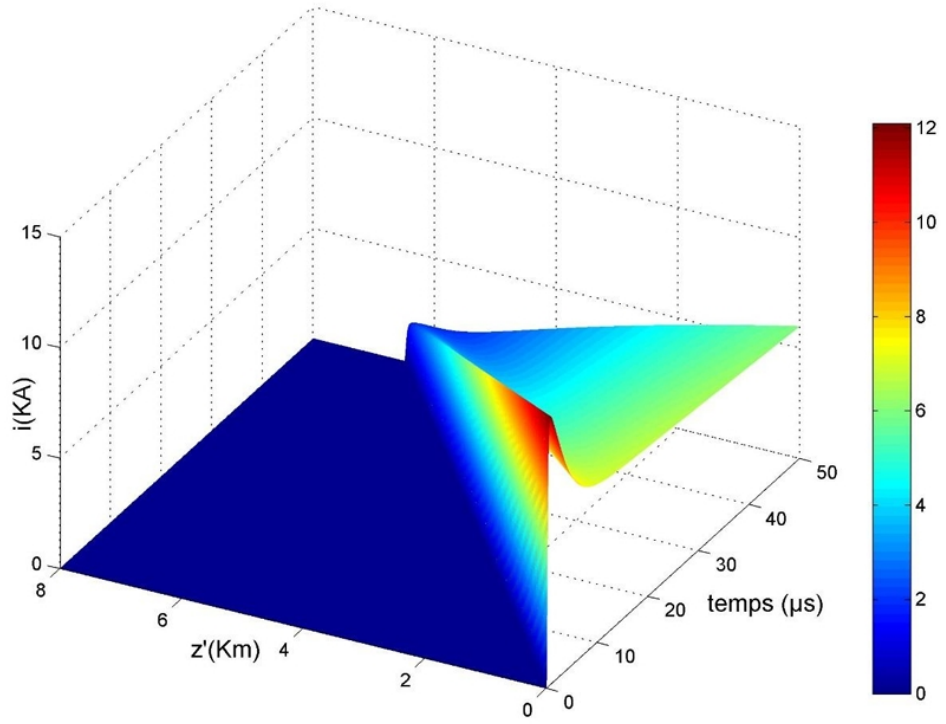


Figure III.8 : Représentation spatio-temporelle du courant de l'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle (MTLL) [64] .

- ✓ **Le Modèle MTLE (Modified Transmission Line Exponential)**

  - **Évolution :** Plus réaliste que le modèle TL, il introduit une atténuation exponentielle du courant à mesure qu'il monte en altitude, simulant la dissipation de l'énergie. Ce modèle est développé par *C.A. Nucci* et *F. Rachidi* en1988[68].

$$\begin{cases} i(z',t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) exp\left(\frac{-z'}{\lambda}\right) & \text{si} \quad z' \leq vt \\ i(z',t) = 0 & si \quad z' > vt \end{cases} \qquad \text{III-19}$$

Avec :1.5 $km \leq \lambda \leq 2\ km$

Le coefficient λ traduit le taux de diminution de l'intensité du courant dans le canal. Sa valeur a été fixée par *Nucci* et *Rachidi*[68] ainsi que *Lin* et *al*.En se basant sur des mesures simultanées des champs électromagnétiques à différentes distances [69].Le modèle MTLE est illustré dans la figure III-9, qui offre une représentation spatio-temporelle du courant de l'arc en retour. Pour cette illustration, les paramètres du courant à la base du canal, mentionnés dans le tableau III.3, ont été pris en compte. On note que la vitesse de propagation utilisée est v =150 m/μs et le taux de décroissance est λ = 2000 m[64].

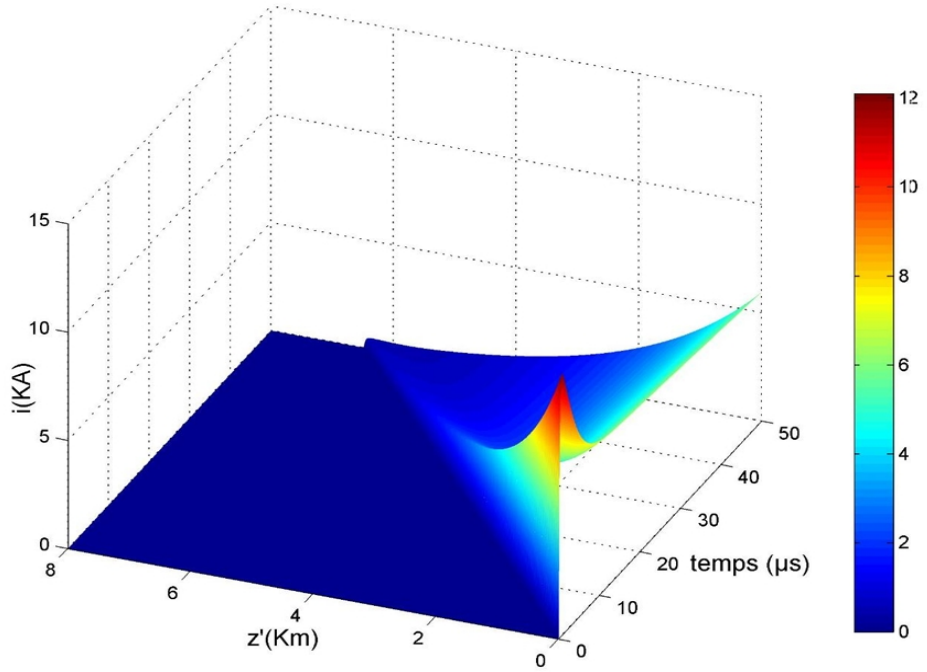


Figure III.9 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal de foudre selon le modèle (MTLE)[64].

On note clairement une décroissance exponentielle des amplitudes maximales du courant dans les résultats affichés sur cette figure.

- **Modèle de la source du courant propageant (TCS)**

*Heidle*r [52] a suggéré ce modèle, où les charges du traceur sont immédiatement neutralisées dès l'arrivée du front de l'arc rétrospectif. Un courant est lié au front de l'arc en retour, qui se déplace vers le haut à une vitesse *v*. Ce courant, injecté par cette source à une hauteur z', se propage vers le bas du canal à la vitesse de la lumière c. Il atteint donc le sol après un délai de (z'/c). L'équation mathématique ci-après décrit ce modèle :

$$\begin{cases} i(z',t) = i\left(0, t + \frac{z'}{v_0}\right) & si \quad z' \leq vt \\ i(z',t) = 0 & si \quad z' > vt \end{cases} \qquad \text{III-20}$$

La figure III-10 illustre une visualisation en 3D de la distribution spatio-temporelle du courant de retour de l'éclair nuage-sol selon le modèle TCS.

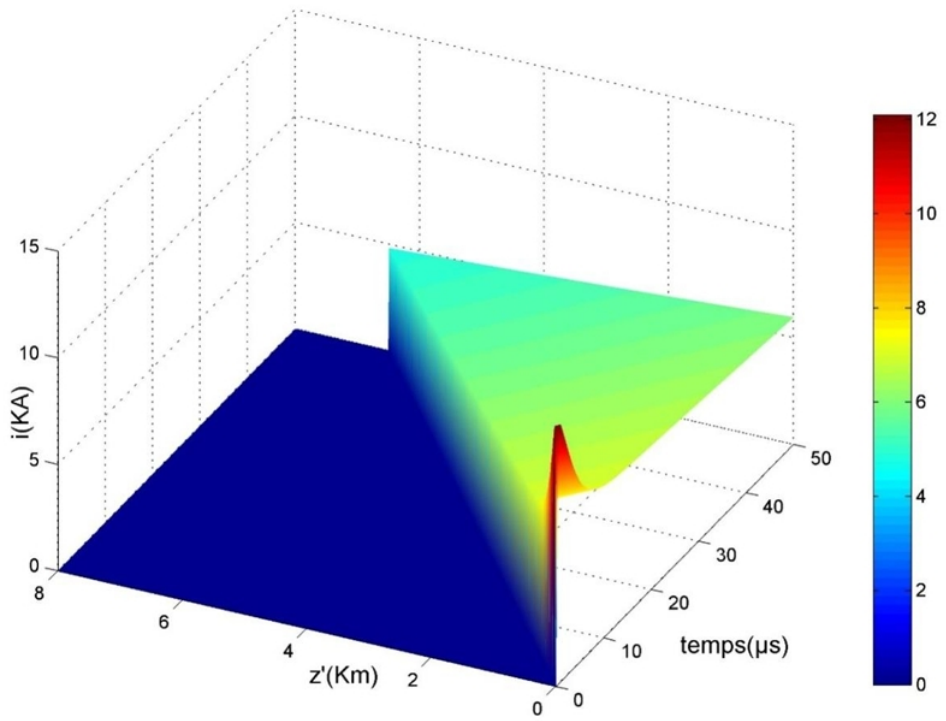


Figure III.10 : Répartition spatio-temporelle du courant de l'arc de retour suivant le modèle (TCS) le long du canal [64].

Le courant introduit à la base du canal de foudre est obtenu grâce à la fonction *d'Heidler*. Pour obtenir cette représentation, les paramètres du courant situés à la base du canal pris en

compte sont ceux indiqués dans le tableau III-3, avec une vitesse de propagation de v = 150 m/µs [64].

Les formes d'ondes du courant se distinguent par une diminution de leurs amplitudes, ainsi qu'un décalage temporel correspondant au moment où l'onde atteint le point de calcul.

III.6 Modélisation du champ électromagnétique produit par un coup de foudre

À mesure que les réseaux électriques progressent, les systèmes de contrôle et commande basés sur l'électronique qui y sont intégrés se trouvent de plus en plus exposés aux perturbations causées par les champs électromagnétiques. On considère que la foudre est une source très puissante de ces champs. De plus, pour assurer une protection maximale contre les conséquences négatives résultant de l'interaction entre les champs électromagnétiques produits par la foudre et les divers systèmes électriques et/ou électroniques, il est essentiel d'identifier les formes d'ondes et de mesurer les amplitudes des éléments de ces champs.

III.6.1 Modèle Géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique

En réalité, le canal de foudre n'est pas linéaire et présente une série de petits segments dont les orientations suivent une distribution de forme gaussienne. De plus, afin de simplifier le calcul, le canal de foudre est modélisé comme une antenne verticale unidimensionnelle de hauteur H située au-dessus d'un plan conducteur (Figure III-11).

La propagation du courant de l'arc en retour se fait verticalement le long du trajet de la foudre depuis le sol à une vitesse v, dont la répartition spatio-temporelle $i(z',t)$ définit le champ électromagnétique en un point précis de l'espace se trouvant à une distance r par rapport au chemin de la foudre et à une altitude z au-dessus du sol, voire même à une profondeur déterminée dans le sol [70].

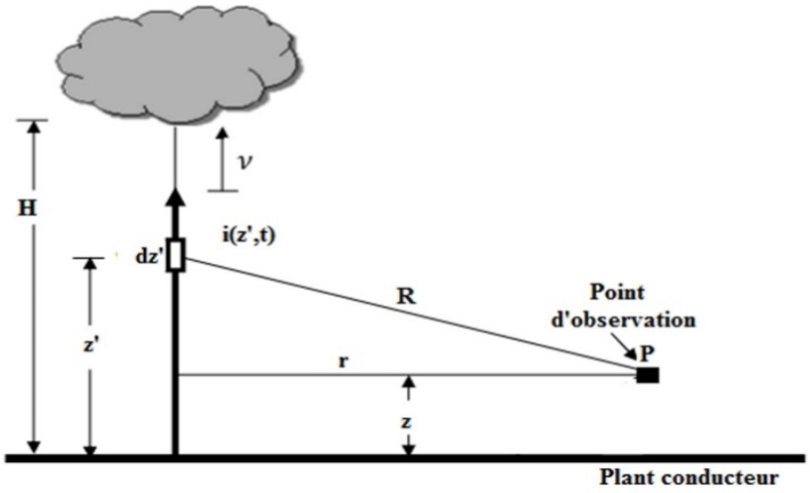


Figure III.11 : Modèle géométrique utilisé pour le calcul du champ électromagnétique [70].

III.7 Expression générale du rayonnement électromagnétique produit par la foudre.

III.7.1Champ électromagnétique au-dessus du sol

La première étude concernant l'émission du champ électromagnétique d'un dipôle oscillant situé au-dessus d'un sol de conductivité limitée a été réalisée par *Sommerfeld* [71] en 1909. En 1966, *Banos* [72] a résolu entièrement le problème du champ électromagnétique émis par un dipôle au-dessus d'une surface métallique, en s'appuyant sur la solution analytique des équations de *Maxwell* pour chaque milieu et en respectant les conditions aux limites à l'interface air-sol (Figure III-12) [73].

Dans le domaine fréquentiel, les équations du champ généré par un dipôle vertical positionné à une hauteur z' en coordonnées cylindriques sont décrites par les formules suivantes [73] :

$$dEr(r,z,j\omega) = \frac{j\omega I(z')\mu 0 dz'}{4\pi k_2^2}\left[\frac{\partial^2}{\partial r \partial z}\,(G22 - G21 + k_1^2 V_{22})\right] \qquad \text{III-21}$$

$$dEz(r,z,j\omega) = \frac{j\omega I(z')\mu 0 dz'}{4\pi k_2^2}\left[(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_2^2)(G_{22} - G_{21} + k_1^2 V_{22})\right] \qquad \text{III-22}$$

$$dH_{\emptyset}(r,z,j\omega) = \frac{-I(z\prime)dz\prime}{4\pi}\left[(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_2^2)(G_{22} - G_{21} + k_1^2 V_{22})\right] \qquad \text{III-23}$$

Avec :

$$G_{21} = \frac{\exp(jk_2R_r)}{R_r} = \int_0^{\infty} \frac{exp(-\gamma_2(z\prime+z))}{\gamma_2} J_0(\lambda r)\lambda \, d\lambda \qquad \text{III-24}$$

$$G_{22} = \frac{\exp(jk_2R_d)}{R_d} = \int_0^{\infty} \frac{exp(-\gamma_2(z'-z))}{\gamma_2} J_0(\lambda r)\lambda \, d\lambda \qquad \text{III-25}$$

$$V_{22} = \int_0^{\infty} \frac{2exp(-\gamma_2(z'-z))}{k_2^2\gamma_1+k_1^2\gamma_2} J_0(\lambda r)\lambda \, d\lambda \qquad \text{III-26}$$

et :

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

$$\gamma_1 = \sqrt{\lambda^2+k_1^2} \quad , \quad \gamma_1 = \sqrt{\lambda^2+k_2^2}$$

$$k_1 = \sqrt{\omega^2\mu_g\varepsilon_g - j\omega\mu_0\sigma_g} \quad , \quad k_2 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_g}$$

Avec :

$\mu_g \varepsilon_g \sigma_g$: Indiquent respectivement la perméabilité, la permittivité et la conductivité du sol.

J_0 : Il s'agit de la fonction de Bessel du zérotième ordre.

I(z') : Ceci est la transformée de Fourier de la distribution du courant à travers le canal *i(z',t).*

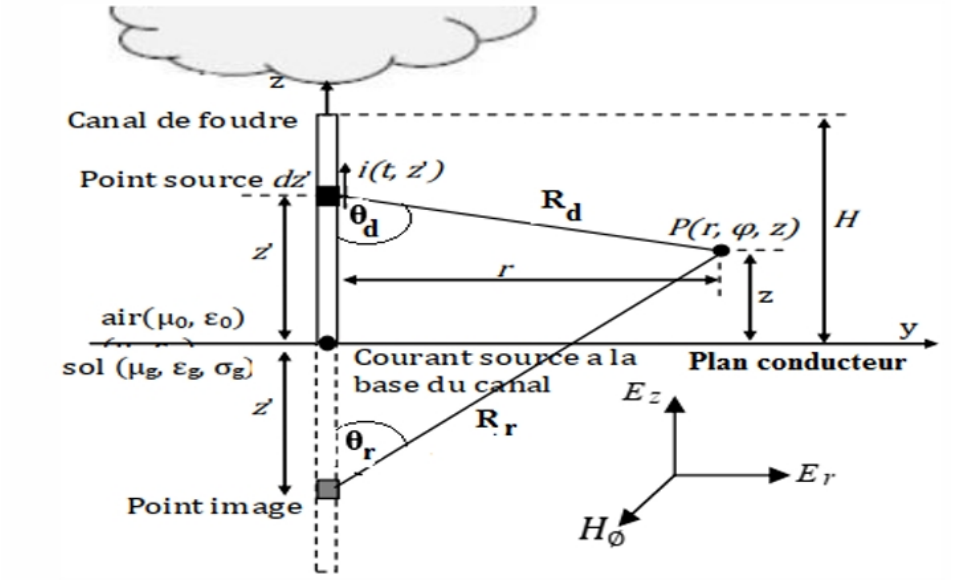


Figure III.12 : Paramètres géométriques impliqués dans les équations du champ électromagnétique [73].

III.7.2 Cas d'un sol parfaitement conducteur

Il existe deux approches pour déterminer les champs électromagnétiques au-dessus d'une surface parfaite. D'une part, elles peuvent être obtenues en utilisant les équations de *Maxwell* et la théorie des images, comme l'indiquent *Uman* et *al* [74]. D'autre part, on peut aussi les calculer en faisant tendre la conductivité du sol vers l'infini dans les intégrales de *Sommerfeld*, comme le démontre *Leteinturier* [75].

Les formules mathématiques donnent accès aux équations du champ électromagnétique, à savoir [75] :

$$E_r(r,z,t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left[\int_{-H}^{H}\frac{3r(z-z')}{R^5}\int_0^t i\left(z',t-\frac{R}{c}\right)d\tau dz' + \int_{-H}^{H}\frac{3r(z-z')}{cR^4}i\left(z',t-\frac{R}{c}\right)dz' + \int_{-H}^{H}\frac{r(z-z')}{c^2R^3}\frac{\partial i\left(z',t-\frac{R}{c}\right)}{\partial t}dz'\right] \quad \text{III-27}$$

$$E_z(r,z,t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left[\int_{-H}^{H}\frac{2(z-z')^2-r^2}{R^5}\int_0^t i\left(z',t-\frac{R}{c}\right)d\tau dz' + \int_{-H}^{H}\frac{2(z-z')^2-r^2}{cR^4}i\left(z',t-\frac{R}{c}\right)dz' + \int_{-H}^{H}\frac{r^2}{c^2R^3}\frac{\partial i\left(z',t-\frac{R}{c}\right)}{\partial t}dz'\right] \quad \text{III-28}$$

$$H_\theta(r,z,t) = \frac{1}{4\pi}\left[\int_{-H}^{H}\frac{r}{R^3}i\left(z',t-\frac{R}{c}\right)dz' + \int_{-H}^{H}\frac{r}{cR^2}\frac{\partial i\left(z',t-\frac{R}{c}\right)}{\partial t}dz'\right] \quad \text{III-29}$$

Avec :

$$R_r = \sqrt{r^2+(z'+z)^2} \quad \text{III-30}$$

Où :

ε_0: est la permittivité diélectrique du vide.

c : la vitesse de la lumière,

R : la distance du dipôle au point d'observation.

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

z': la hauteur du point d'observation par rapport au sol.

Les champs électriques verticaux et radiaux se composent de trois éléments : le premier, qui englobe l'intégrale du courant de retour de l'arc et est désigné comme « champ électrostatique » ; le deuxième, qui comprend le courant de l'arc en retour, dénommé « champ d'induction » ; et le troisième, qui incorpore la dérivée du courant l'arc en retour, connu sous le nom de « champ rayonné ». En ce qui concerne le champ magnétique, il est constitué d'un élément d'induction, appelé « champ magnétostatique », ainsi que d'un terme lié au rayonnement.

III.7.3 Considération de la conductivité limitée du sol

Pour des distances dépassant quelques kilomètres, l'effet de la propagation au-dessus d'un sol à conductivité finie devient significatif et entraîne principalement une atténuation des composantes hautes fréquences, ce qui se manifeste par une réduction de la valeur maximale et pente du front du champ électromagnétique [73].

On considère généralement que l'effet de la conductivité limitée du sol sur le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal est insignifiant [76] à des distances proches du trajet de la foudre. Cependant, la composante horizontale (radiale) du champ électrique est grandement influencée par la conductivité limitée du sol.

Plusieurs auteurs ont suggéré des équations simplifiées pour déterminer le champ électrique horizontal en considérant la conductivité du sol : l'équation dite « Wavetilt », l'approximation de *Norton* [77] et celle de *Cooray* et *Rubinstein* [78]. Cette dernière équation offre le meilleur équilibre entre un délai de calcul acceptable et une précision optimale à n'importe quelle distance du canal de foudre.

L'expression proposée par *Cooray-Rubinstein* est la suivante :

$$E_r(r,z,j\omega) = E_{rp}(r,z,j\omega) - H_{\phi p}(r,0,j\omega)\frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\varepsilon_g+\sigma_g/j\omega}} \qquad \text{III-31}$$

$E_r(r,z,j\omega), H_{\phi p}(r,0,j\omega),$ Il s'agit respectivement des transformées de Fourier du champ électrique horizontal à une altitude « z » et du champ magnétique azimutal au niveau du sol.

On calcule ces deux paramètres en présumant que le sol est un conducteur parfait. *Cooray* [64] a suggéré un léger ajustement du terme du champ électrique horizontal, au-

dessus d'un sol parfaitement conducteur, dans son expression (III-32) en 2002. L'objectif de cette modification est d'améliorer l'approximation originale :

$$E_{rp}(r,z,j\omega) = (E_{rp}(r,z,j\omega))_s + (E_{rp}(r,z,j\omega))_i + 0.4(E_{rp}(r,z,j\omega))_r \qquad \text{III-32}$$

Les éléments : s, i et r renvoient respectivement aux aspects : électrostatique, d'induction et de rayonnement liés au champ électrique radial calculé sous l'hypothèse que le sol est un conducteurparfait.

III.8 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), introduite par *Yee* en 1966 [79], est actuellement la technique la plus répandue pour la modélisation et simulation du champ électromagnétique.

Cette approche permet d'établir de manière claire et précise des structures à géométrie variable, constituées de divers matériaux. Cette approche de modélisation facilite la gestion de structures de complexité croissante et, plus particulièrement, de structures qui se rapprochent davantage des réalités (en particulier en trois dimensions).

L'algorithme basé sur la méthode FDTD permet à chaque pas de temps de calculer le champ en tout point de l'espace discrétisé.

Les équations de Maxwell se traduisent dans le domaine temporel par les formulations suivantes :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{-\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad \text{III-33}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{-\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \qquad \text{III-34}$$

$$\vec{B} = \mu . \vec{H} \qquad \text{III-35}$$

$$\vec{D} = \varepsilon . \vec{E} \qquad \text{III-36}$$

$$\vec{J} = \sigma . \vec{E} \qquad \text{III-37}$$

Avec :

H : champ magnétique.

D : densité du champ électrique.

B : densité du flux magnétique.

E : champ électrique.

J : densité de courant.

μ: Perméabilité du milieu.

ε: Permittivité du milieu.

L'illustration des équations (III-33) et (III-34) sur un système de coordonnées cartésiennes nous donne les six équations scalaires aux dérivées partielles, comprenant les six éléments des champs électrique et magnétique [80] :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu}\left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y}\right) \quad \text{III-38}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu}\left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z}\right) \quad \text{III-39}$$

$$\frac{\partial HE_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu}\left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x}\right) \quad \text{III-40}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma E_x\right) \quad \text{III-41}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} - \sigma E_y\right) \quad \text{III-42}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} - \sigma E_z\right) \quad \text{III-43}$$

Il est évident que ces relations révèlent des dérivées de premier ordre en termes d'espace et de temps.

D'autre part, *Yee* [80] a conçu une technique de différences finies à point centrées (FDTD) qui vise à substituer les dérivées partielles par des différences finies dans les équations (III-38) à (III-43).

III.9 Résolution des équations de Maxwell

L'essentiel de la résolution des équations de *Maxwell*, évoquées précédemment, repose sur la discrétisation spatio-temporelle du domaine d'émission du champ électromagnétique selon le modèle de *Yee* [79] en utilisant la méthode FDTD qui recourt aux différences centrées pour traiter les dérivées partielles de premier ordre. Ainsi, dans un espace tridimensionnel, cette discrétisation permet de discrétiser l'espace de travail en cellules cubiques ou en forme de parallélépipèdes.

Dans l'approche fondamentale de la technique FDTD-3D, les éléments des champs électrique et magnétique sont déterminés à un nombre limité de points. De plus, ces éléments sont répartis sur les côtés ainsi qu'au centre de chaque cellule (Figure III-13).

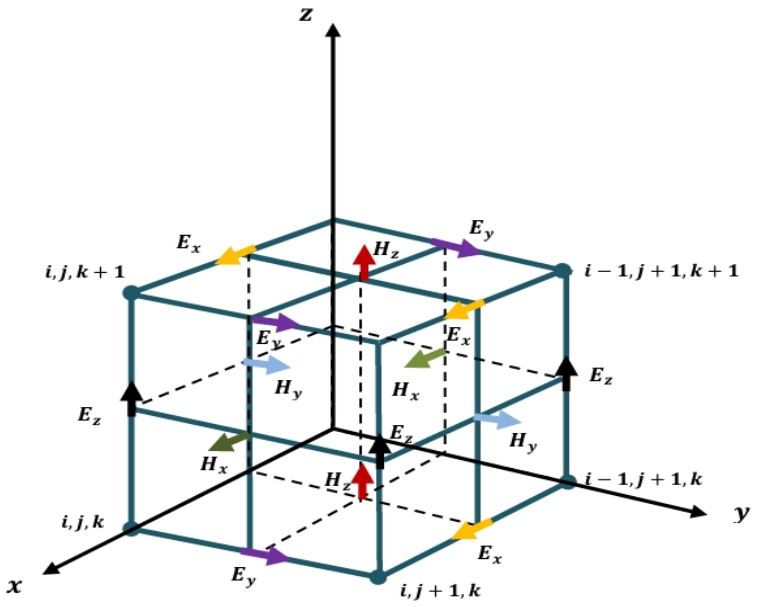


Figure III.13 : Cellule de base de *Yee* démontrant le calcul en trois dimensions[81].

Le calcul des éléments du champ électrique et de ceux du champ magnétique se réalise de manière alternée. Le calcul du champ magnétique à l'instant $n\Delta t$ repose sur le champ magnétique à l'instant $(n-1)\Delta t$, tout en tenant compte aussi du champ électrique à l'instant $(n-1/2)\Delta t$. La composante du champ électrique est également déterminée à l'instant $(n+1/2)\Delta t$, et elle repose sur celle qui a été déterminée à l'instant $(n-1/2)\Delta t$ ainsi que sur le champ magnétique qui a été établi à l'instant $n\Delta t$(Figure III-14). Cette action, réalisée à chaque point de la grille FDTD, est répétée à chaque moment d'échantillonnage temporel pour chaque composant des divers champs [82].

Les formules pour les composantes du champ électrique Ex, Ey et Ez, qui suivent les axes x, y et z, sont issues de la loi d'Ampère, tandis que celles du champ magnétique proviennent de la loi de Faraday.

On peut exprimer la loi d'Ampère à l'aide de la formule suivante :

$$\nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} = \varepsilon \frac{\partial E^{n-\frac{1}{2}}}{\partial t} + J^{n-\frac{1}{2}} = \varepsilon \frac{\partial E^{n-\frac{1}{2}}}{\partial t} + \sigma E^{n-\frac{1}{2}} \qquad \text{III-44}$$

L'application de la méthode des différences centrées à l'équation (III-44) conduit à l'équation suivante :

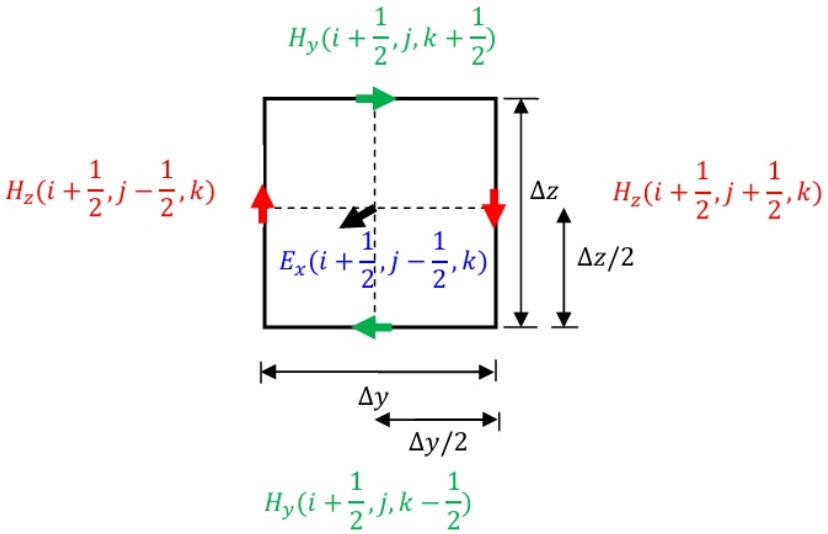


Figure III.14 : Arrangement des nœuds électriques et magnétiques dans le plan *xoz* [83].

$$\varepsilon\frac{\partial E^{n-\frac{1}{2}}}{\partial t}+\sigma E^{n-\frac{1}{2}}\approx\varepsilon\frac{E^{n}-E^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t}+\varepsilon\frac{E^{n}+E^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t}\approx\nabla\times H^{n-\frac{1}{2}} \qquad \text{III-45}$$

En réduisant l'équation (III-45), la formule du champ électrique E^n, calculé à chaque intervalle de temps $n\Delta t$ et exprimé en fonction de la valeur antérieure E^{n-1}, est déterminé par l'équation suivante :

$$E^{n}=\left(\frac{1-\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)E^{n-1}+\left(\frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)\nabla\times H^{n-\frac{1}{2}} \qquad \text{III-46}$$

Il est donc possible de représenter la position de la composante du champ électrique conformément au principe démontré dans la figure III-15.

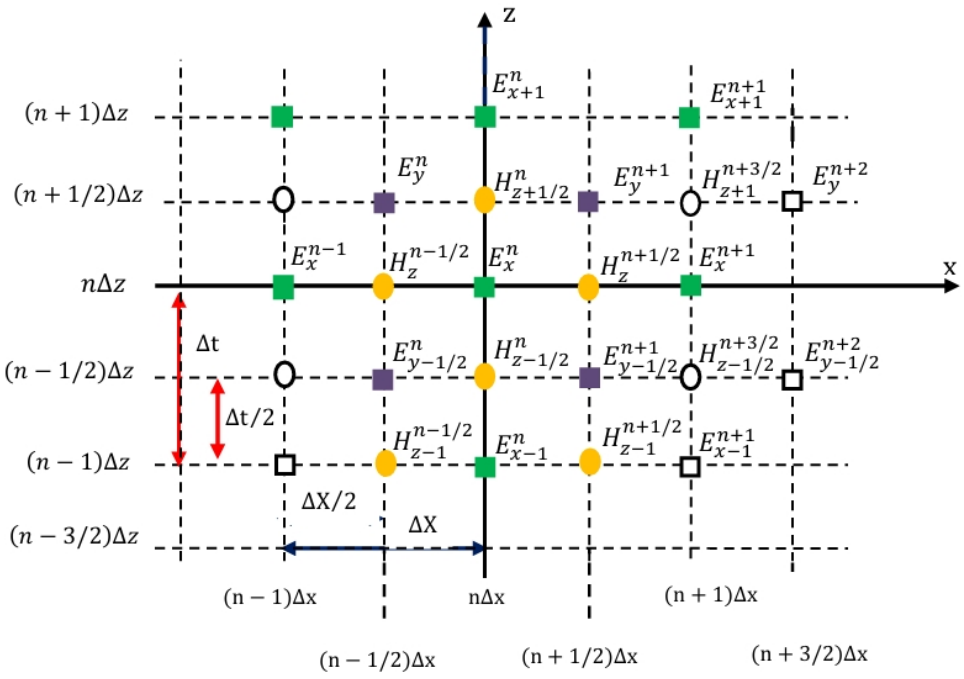


Figure III.15 : Placement du champ électrique E_x^n en relation avec les éléments du champ magnétique [81].

L'expression pour la composante du champ électrique Ex à la position $(i + 1/2, j, k)$ est fournie par :

$$E_x^n\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)=$$

$$\left(\frac{1-\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)E_x^{n-1}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)+\left(\frac{\left(\frac{\Delta t}{\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)\left[\frac{\partial H_z^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)}{\partial y}-\frac{\partial H_y^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)}{\partial z}\right]\approx$$

$$\left(\frac{1-\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)E_x^{n-1}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)+$$

$$\left(\frac{\left(\frac{\Delta t}{\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)\left[\frac{H_z^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)-H_z^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)}{\Delta y}-\frac{H_y^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)-H_y^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)}{\Delta z}\right] \quad \text{III-47}$$

De manière similaire, les composantes Ey et Ez du champ électrique sont exprimées par les formules ci-dessous :

$$E_y^n\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)=$$

$$\left(\frac{1-\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)E_y^{n-1}\left(i,j+\frac{1}{2},k\right)+\left(\frac{\left(\frac{\Delta t}{\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)\left[\frac{\partial H_x^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i,j+\frac{1}{2},k\right)}{\partial z}-\frac{\partial H_z^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i,j+\frac{1}{2},k\right)}{\partial x}\right]\approx$$

$$\left(\frac{1-\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)E_y^{n-1}\left(i,j+\frac{1}{2},k\right)+$$

$$\left(\frac{\left(\frac{\Delta t}{\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)\left[\frac{H_x^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)-H_x^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta z}-\frac{H_z^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)-H_z^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)}{\Delta z}\right] \quad \text{III-48}$$

$$E_z^n\left(i,j,k+\frac{1}{2}\right)=$$

$$\left(\frac{1-\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)E_z^{n-1}\left(i,j,k+\frac{1}{2}\right)+\left(\frac{\left(\frac{\Delta t}{\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)\left[\frac{\partial H_y^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i,j,k+\frac{1}{2}\right)}{\partial x}-\frac{\partial H_x^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i,j,k+\frac{1}{2}\right)}{\partial y}\right]\approx$$

$$\left(\frac{1-\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)E_z^{n-1}\left(i,j,k+\frac{1}{2}\right)+$$

$$\left(\frac{\left(\frac{\Delta t}{\varepsilon}\right)}{1+\left(\frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}\right)}\right)\left[\frac{H_y^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2}j,k+\frac{1}{2}\right)-H_y^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta x}-\frac{H_x^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)-H_x^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta y}\right] \quad \text{III-49}$$

La relation qui exprime la loi de *Faraday* est :

$$\nabla\times E^n=-\mu\frac{\partial H^n}{\partial t} \quad \text{III-50}$$

L'utilisation de la méthode des différences centrées sur l'équation (III-50) conduit à la formule suivante :

$$\mu \frac{\partial H^n}{\partial t} \approx \mu \frac{H^{n+\left(\frac{1}{2}\right)} - H^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}}{\Delta t} \approx -\nabla \times E^n \qquad \text{III-51}$$

Si on réorganise l'équation (III-51), on peut obtenir l'expression du champ magnétique calculé au pas de temps n+1/2 qui est déterminée en fonction de la valeur antérieure du champ magnétique et des valeurs du champ électrique formant une boucle autour de la composante du champ magnétique en question (voir la figure III-16). L'expression résultante est donnée par [80] :

$$H^{n+\frac{1}{2}} = H^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times E^n \qquad \text{III-52}$$

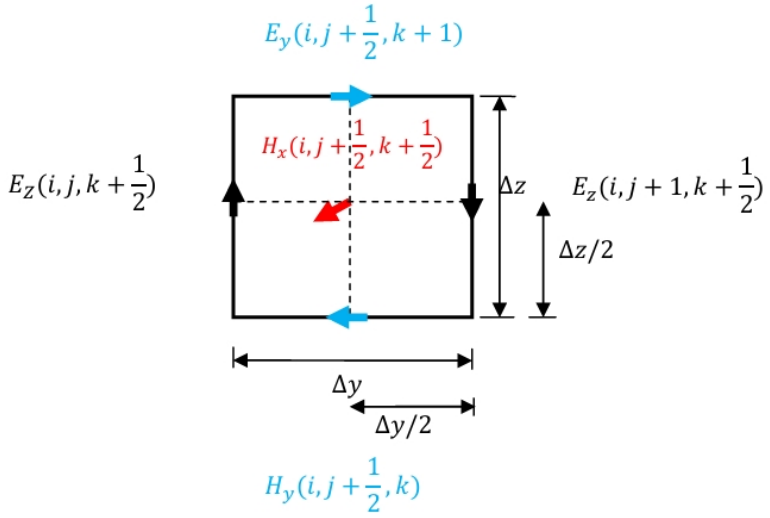


Figure III.16 : Localisation du champ magnétique H_x et de la boucle des champs électriques [83].

La formule mathématique de la composante du champ magnétique $H_x{}^{n+1/2}$au point (i, j+1/2, k+1/2)

$$H_x^{n+\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) = H_x^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\mu}\left[\frac{\partial E_z^n\left(i, j+\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\right)}{\partial y} - \frac{\partial E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right)}{\partial z}\right] \approx$$

$$H_x^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\mu}.\left[\frac{E_z^n\left(i, j+1, k, +\frac{1}{2}\right) E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta y} - \frac{E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k+1\right) - E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta z}\right] \qquad \text{III-53}$$

De manière analogue, les composantes $H_y{}^{n+1/2}$,$H_z{}^{n+1/2}$ sont formulées comme suit :

$$H_y^{n+\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}\right)=H_y^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}\right)-\frac{\Delta t}{\mu}\left[\frac{\partial E_x^n\left(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}\right)}{\partial z}-\frac{\partial E_z^n\left(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}\right)}{\partial x}\right]\approx$$

$$H_y^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}\right)-\frac{\Delta t}{\mu}.\left[\frac{E_x^n\left(i+\frac{1}{2},j,k+1\right)-E_x^n\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)}{\Delta z}-\frac{E_z^n\left(i+1,j,k+\frac{1}{2}\right)-E_z^n\left(i,j,k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta x}\right] \quad \text{III-54}$$

$$H_z^{n+\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j,+\frac{1}{2},k\right)=H_z^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)-\frac{\Delta t}{\mu}\left[\frac{\partial E_y^n\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)}{\partial x}-\frac{\partial E_x^n\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)}{\partial y}\right]\approx$$

$$H_z^{n-\left(\frac{1}{2}\right)}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)-\frac{\Delta t}{\mu}.\left[\frac{E_y^n\left(i+1,j+\frac{1}{2},,k\right)-E_y^n\left(i,j+\frac{1}{2},k\right)}{\Delta x}-\frac{E_x^n\left(i+\frac{1}{2},j+1,k\right)-E_x^n\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)}{\Delta y}\right] \quad \text{III-55}$$

Il convient de mentionner que dans les équations (III-47) à (III-49) et (III-53) à (III-55), la conductivité et la permittivité du milieu peuvent également être quantifiées ($\sigma(i,j,k)$,$\varepsilon\ (i,j,k)$), ce qui permet de simuler un sol non uniforme en attribuant une valeur spécifique de la conductivité et de la permittivité à chaque cellule [80][83].

III.10 Condition de stabilité de l'algorithme FDTD

L'algorithme de calcul itératif temporel, basé sur le schéma aux différences centrées, comprend l'intégration du calcul des composantes du champ électromagnétique. Courant, *Friedrich* et *Levy* (CFL) ont été les premiers à analyser les problèmes de stabilité numérique en s'appuyant sur une approche mathématique exigeante qui relie les étapes temporelle et spatiale par une condition déterminant la stabilité numérique du code [84].

L'expression suivante représente le critère CFL :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c\sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2}+\frac{1}{(\Delta y)^2}+\frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad \text{III-56}$$

c : la vitesse de la lumière.

Si on suppose que Δx=Δy=Δz=Δs, alors l'équation (III-56) se simplifie à :

$$\frac{\Delta t}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \leq \frac{\Delta s}{\sqrt{3}} \quad \text{III-57}$$

Noda et *Yokoyama* [85], ont suggéré une autre expression pour définir l'intervalle de temps Δt, dans le but d'assurer la stabilité de l'algorithme FDTD :

$$\Delta t = \Delta s \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{3}(1-\alpha)} \qquad \text{III-58}$$

Avec αqui est un nombre positif déterminé par l'utilisateur.

III.11 Conditions aux limites

Pour calculer le champ électromagnétique dans le domaine temporel en utilisant la méthode des différences finies sur un domaine non délimité, il est essentiel de disposer d'une technique qui restreint l'ampleur de l'espace de travail, autrement dit, de définir une frontière pour le domaine d'opération. Cette restriction est effectuée d'une façon afin d'éviter la réflexion aux limites du champ de calcul. Dans les écrits, diverses conditions aux limites sont suggérées pour parvenir à cet objectif (restriction du domaine de calcul du champ électromagnétique). On peut mentionner, entre autres [81] :

- Les conditions aux limites parfaitement conductrices
- Les conditions aux limites absorbantes.

III.11.1Conditions limites parfaitement électriquement conductrices (PEC)

Dans ce contexte, on présume que les frontières du champ de calcul sont des conducteurs parfaits et qu'elles ont une épaisseur nulle [86]. Cette supposition autorise la détermination des éléments du champ électrique de manière comparable à celle du scénario impliquant un conducteur.

Dans le cas d'un conducteur parfait (où le champ électrique à l'intérieur est nul), nous obligeons donc ces composantes à être nulles pour satisfaire cette condition. Ces conditions aux limites sont également connues sous le nom de conditions « PEC » (Conducteur Électriquement Parfait).

III.11.2 Conditions aux limites absorbantes

Ces types de conditions aux limites autorisent la description de systèmes ouverts, c'est-à-dire des systèmes pour lesquels les ondes qu'ils produisent, réfléchissent ou diffractent se

diffusent sans limite. La présence de frontières nécessite une attention spécifique afin d'éviter que l'onde électromagnétique incidente ne se réfléchisse sur ces limites. On élabore à ce sujet deux principales methods:

- Une première méthode consiste à utiliser les conditions aux limites absorbantes basées sur le différentiel décrites par *Liao* [87].
- La seconde technique s'applique dans le cadre des conditions aux limites absorbantes sur un matériau, souvent désignée sous le nom de « Conditions aux Limites Absorbantes Basées sur les Matériaux ». En 1994, *Brenger*a proposé une première approche connue sous le nom de conditions PML (PerfectlyMatchedLayers). Plus récemment, en 2000,*Taflove* a présenté une méthode plus précise appelée conditions UPML (UniaxialPerfectlyMatchedLayers) [88].

Conditions aux limites UPML ("UniaxialPerfectlyMatched Layer") utilisées par Taflove

Taflove [88] a suggéré une autre version de la méthode PML qui se différencie de celle de *Berenger*[89] sur deux points. D'abord, *Taflove* suggère l'utilisation des densités de champs électrique et magnétique. Ensuite, il propose de réduire le nombre d'équations à résoudre dans la zone PML en contraignant les composantes du champ électromagnétique à adhérer à un seul axe, ce qui évite la décomposition des composantes qui constituent le champ électromagnétique.

Les formules mathématiques qui décrivent les composantes principales du champ électrique et du champ magnétique, ainsi que leurs densités, sont exprimées comme suit [90] :

$$D_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right) = \left(\frac{2\varepsilon ky-\sigma_y\Delta t}{2\varepsilon ky+\sigma_y\Delta t}\right).D_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)+\left(\frac{2\varepsilon\Delta t}{2\varepsilon ky+\sigma_y\Delta t}\right)\times\left[\frac{H_z^{n+(\frac{1}{2})}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}k\right)-H_z^{n+(\frac{1}{2})}\left(i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k\right)}{\Delta y}-\frac{H_y^{n+(\frac{1}{2})}\left(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}\right)-H_y^{n+(\frac{1}{2})}\left(i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}\right)}{\Delta y}\right] \quad \text{III-59}$$

$$E_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)=\left(\frac{2\varepsilon kz-{}_z\Delta t}{2\varepsilon kz+\sigma_z\Delta t}\right).E_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)+\left[\frac{1}{(2\varepsilon kz+\sigma_z\Delta t)\varepsilon}\right].[(2\varepsilon kx+\sigma_x\Delta t).D_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)-(2\varepsilon kx+\sigma_x\Delta t).D_x^{n}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right) \quad \text{III-60}$$

$$B_x^{n+(\frac{3}{2})}\left(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)=$$

$$\left(\frac{2\varepsilon ky-\sigma_y\Delta t}{2\varepsilon ky\quad {}_y\Delta t}\right).B_x^{n+(\frac{1}{2})}\left(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)-\left(\frac{2\varepsilon\Delta t}{2\varepsilon ky+\sigma_y\Delta t}\right)\left[\frac{E_z^{n+1}\left(i,j+1,k+\frac{1}{2}\right)-E_z^{n+1}\left(i,j,k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta y}-\right.$$

$$\left.\frac{E_y^{n+1}\left(i,j+\frac{1}{2},k+1\right)-E_y^{n+1}\left(i,j+\frac{1}{2},k\right)}{\Delta z}\right] \quad \text{III-61}$$

$$H_x^{n+\left(\frac{3}{2}\right)}\left(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)=\left(\frac{2\varepsilon kz-\sigma_z\Delta t}{2\varepsilon kz+\sigma_z\Delta t}\right).H_x^{n+\left(\frac{3}{2}\right)}\left(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)+$$

$$\left[\frac{1}{(2\varepsilon kz+\sigma_z\Delta t)\mu}\right].\begin{bmatrix}(2\varepsilon kx+\sigma_x\Delta t).B_x^{n+\left(\frac{3}{2}\right)}\left(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)\\-(2\varepsilon kx+\sigma_x\Delta t).B_x^{n+\left(\frac{3}{2}\right)}\left(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)\end{bmatrix} \text{III-62}$$

On obtient également les composantes principales D_y, Dz, Ey, Ez, By, Bz, Hy, Hz de manière similaire.

Pour faciliter l'implémentation numérique de ces équations, les coefficients suivants sont déterminés [88] :

$$C_1(j)=\frac{2\varepsilon ky-\sigma_y\Delta t}{2\varepsilon ky+\ {}_y\Delta t} \quad \text{III-63}$$

$$C_2(j)=\frac{2\varepsilon\Delta t}{2\varepsilon ky+\sigma_y\Delta t} \quad \text{III-64}$$

$$C_3(j)=\frac{2\varepsilon kz-\sigma_z\Delta t}{2\varepsilon kz+\sigma_z\Delta t} \quad \text{III-65}$$

$$C_4(j)=\frac{1}{(2\varepsilon kz+\sigma_z\Delta t)} \quad \text{III-66}$$

$$C_5(j)=2\varepsilon kx+\sigma_x\Delta t \quad \text{III-67}$$

$$C_6(j)=2\varepsilon kx-\sigma_x\Delta t \quad \text{III-68}$$

$$\sigma_x(x)=(\frac{x}{d})^m.\sigma_{max} \quad \text{III-69}$$

$$k_x(x)=1+\left(k_{x,max}-1\right).(\frac{x}{d})^m \quad \text{III-70}$$

$$\sigma_{max} = -\frac{(m+1)\,ln(R(0))}{2\eta d} \quad \text{III-71}$$

$$R(\theta) = e^{-2\eta co \quad \int_0^d \sigma(x)dx} \text{ (Erreur de réflexion)} \quad \text{III-72}$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad \text{III-73}$$

d : épaisseur de la région PML.

x : un entier positif correspondant au numéro de la couche UPML (0 < x< 0)

La détermination de ces paramètres (équations III-63 jusqu'à III-68) offre une gestion uniforme du champ électromagnétique dans l'ensemble du volume délimité par l'espace de travail et la zone PML.

Les valeurs des paramètres et k dans l'environnement de travail sont déterminées par la nature du Contexte pris en compte. Par exemple, dans le vide (air), ils sont égaux à σ=0 et k=1. Néanmoins, au sein de la région PML, les symboles σ et k et sont perçus comme des polynômes dont les formulations mathématiques sont définies par les équations (III-69) et (III-70). On obtient les coefficients des autres composantes des champs électrique et magnétique, ainsi que ceux des densités associées (D_y,Dz,Ey,Ez,By,Bz,Hy,Hz), de la même façon [47].

III.12Conclusion

Ce chapitre a démontré que la maîtrise du risque foudre repose sur une modélisationrigoureuse capable de traduire un phénomène naturel en paramètres d'ingénierie exploitables.

Dans la première partie, la modélisation du courant de la foudre a été entamée. Cette modélisation doit être effectuée en étapes notamment, la modélisation du courant à la base du canal et celle du courant de l'arc en retour. A l'issu des modèles mathématiques des résultats de simulation concernant le courant de foudre ont été présenté et discuter.

Par la suite, nous avons intéressé à la modélisation du champ électromagnétique généré par la foudre en prenant en compte la nature de la conductivité du sol. Puis, une attention spéciale a été donnée à la méthode FDTD, la ou nous avons introduit le principe de la méthode,en

exposant ces équations mathématiques fondamentales, ainsi que les conditions de stabilité de calcul et les conditions aux limites.

En conclusion, ces modèles constituent le socle théorique nécessaire aux simulations numériques qui seront présentées dans la suite de ce travail, permettant de passer de la théorie physique à la mise en œuvre pratique de solutions de protection.

Chapitre VI
Couplage d'une ligne aérienne avec les perturbations EM générées par l'interaction d'un coup de foudre avec une éolienne

IV.1 Introduction

Ce chapitre propose une analyse du couplage entre le rayonnement du champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre et une tour éolienne avec une ligne électrique aérienne. Pour atteindre ce but deux fameuses méthodes seront utilisées par les chercheurs spécialistes du domaine de la foudre. La première est liée à l'application de la méthode de la théorie des lignes de transmission [55][68][8][18], dans laquelle le modèle employé pour illustrer les équations des lignes en se basant sur les équations télégraphiques.Les équations de couplage peuvent être formulées de différentes manières, toutes équivalentes. La principale différence réside dans la manière dont le terme source du champ électromagnétique agressif est représenté. De plus, la deuxième méthode est basée sur la théorie du fil mince associée à la méthode FDTD-3D.

Par conséquent, ce chapitre exposera d'abord un état de l'art concernant les études du couplage entre un champ électromagnétique externe et une ligne de transmission.Puis, les différents modèles de couplage basés sur la théorie de la ligne de transmission vont entamés. Nous exposons par la suite, l'approche du fil mince développée dans le but d'étudier le couplage entre le champ électromagnétique et une ligne aérienne en utilisant la méthode FDTD.

Ainsi, dans la dernière partie de ce chapitre, nous nous intéressons à la simulation du phénomène du couplage entre le champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre et une tour éolienne avec une ligne unifilaire aérienne. Dans ce contexte, nous présenterons le courant de la foudre, les composantes du champ électromagnétique rayonné et les surtensions induites.

Ce chapitre s'achève par les conclusions issues des remarques enregistrées à partir des différents résultats de simulation.

IV.2 État de l'art concernant la modélisation et le calcul des tensions provoquées par un éclair sur un réseau électrique

K.W. Wagner a élaboré la théorie des impulsions induites par la foudre sur les lignes d'un réseau électrique en 1908 [24]. Cet écrivain a démontré que le cumulonimbus, positionné au-dessus de la ligne, génère à l'intérieur de celle-ci des charges de polarité positive. Quand

l'intensité du champ électrique s'accroît au fil du temps, les charges libres peuvent être véhiculées vers la terre via une résistance de fuite et la connexion à la terre du neutre. Cela permet d'évaluer la charge induite tout au long de la ligne en présumant que le potentiel résistant de cette ligne est nul.

Lorsque les charges du nuage orageux s'estompent, la charge libre induite le long de la ligne se comportera comme une onde en mouvement.

La tension générée sur la ligne est déterminée par le multiplicateur de l'altitude du conducteur par rapport au sol et le champ électrique créé par une décharge orageuse. Le délai de front est défini par la modification du champ électrique inducteur le long de la trajectoire. *Bewley* [24] a dirigé des travaux de recherche en 1929, basés sur la théorie de *Wagner*.

Il a donc estimé que le champ inducteur ne peut pas disparaître subitement, mais doit nécessairement avoir une dérivée temporelle finie. C'est-à-dire que la longueur d'onde se déplace vers le haut en parallèle à la réduction de son amplitude.

L'idée de considérer l'effet inductif du canal de foudre vers le sol pour déterminer la tension induite en se basant uniquement sur la composante du champ magnétique a été introduite dans les recherches *d'Aigner* en 1935 [24]. Toutefois, ses recherches recommandaient des calculs de tension induite sur les bases quasi-stationnaires en supposant que le courant de foudre oscille de manière sinusoïdale. C'était une contrainte majeure.

En 1942, *C. F. Wagner* et *Mc.Cann* [24] ont publié un article basé sur les recherches de *Schonland.* Ils ont démontré par la suite que la tension induite atteint son apogée pendant la phase de l'arc en retour, en supposant une distribution uniforme de la charge électrique et que le courant de l'arc en retour se déplace du sol vers le nuage à une vitesse constante le long du trajet de la foudre. On peut déterminer la composante du champ électrique à partir des équations de *Maxwell*. On utilise l'approche de l'intégration numérique pour déterminer la tension induite en présumant que le potentiel vecteur est insignifiant.

En 1948, *Szpor* [24] a présenté une nouvelle formule mathématique distincte de celle de *C. F. Wagner* et *Mc. Cann*, tout en maintenant la même amplitude des tensions induites dans ses travaux. Ce dernier, a intégré l'induction magnétique et électrostatique tout en tenant compte du scénario quasi-stationnaire. Ainsi, ses conclusions ne sont applicables que dans la zone proche de la foudre.

En 1954, *Golde* [24] attire l'attention sur le lien entre les tensions induites et la fréquence des défauts sur les lignes électriques. Par conséquent, cet écrivain a adopté dans ses œuvres une approche de calcul des tensions induites plus alignée avec celle appliquée par *C. F. Wagner* et

Mc. Cann.Il a suggéré que la charge répartie le long du traceur descendant décroisse de manière exponentielle en fonction de la hauteur par rapport au sol.

Il a également présumé que la vitesse de diffusion de l'arc de retour décroît de manière exponentielle au fil du temps. Selon Gold, la vitesse de retour de l'arc serait approximativement de 80 m/µs, soit environ 27% de la vitesse de la lumière.
En 1955, *R. Lundholm* [24] a décrit le calcul des tensions induites dans une ligne de transport haute tension courte et longue, démontrant ainsi le lien entre la vitesse de l'arc de retour et le courant de foudre dans ses recherches.

Dans le calcul des tensions induites, on prend en compte les hypothèses de *C. F. Wagner* et *Mc. Cann*, tout en négligeant la composante du champ magnétique.
Malheureusement, ses résultats de calcul n'ont pas été très probants du point de vue théorique.

En 1958, *S. Rusck* a proposé un modèle qui associe le champ électromagnétique émis par la foudre aux lignes de transmission. Ce modèle est reconnu dans la littérature comme le fondement des recherches sur l'association entre les réseaux électriques et le champ électromagnétique produit par la foudre. Effectivement, cet auteur a formulé les équations de la ligne de transmission en termes du courant et du potentiel scalaire induit et inducteur [24][91][92].

IV.3 Modèles de couplage élaborés grâce à la théorie de transmission

Ces modèles sont basés sur les équations télégraphistes qui représentent la ligne aérienne

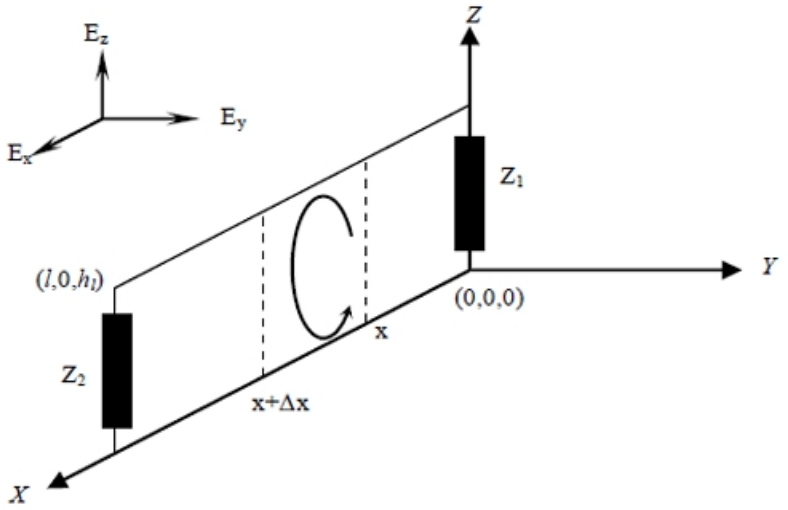


Figure IV.1 : Géométrie utilisée pour élaborer les équations de couplage entre une ligne et un champ d'excitation [91]

Associées à une composantes des champs électromagnétique généré par la foudre. La figue IV.1 illustre la géométrie utilisée pour élaborer les équations de couplage entre une ligne et un champ d'excitation. Les modèles de couplage les plus populaires sont présentés ci-dessous :

❖ **Modèle de *Rusck***

Sun Rusck a introduit un modèle [24] en 1958, visant à étudier la corrélation entre le champ électromagnétique généré par une décharge électrique nuage-sol et les lignes de transmission aériennes. Les équations de ce modèle sont formulées en fonction des courants de la ligne et du potentiel scalaire induit et inducteur.

Les deux équations de couplage qui illustrent la ligne de transmission élaborées par S.*Rusck* sont :

$$\frac{\partial V(x,t)}{\partial x} + L\frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \qquad \text{IV-1}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C\frac{\partial V(x,t)}{\partial t} = 0 \qquad \text{IV-2}$$

$V(x,t)$ représente le potentiel scalaire induit, tandis que $V_i(x,t)$ symbolise le potentiel scalaire inducteur du champ incident. L et C font référence respectivement à l'inductance et à la capacité par unité de longueur de la ligne.

L'équation fournit la valeur de la tension totale :

$$U(0,t) = V(x,t) + h\frac{\partial A_z^i(x,t)}{\partial t} \qquad \text{IV-3}$$

h est la hauteur de la ligne étudiée et A_z^i est la composante verticale du potentiel vecteur incident.

Pour la ligne de transmission examinée, les conditions aux limites sont les suivantes :

$$U(0,t) = -Z_1 i + h\frac{\partial A_z^i}{\partial t} \qquad \text{IV-4}$$

$$(l,t) = -Z_2 i + h\frac{\partial A_z^i}{\partial t} \qquad \text{IV-5}$$

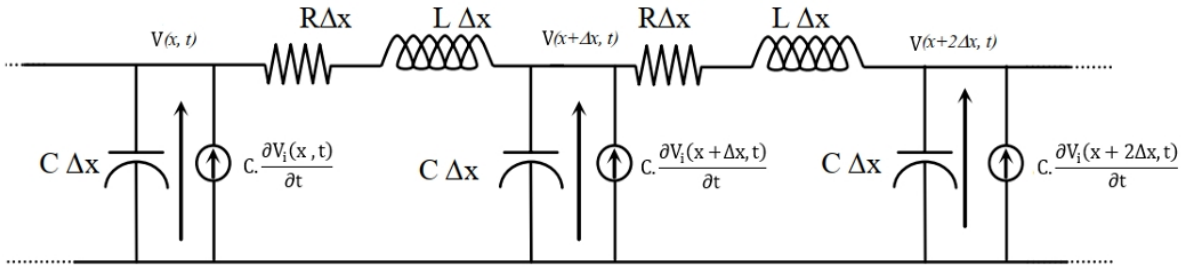


Figure IV.2 : Schéma équivalent de la ligne de transmission en se basant sur la formulation de *Rusck*[91].

❖ ***Modèle de Taylor, Satterwite***

En 1965, *Taylor, Satterwite et Harrison* [91][93] ont conçu un modèle de couplage dérivé basé sur les sources de tensions et de courants distribués.

Ils fournissent les équations de la ligne de transmission en fonction de la tension totale et du courant de la ligne comme indiqué ci-dessous :

$$\frac{\partial V(x,t)}{\partial x} + Ri(x,t) + L\frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = -\int_0^h B_y^i(x,z,t)dz \qquad \text{IV-6}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C\frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = -C\frac{\partial}{\partial t}\int_0^h E_z^i(x,z,t)dz \qquad \text{IV-7}$$

On constate que dans ce modèle, le champ électrique vertical incident E_z^i (provenant de la source de courant) et le champ d'induction magnétique horizontal (transverse) B_y^i (issu de la source de tension) se manifestent clairement en tant que termes sources.

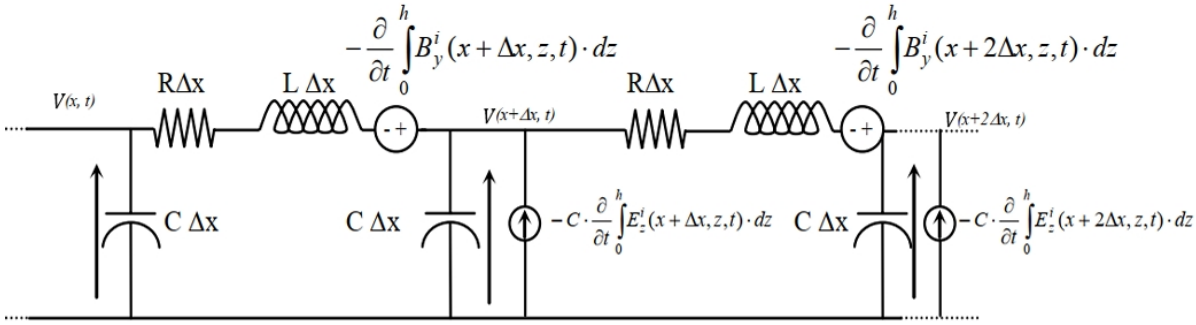


Figure IV.3 : Modélisation de la ligne de transmission en se basant sur la formulation de *Taylor* et *al.* [91].

Le schéma de couplage illustré par les équations (IV-6) et (IV-7) se trouve dans la figure (IV-3)

❖ ***Modèle de Chowdhuri , Gross***

En 1967, *Chowdhuri et Gross* ont introduit un modèle basé sur celui de Taylor et al. Les équations de couplage correspondant à ce modèle sont les suivantes : [91][94]

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + Ri(x,t) + L\frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \qquad \text{IV-8}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C\frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = -C\frac{\partial}{\partial t}\int_0^h E_z^i(x,z,t)dz \qquad \text{IV-9}$$

Les conditions aux limites liées à ce modèle sont exprimées par les équations (IV-10) et (IV-11).

$$U(0,t) = -Z_1 i(0,t) \quad \text{IV-10}$$

$$U(0,t) = -Z_2 l(0,t) \quad \text{IV-11}$$

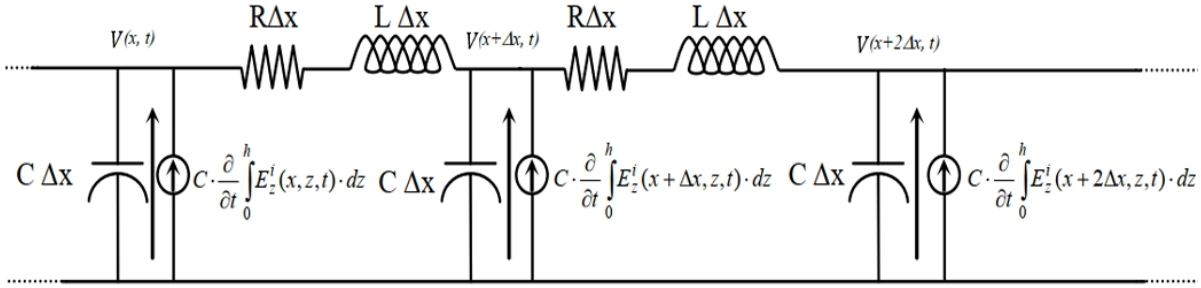


Figure IV.4 : Schéma de la ligne à l'aide du modèle proposé par *Chowdhuri* et *al.* [91].

❖ ***Modèle d'Agrawal***

Le modèle d'*Agrawal, Price et Gurbaxini* (1980) concernant le calcul des tensions induites utilise des équations de couplage exprimées en termes de tension diffractée qui se présentent comme suit [91] :

$$\frac{\partial U^s(x,t)}{\partial x} + Ri(x,t) + L\frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = E_x^i(x,h,t) \quad \text{IV-12}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C\frac{\partial U^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad \text{IV-13}$$

L'étalement des tensions diffractées U^s le long de la ligne est attribué aux sources de tensions distribuées qui découlent de la composante horizontale du champ électrique E_x^i à la hauteur de la ligne. On peut exprimer la tension totale induite sur les lignes *U(x,t)* en termes des tensions diffractées U^s(x,t) et des tensions excitatrices U^i(x,t) à l'aide de la formule suivante :

$$U(x,t) = U^s(x,t) + U^i(x,t) = U^s(x,t) - \int_0^h E_z^i(x,z,t)dz \quad \text{IV-14}$$

Avec :

$$U^i(x,t) = \int_0^h E_z^i(x,z,t)dz \quad \text{IV-15}$$

Les équations (IV-16) et (IV-17) formulent les conditions limites de la tension diffractée.

$$U^s(0,t) = -Z_1 i(0,t) + \int_0^h E_z^i(x,z,t)dz \quad \text{IV-16}$$

$$U^s(l,t) = -Z_2 i(l,t) + \int_0^h E_z^i(l,z,t)dz \quad \text{IV-17}$$

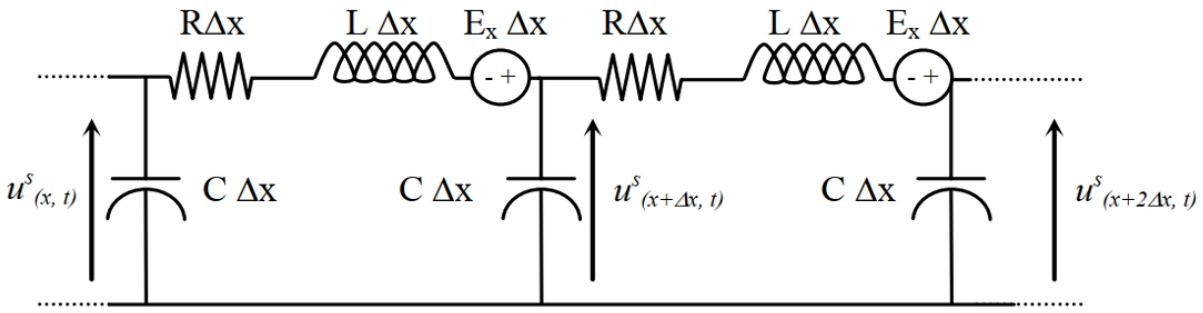


Figure IV.5 : Schéma équivalent de la ligne de transmission d'après le modèle d'*Agrawal et al*. [91]

❖ **Modèle de *Rachidi***

Rachidi [91][94] a récemment élaboré un modèle de couplage équivalent à ceux d'Agrawal et al. Ainsi que de Taylor et al. Dans cette formulation, on ne note que le champ magnétique horizontal incident (B_x) comme origine du courant diffracté de la ligne (i^s) :

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + Ri(x,t) + L\frac{\partial i^s(x,t)}{\partial t} = 0 \qquad \text{IV-18}$$

$$\frac{\partial i^s(x,t)}{\partial x} + C\frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{L}\int_0^h \frac{\partial B_x(x,z,t)}{\partial y} dz \qquad \text{IV-19}$$

Il convient de souligner que le modèle de *Rachidi*, basé sur les courants de ligne, est en réalité une reformulation du modèle d'*Agrawal* et *al*, qui quantifie en termes de tensions diffractées de la ligne. La relation suivante établit un lien entre le courant total de la ligne et le courant diffracté :

$$i(x,t) = i^s(x,t) - \frac{1}{L}\int_0^h B_y^i(x,z,t)dz \qquad \text{IV-20}$$

Les conditions limites pour le courant diffracté sont décrites par les équations (IV-21) et (IV-22) :

$$i(0,t) = -\frac{U(0,t)}{z_1} + \frac{1}{L}\int_0^h B_y^i(0,z,t)dz \qquad \text{IV-21}$$

$$i(l,t) = -\frac{U(l,t)}{z_1} + \frac{1}{L}\int_0^h B_y^i(l,z,t)dz \qquad \text{IV-22}$$

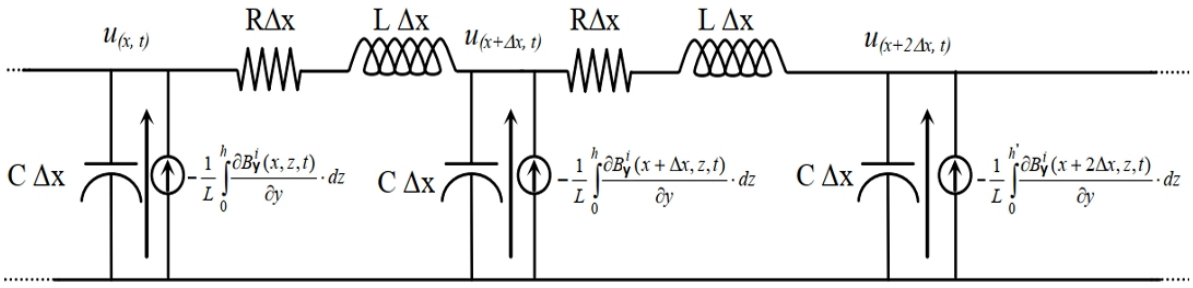


Figure IV.6 : Représentation équivalente du circuit de la ligne en utilisant le modèle proposé par *Rachidi* [91].

La représentation (IV-6) illustre le schéma équivalent du câble de transmission d'après le modèle de Rachidi.

IV.4 Approche reposant sur la méthode FDTD

La méthode FDTD en trois dimensions (3D-FDTD) est fréquemment employée dans les recherches pour illustrer le fil mince. De plus, nous examinerons cette représentation dans la section suivante.

Le fil mince a été présenté de différentes manières dans divers travaux de recherche. On peut donc mentionner, comme illustration, les recherches de *Noda* et al [95], *Umashankar* et *al*. [96], *Baba* et *al*. [97] ainsi que *Tanaguchi* et *al*. [98]. Toutefois, le modèle suggéré par *Noda* et *al* [56] est souvent employé dans les recherches sur la simulation du rayonnement provenant des éclairs nuage-sol, ainsi que dans les analyses concernant les surtensions provoquées par ce même rayonnement.

Noda et *Yokoyama* [95] ont prouvé que dans l'analyse du champ électromagnétique via la technique 3D-FDTD, le rayon équivalent d'un fil rectiligne parfaitement conducteur placé dans un milieu sans perte et représenté en imposant les composantes tangentielles du champ électrique à être nulles le long de l'axe de ce fil, est : $a_0 = 0.23\Delta s$ (par exemple : lors de la simulation du champ électromagnétique produit par un coup de foudre en utilisant la méthode 3D-FDTD, le rayon équivalent du fil vertical qui symbolise le canal de foudre est $a_0 = 0.23\Delta s$).

Avec Δs : la mesure du côté latéral de la cellule de discrétisation utilisée dans le calcul.

Afin de modéliser un fil dont le rayon est inférieur à la cellule élémentaire a_0, il est nécessaire d'ajuster les propriétés électromagnétiques du milieu environnant. Ainsi, la perméabilité magnétique (μ'_r) doit être augmentée pour le calcul du champ magnétique azimutal (bouclant

le fil), tandis que la permittivité électrique (ε'_r) doit être diminuée pour le calcul des composantes radiales du champ électrique.

Dans le cas d'un milieu dissipatif, la conductivité (σ') subit la même correction que la permittivité [97]. Par conséquent, les propriétés du milieu artificiel (perméabilité, permittivité et conductivité) s'expriment par rapport aux paramètres du milieu d'origine (généralement l'air pour l'étude de la foudre) selon les relations suivantes :

$$\mu'_r = \frac{\mu_r}{m} \qquad \text{IV-23}$$

$$\varepsilon'_r = m\,\varepsilon_r \qquad \text{IV-24}$$

$$\sigma' = m\,\sigma \qquad \text{IV-25}$$

$$m = \frac{ln(\frac{\Delta_s}{a_0})}{ln(\frac{\Delta_s}{a})} \qquad \text{IV-26}$$

Avec :

$\mu_r, \varepsilon_r, \sigma$:représentent respectivement la perméabilité relative, la permittivité relative et la conductivité du milieu d'origine, tandis que ;

m : le coefficient utilisé pour déterminer la perméabilité, la permittivité et la conductivité du milieu factice à partir de ceux du milieu initial.

Il est à noter qu'une perméabilité modifiée est également employée pour déterminer les composantes axiales du champ magnétique parallèle au fil mince lorsqu'on représente un fil dont le rayon est inférieur au rayon équivalent a_0, afin d'éviter une instabilité numérique [98] (voir figure IV-7-a).

De même, pour représenter un fil dont le rayon dépasse le rayon équivalent a_0, la permittivité relative ajustée est utilisée pour déterminer les composantes axiales du champ électrique qui s'alignent avec la direction du fil fin, comme illustré dans la figure (IV-7-b) [98].

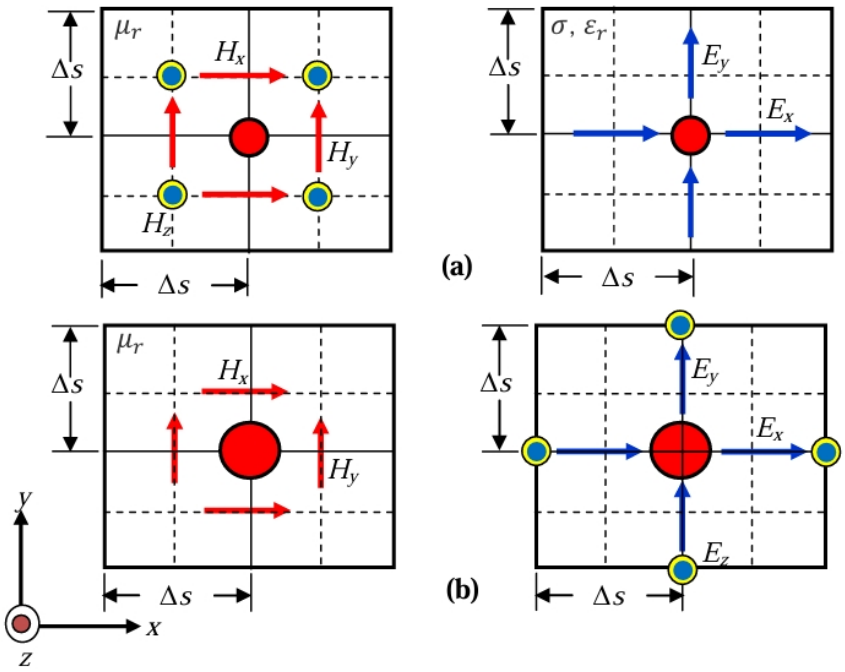


Figure IV.7 : Illustration du fil mince dans la méthode FDTD [83] **:**

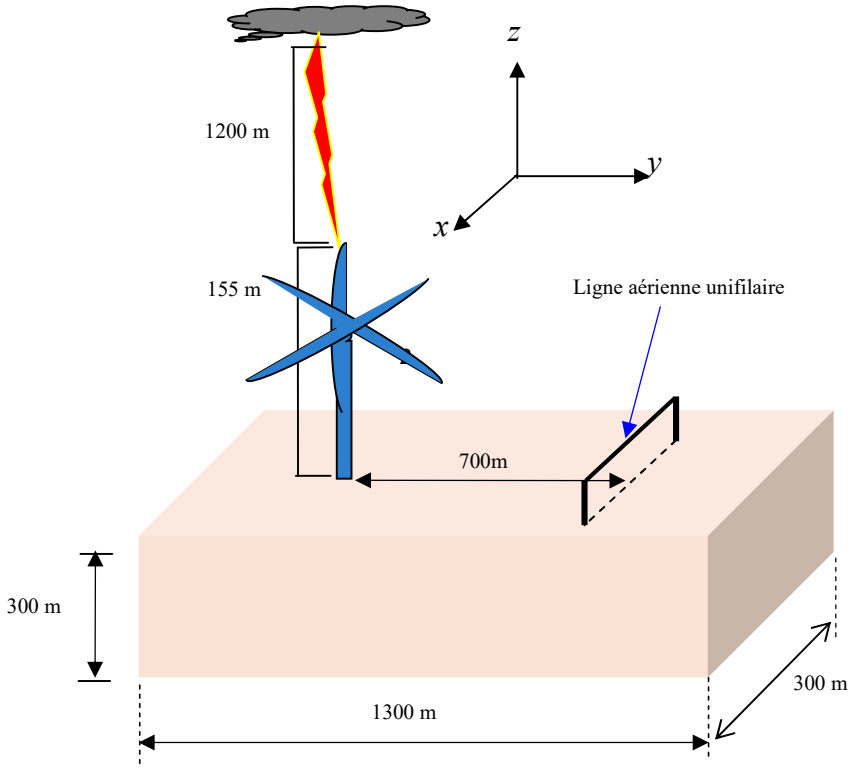
(a) $a < a_0$ (m <1) ; **(b)** $a > a_0$ (m >1)

IV.5 Couplage d'une ligne aérienne avec les perturbations EM généré par l'interaction d'un coup de foudre et une éolienne

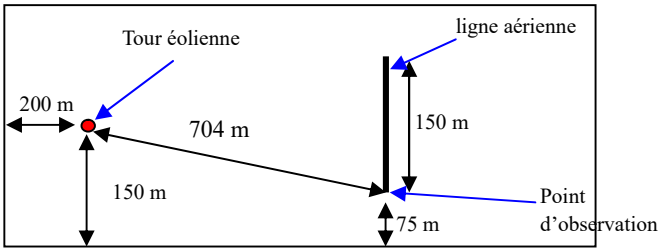
IV.5.1 Méthodologie

La géométrie du problème adoptée pour l'étude du couplage entre une ligne aérienne et le champ électromagnétique généré par l'interaction d'une tour éolienne avec un coup de foudre est illustrée sur la figure IV.8. La figure IV-8-(a) illustre une représentation tridimensionnelle de la configuration adoptée pour l'étude. La figure IV-8-(b) représente une vue de dessous de la géométrie étudiée. Sur cette géométrie, il existe deux zones principales, la première constitue de l'aire et la seconde représente le sol. La zone de l'air accueille une tour éolienne ayant une altitude de 155 m, partant du sol et en arrivant au sommet de l'une de ses pales qui se trouve en position verticale. La longueur de cette pale est égale à 60 m. La tour éolienne en question, est frappée par un coup de foudre caractérisé par son canal dont la hauteur est de 1200m. La même zone de l'air contienne aussi une ligne aérienne unifilaire avec une longueur de 150 m et une hauteur égale à 10 m par rapport à la surface du sol. Cette ligne est terminée par deux résistances (au niveau des deux côtés) ayant la valeur de 499 Ω. Ainsi, le sol est

caractérisé par une profondeur égale à 300 m. Se système est accueilli dans un volume de 300 × 1300 ×1655 m selon les coordonnés x, y, z



(a)



(b)

Figure IV.8 : Géométrie du problème

(a) Représentation en 3D ;
(b) Vue de dessus.

Ainsi, la méthode des différences finis dans le domaine temporelle en trois dimensions (3D-FDTD) est employée pour réaliser notre étude. Cette dernière concerne la simulation du couplage entre une ligne aérienne monofilaire avec le champ électromagnétique généré par un coup de foudre en présence d'une tour éolienne. Donc, on est demandé de calculer la

distribution spatiotemporelle du courant de la foudre le long de l'éolienne et le long du canal de la foudre, le champ électromagnétique due à l'interaction de la foudre avec l'éolienne et les surtensions induites par le couplage de ce champ avec la ligne aérienne. A cet effet, l'utilisation de la méthode 3D-FDTD demande de discrétiser le volume de travail en cellule cubiques ou parallélépipède, de notre part nous avons divisé notre espace de travail des cellules cubique ayant les dimensions $5 \times 5 \times 5$ m. Le calcul des surtensions induites est effectué au niveau la fin de la ligne à une distance direct de 704 m par rapport à la base de la tour éolienne. En plus, l'étude de la distribution spatiotemporelle est entamée en s'appuyant sur le modèle de *Baba* et *Rakov* [100].

IV.5.2 Extension des modèles d'ingénieur pour prendre en compte les objets élevés

✓ *Modèle de Rachidi*

Rachidi et al. [99] ont présenté un modèle mathématique pour étudier la conduite du courant de la foudre lorsqu'il se propage le long d'une tour et le long et le long du canal de la foudre. D'après ce modèle un courant $i_0(t)$ est injecté au sommet de la tour, résultant deux ondes de courant, l'une se propageant le long de la tour et l'autre le long du canal de la foudre, comme l'illustre la figure IV-9.

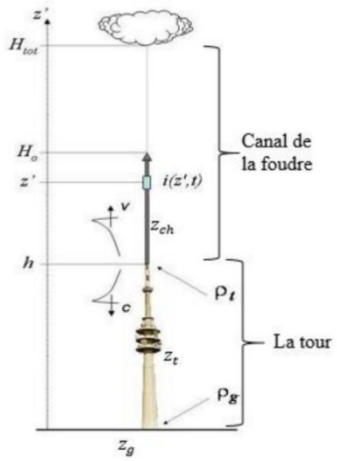


Figure IV.9 : Propagation des impulsions de courant le long du canal et le long de la tour [99].

L'onde qui se propage du sommet de la tour vers le nuage a une vitesse v, tandis que l'onde qui se propage du sommet de la tour vers le sol est caractérisée par vitesse égale à celle de la

lumière c. La tour est considérée comme une ligne de transmission longue avec une impédance caractéristiqueZ_t et des coefficients de réflexion constants ρ_t(au niveau du sommet) et ρ_g(au niveau de la base) [99].

Pour : $0 \leq z' \leq h$

$$i(z',t) = \left(1 - \rho t\right) \sum_{n=0}^{\infty} \begin{bmatrix} \rho_t^n \rho_g^n i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c}\right) \\ +\rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c}\right) \end{bmatrix} u\left(t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c}\right) \qquad \text{IV-27}$$

Pour :$h \leq z' \leq H$

$$I(z',t) = \begin{bmatrix} p(z'-h)_{i0} \left(h, t - \frac{z'-h}{v^*}\right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{c}\right) + \\ (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_0 \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c}\right) \end{bmatrix} u\left(t - \frac{z'+h}{v}\right) \qquad \text{IV-28}$$

Les paramètres dans les équations (IV-27) et (IV-28) sont :

h: Hauteur de la tour.

ρ_t Et ρ_g: sont respectivement les coefficients de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour.

c : vitesse de la lumière

v: vitesse du front de l'arc en retour

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

$P(z')$: Facteur d'atténuation du courant

$u(t)$: Fonction unit

n : Nombre de réflexions aux deux extrémités de la tour

✓ *Modèle de Baba et Rakov*

Baba et Rakov [100] en 2005 ont proposé un autre modèle mathématique pour étudier la distribution spatiale et temporelle du courant de l'arc de retour, soit le long du canal de la foudre le long d'un objet élevé. Dans leur modélisation, ils ont utilisé le courant de court-

circuit $i_{sc}(t)$ pour représenter cette distribution. Cette approche mathématique a été présentée par le biais des deux équations suivantes

Pour $0 \leq z' \leq h$:

$$i(z',t) = \frac{1-\rho_t}{2}\sum_{n=o}^{\infty}\begin{bmatrix}\rho_t^n \rho_g^n i_{sc}\left(h, t-\frac{h-z'}{c}-\frac{2nh}{c}\right)\\ +\rho_g^{n+1}\rho_t^n i_{sc}\left(h, t-\frac{h+z'}{c}-\frac{2nh}{c}\right)\end{bmatrix} \quad \text{IV-29}$$

Pour $z' \geq h$

$$I(z',t) = \frac{1-\rho_t}{2}\begin{bmatrix}I_{sc}\left(h, t-\frac{h-z'}{c}\right)\\ +\sum_{n=o}^{\infty}\rho_g^n\rho_t^{n-1}(1+\rho_t)I_{sc}\left(h, t-\frac{h+z'}{v}-\frac{2nh}{c}\right)\end{bmatrix} \quad \text{IV-30}$$

IV.5.3 Résultats et discussion

A/ Distribution du courant

La figure IV-10 présente l'onde de courant calculé au sommet de la tour qui est le point d'attachement entre le coup de foudre et la tour éolienne. Cette onde de courant est calculée à l'aide de la fonction d'*Heidler* pour un arc en retour subséquent, présentée précédemment dans le chapitre III. Les paramètres exploités dans ces calculs sont consignés sur le tableau IV.1.

	I_{01}(KA)	τ_{11}(µs)	τ_{21}(µs)	n_1	I_{02}(KA)	τ_{12}(µs)	τ_{22}(µs)	n_2
Arc en retour subsequent	10.5	0.25	2.1	2	6.5	2.5	230	2

Tableaux IV.1: Paramètres du courant injecté au sommet de l'éolienne [53].

Selon les résultats présentés sur la figure IV-10, on remarque le courant au sommet de la tour éolienne est sous la forme d'une impulsion ayant une amplitude maximale égale à 12 kA. Cette amplitude est atteinte après un temps de montée égale à 0.7 µs.

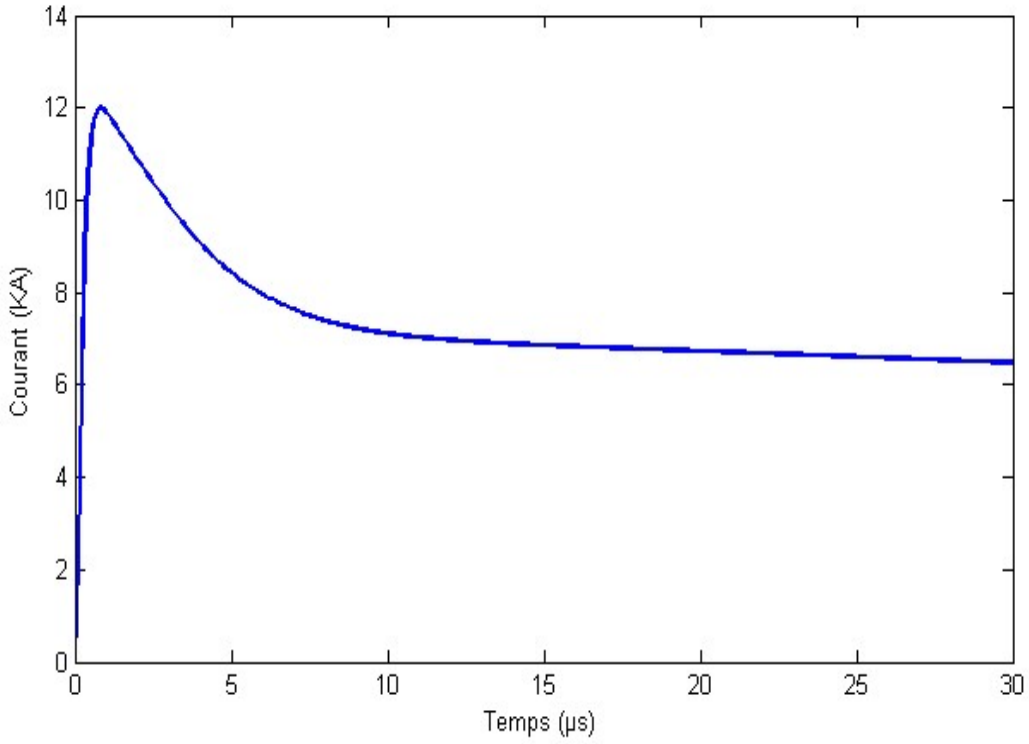


Figure IV.10 : Courant au sommet de l'éolienne selon le modèle *d'Heidle.*

En exploitant le modèle de *Baba et Rakov* (avec ρ_t = -0.5 etρ_g = 1) associé au modèle de la ligne de transmission (TL) et en injectant l'impulsion présentée au niveau de la figure IV-10 comme une source de courant au sommet de la tour éolienne, nous avons simulé la distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour éolienne et le long du canal de la foudre. Les résultats obtenus sont configurés sur la figure IV-11. Pour mieux illustrer la propagation de l'onde du courant nous avons donné dans la figure IV-12 une représentation en trois démentions de la distribution du courant. Selon les résultats présentés sur ces deux figures en remarque le point t = 0 µs est correspond à l'altitude z = 155 m car il représente le point d'attachement entre le coup de foudre et la palle de la tour éolienne. A partir de ce dernier point, le courant est caractérisé par un retard en temps relatif au temps nécessaire pour que l'onde de courant arrive au point concerné par le calcul.

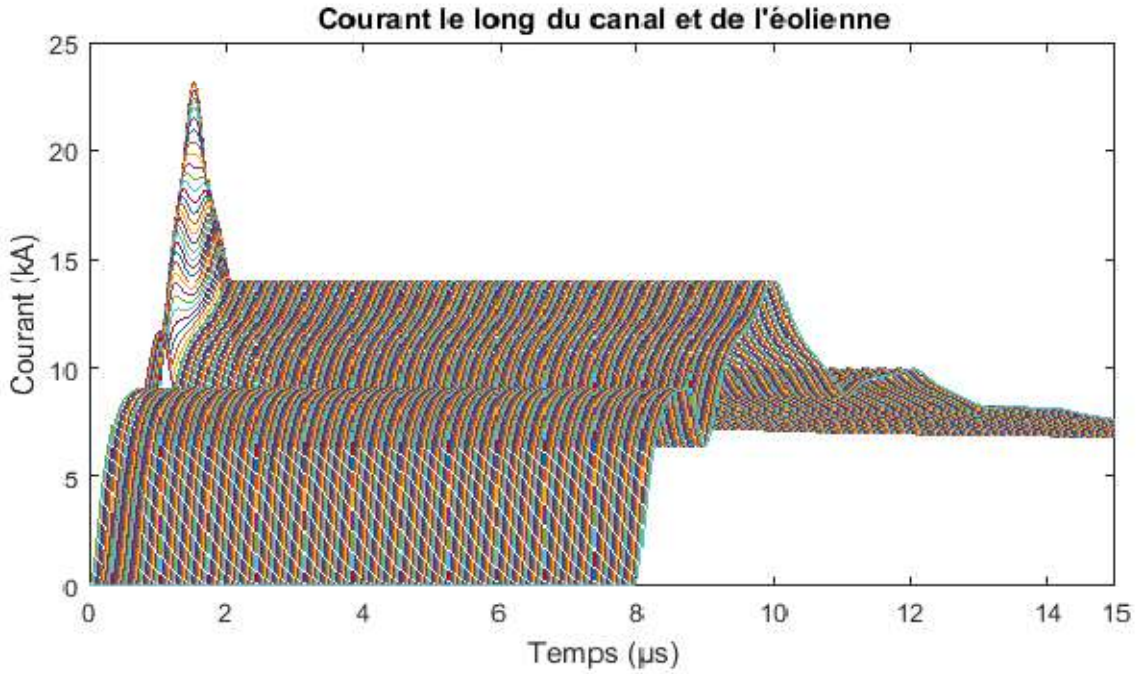


Figure IV.11 : Distribution spatiotemporelle du courant le long de l'éolienne et le long du canal de la foudre.

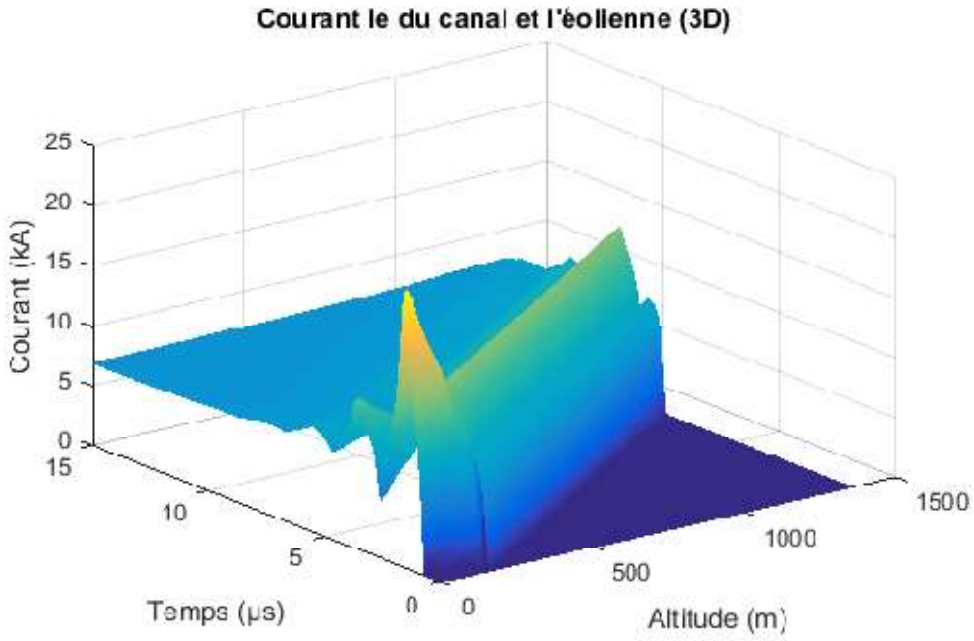


Figure IV.12 : Représentation 3D du courant de la foudre dans l'éolienne et dans le canal.

Afin d'extraire plus d'informations, nous avons séparé la distribution du courant le long de l'éolienne à celle concernant la propagation le long du canal de la foudre. Cette séparation résulte en deux résultats présentés par les figures IV-13 et IV-15 associées à leurs représentations en trois dimensions illustrées dans les figures IV-14 et IV-16 respectivement. Selon les figures IV-13 et IV-14 qui donne la conduite du courant le long de la tour éolienne,

l'amplitude supérieure est enregistrée au niveau de la base de l'éolienne, car elle représente la somme de deux ondes de courant une incidente et l'autre réfléchie. Puis, le courant connu une atténuation lorsqu'il se propage de la base de l'éolienne vers son sommet.

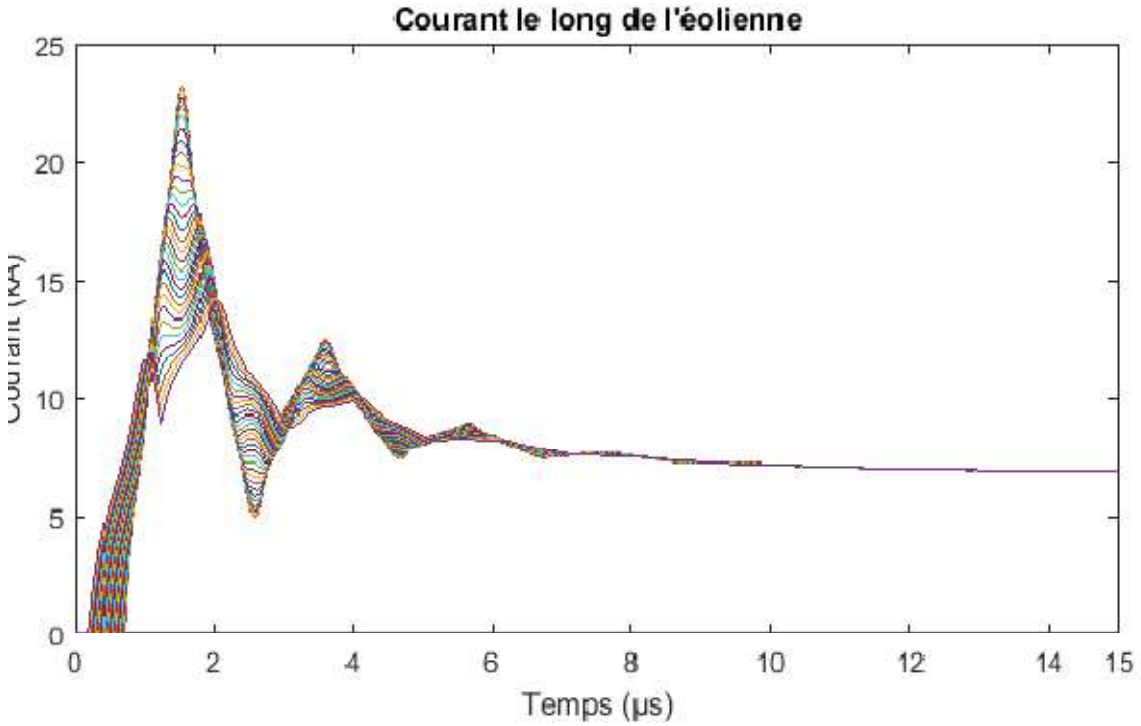


Figure IV.13 : Distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour éolienne.

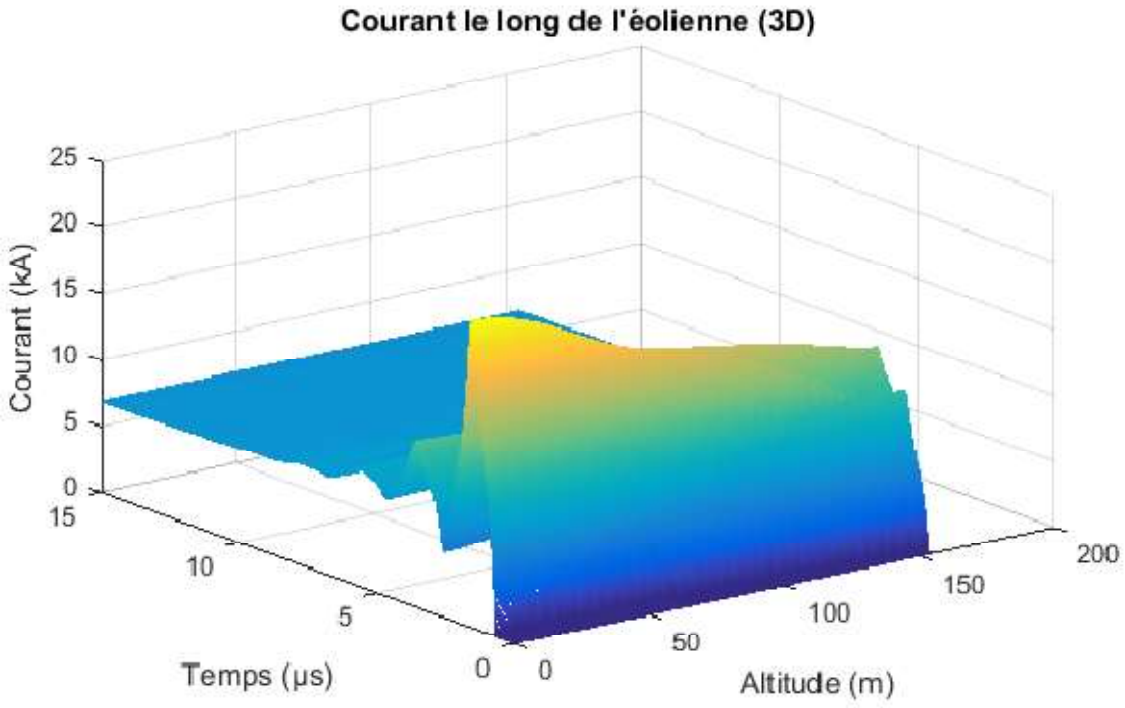


Figure IV.14 : Représentation 3D du courant de la foudre dans l'éolienne.

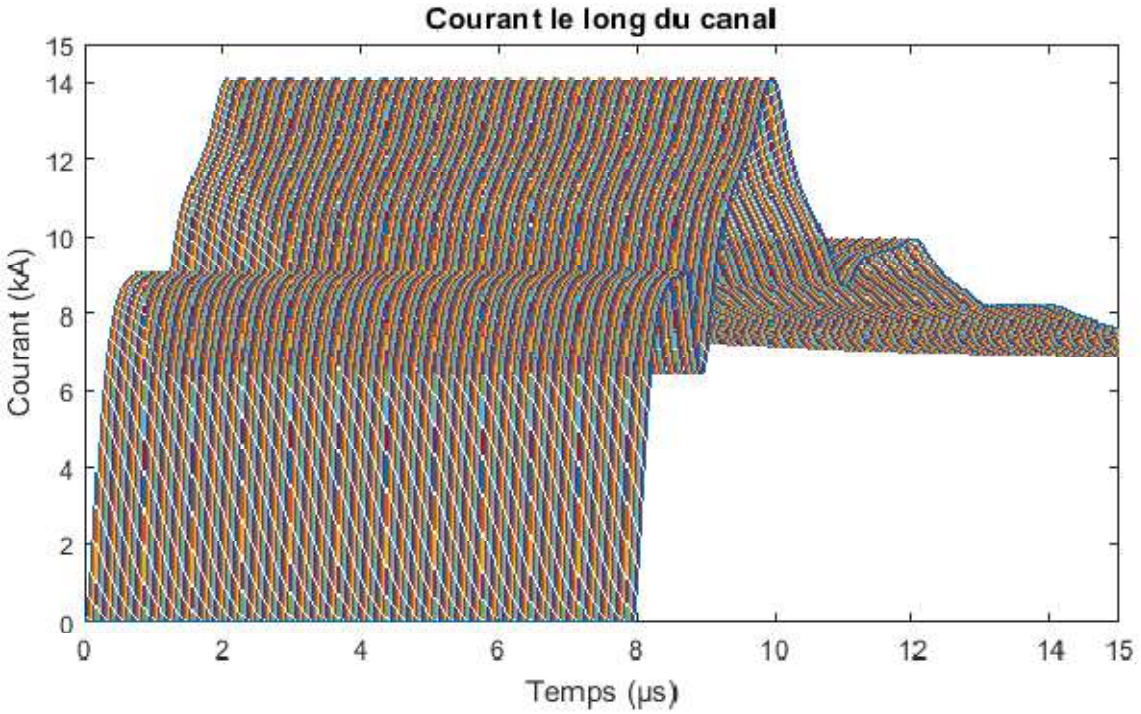


Figure IV.15 Distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de la foudre.

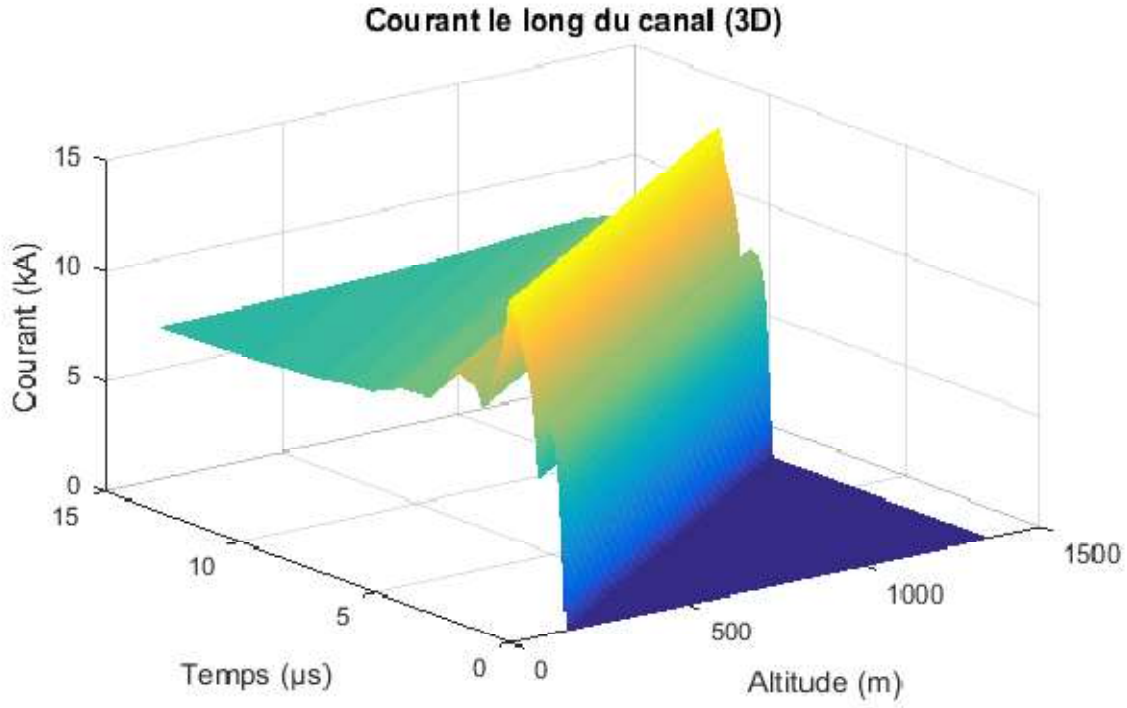


Figure IV.16 : Représentation 3D du courant dans le canal de la foudre.

Pour la distribution spatiale et temporelle du courant le long du canal présenté par la figure IV.15 et sa représentation en trois dimensions de la figure IV.16, l'apparition du retard temporel correspond au temps d'arriver de l'onde du courant à chaque point de calcul est très claire. De plus, on remarque que toutes les ondes de courant ont la même forme et leurs amplitudes sont égales. Cette égalité des amplitudes et ressemblance des formes d'onde reviennent à l'utilisation du modèle TL qui stipule que le courant de l'arc en retour se propage dans le canal de la foudre sans aucune atténuation né déformation.

Ainsi, dans le but de donné plus de commentaire sur la conduite du courant dans la tour et éolienne ainsi que dans le canal de la foudre, nous avons simulé ce dernier en cinq différents point à savoir : le sommet de l'éolienne, la base de l'éolienne et à 250 m, 500 m et 750 m, du sommet de la pale de la tour éolienne. A cet effet, les résultats de simulation sont donnés sur la figure IV.17. Plus les conclusions citées précédemment concernant les amplitudes et les formes d'onde du courant, nous avons remarqué sur la figure IV.17 l'apparition des oscillations au niveau de toutes les formes d'onde du courant, La cause de ces oscillations revienne aux multi-réflexions des ondes de courant entre le sommet est la base de la tour.

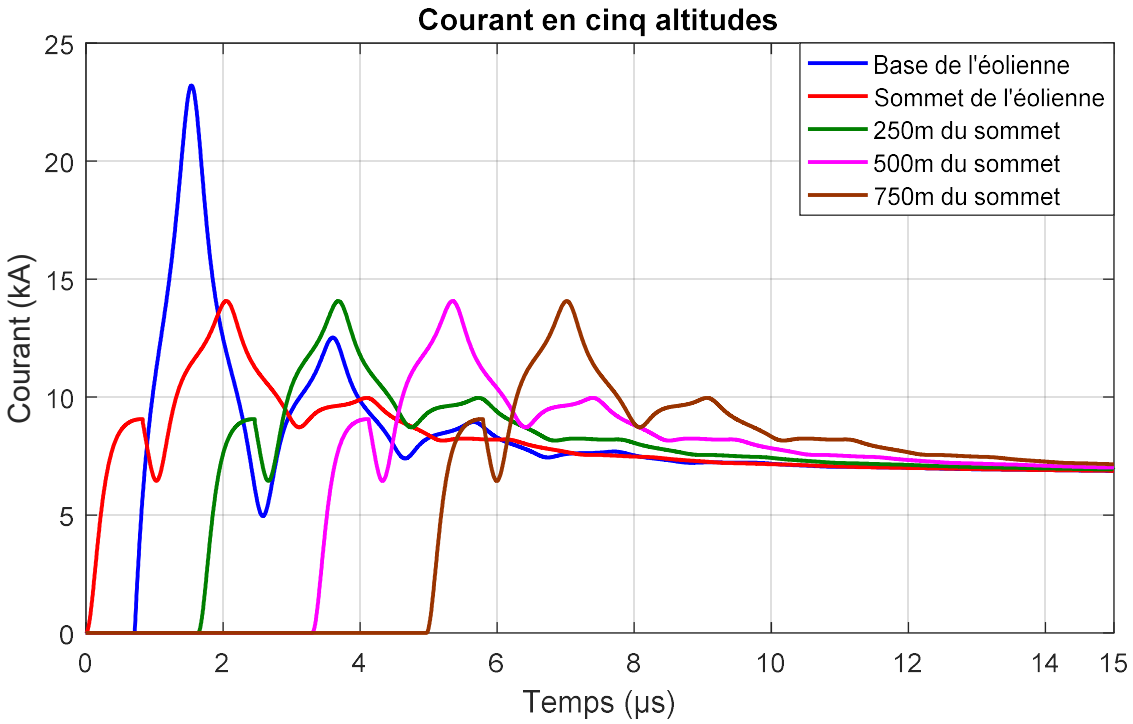


Figure IV.17 : Distribution spatiotemporelle du courant calculée en cinq différentes altitudes.

B/ Composantes du champ électromagnétique

En injectant les formules d'*Heidler* pour le courant au sommet de la tour éolienne ainsi que le modèle de *Baba et Rakov* dans le code de calcul 3D-FDTD développé par notre encadreur au sein de l'équipe CEM du laboratoire LDEE de l'USTO-MB d'Oran, nous avons calculer le champ électromagnétique généré par l'interaction entre un coup de foudre et une tour éolienne au niveau de tous les points du volume de travail. Les résultats sont obtenus à l'aide la résolution des équations de Maxwell en utilisant la méthode FDTD en trois dimensions basées sur la formulation de *Taflove* associée aux conditions aux limites UPML. Ainsi, sur la base cette approche et en adoptant l'hypothèse du sol parfaitement conducteur on a enregistré la composante verticale du champ électrique et la composante azimuthale du champ magnétique au niveau du point d'observation illustrée sur la géométrie du problème (point correspond à la limite de la ligne aérienne).

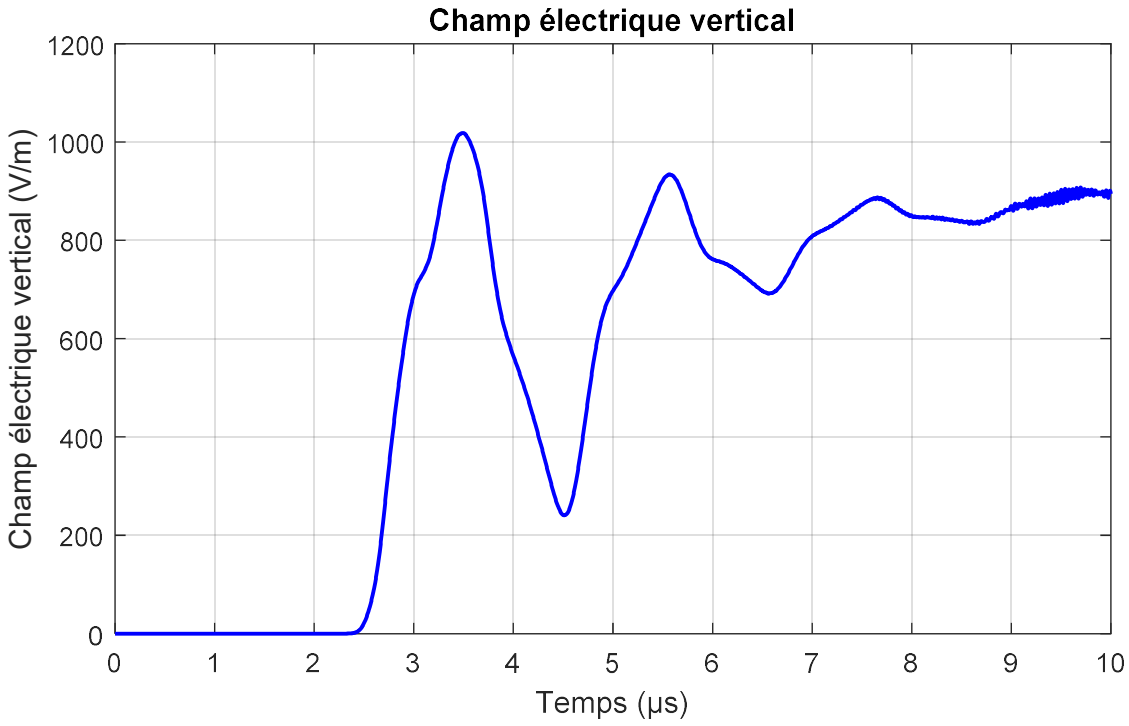


Figure IV.18 : Variations temporelle du champ électrique vertical.

La figure IV-18 présente les variations temporelles de la composante verticale du champ électrique. Cette composante est sous la forme d'une onde oscillatoire amortie avec le passage du temps. De plus, elle est caractérisée par un temps de montée de son premier pic égale à 1 µs, un temps d'arriver de 2.5 µs et une amplitude maximale de son premier pic ayant

valeur de 1100 V/m. Ainsi, la forme d'onde du champ souffre de l'apparition des oscillions causées par les multi-réflexions du courant entre la base et le top de la tour.

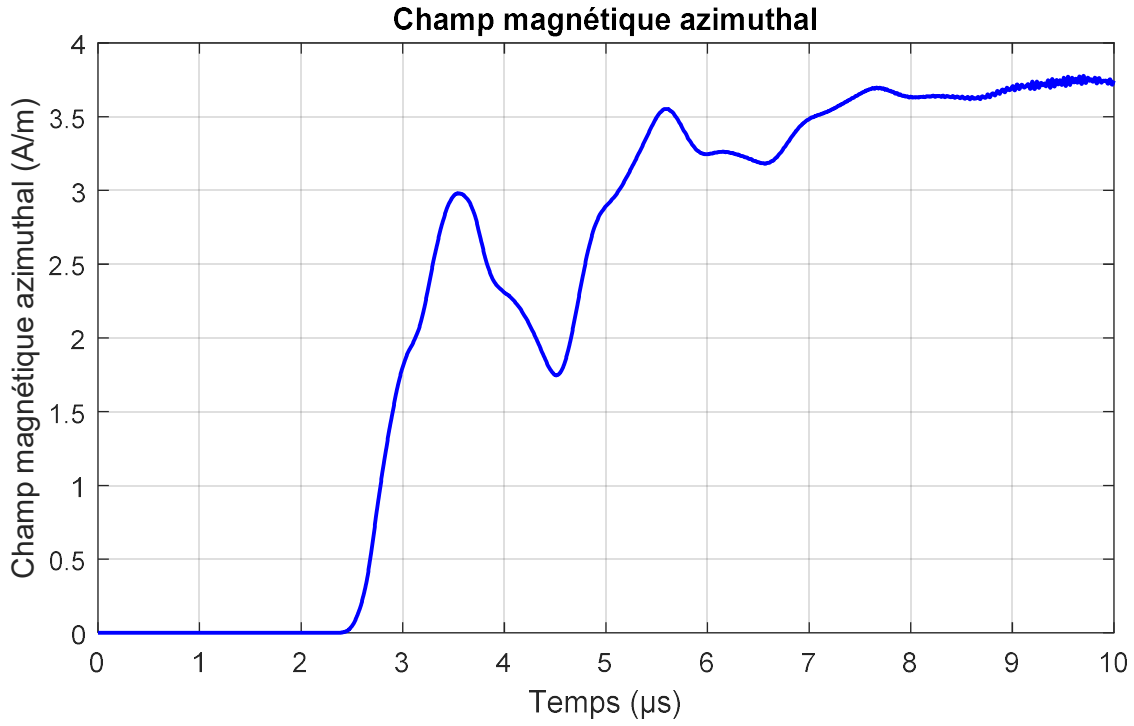


Figure IV.19: Variations temporelle du champ magnétique azimuthale.

Les résultats de simulation concernant les variations temporelle de la composante azimuthale du champ magnétique sont illustrés sur la figure IV-19. D'après la forme d'onde présentée sur cette dernière figure, le champ magnétique azimuthale est caractérisé par trois pics progressifs selon les valeurs maximales de ces amplitudes. La valeur maximale du premier pic est égale à 3 A/m pour un temps de montée de 1.1 µs, tandis que le deuxième pic atteint la valeur de 3.55 A/m à un temps égal à 5.6 µs, alors que le dernier pic achève son amplitude maximale qui égale à 3.7 A/m à un temps de 7.6 µs. Le temps d'arriver de l'onde du champ a une valeur 2.5 µs.

C/ Tensions induites

L'addition des procédures mathématiques liées à la théorie du fil mince au code de calcul 3D-FDTD, nous a permis d'étudier le couplage entre le champ électromagnétique rayonné par l'interaction d'un coup de foudre et tour éolienne avec une ligne aérienne monofilaire. L'étude de ce couplage demande le calcul des tensions induites sur cette ligne. Comme il a été illustré sur la géométrie du problème le calcul des surtensions induites est effectué au niveau de l'extrémité de la ligne aérienne monofilaire, à une distance directe par rapport à la base de la

tour éolienne égale à 704 m, à une altitude de 10 m mesurée partant de la surface du sol et en adoptant toujours l'hypothèse du sol parfaitement conducteur.

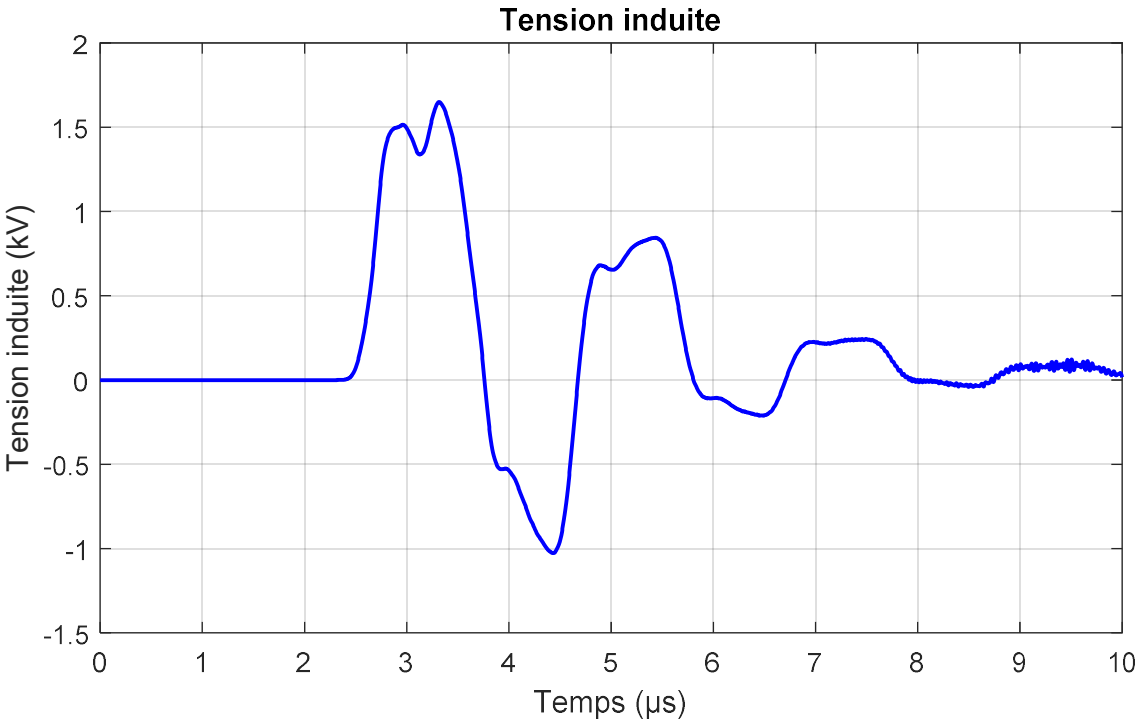


Figure IV.20 : Variations temporelle de la tension induite.

La figure IV-20 présente les variations temporelles de la tension induite au niveau de l'extrémité d'une ligne aérienne monofilaire, par son couplage avec le champ électromagnétique du un coup de foudre frappant une tour éolienne. Selon ce résulta la tension induite est sous la forme d'une onde oscillatoire amortie vers le zéro. Cette onde connue aussi une inversion de sa polarité du côté positive vers la négative et en inverse. L'amplitude maximale pour le côté positif est 1.65 Volt, tandis que celle coté négative atteint la valeur de -1 Volts. Le temps de montée de la première oscillation positive a une valeur égale à 0.8 µs, et celui de la première oscillation négative à pour valeur 0.7 µs. Le temps d'arrivée au point de calcul est 2.5 µs.

IV.6 Conclusion

Ce quatrième chapitre a été consacré à l'étude du couplage d'une ligne aérienne avec le champ électromagnétique généré par l'interaction entre un coup de foudre et une tour éolienne. Lors de cette étude nous avons simulé le courant au sommet de la pale de la tour éolienne (point d'attachement entre le coup de foudre et l'éolienne), les composantes du champ électromagnétique et les surtensions induites. Pour atteindre ce but nous avons appuyé

sur la fonction d'*Heidler* pour le courant au sommet de l'éolienne (courant source), le modèle de *Baba et Rakov* pour modélisé et simuler la distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour éolienne et le long du canal de la foudre, ces deux approches sont associées à la méthode FDTD en trois dimensions (basée sur la formulation de *Taflove*) pour calculer le champ électromagnétique et en dernier la théorie du fil mince est ajoutée afin d'obtenir la tensions induite sur la ligne aérienne monofilaire.

Les résultats obtenus ont montré que l'approche adoptée dans cette étude a permis d'évaluer et analyser à la fois la conduite du courant le long du canal de la foudre et le long de la tour éolienne, la propagation du champ électromagnétique et le couplage entre ce champ et une ligne aérienne. Les résultats obtenus peuvent être exploités dans le but de l'optimisation de la protection soit des systèmes implémentés sur l'éolienne, soit ceux localisés à son voisinage.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans ce travail de mémoire nous nous somme fixé comme objectif principal l'étude du couplage entre une ligne aérienne et le champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour éolienne. Afin d'atteindre cet objective, nous avons exploité la méthode des différences finies dans le domaine temporel en trois dimensions (3D-FDTD), associée au modèle de *Baba et Rakov* pour la distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour éolienne et le long du canal de la foudre. Ainsi, nous avons adopté la fonction d'*Heidler* pour simuler le courant au sommet de la tour éolienne qui est le point d'attachement entre le coup de foudre et l'éolienne. De plus, le calcul des surtensions induites a été effectué en se basant sur la théorie du fil mince. La mise en œuvre numérique de cette approche a permet d'évaluer avec précision Les différents paramètres liés à cette modeste étude.

En premier temps, nous avons présenté une vue générale sur le phénomène naturel dit la foudre, en exposant ces différents aspects théoriques et ces effets spectaculaires. Dans le même contexte de la présentation théorique liée à notre sujet, nous avons abordé les systèmes éoliens, en donnant sa progression et son exploitation pour produire l'énergie électrique partant de l'énergie cinétiques du vent avec une projection sur leurs avantages et inconvénients.

Par la suite, on a passé en revue la modélisation champ électromagnétique généré par la foudre. Dans ce cadre, les différentes méthodes de calcul de ce champ on été exposée. Une attention spéciale a été donnée à la méthode FDTD et surtout celle basée sur la formulation de *Taflove*. La modélisation du courant de la foudre est aussi exposée lors de cette partie, la ou le courant à la base du canal associé à la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre sont présentés mathématiquement et mis en œuvre numérique.

Puis dan le dernier chapitre on est confronté en premier temps au modèles de couplage entre le champ électromagnétique généré par la foudre et une ligne aérienne. Deux méthodes de modélisation ont été présentées à savoir, les modèles basés sur la méthode de ligne de transmission (équations télégraphistes) et celles basée sur la théorie du fil mince implémentée dans la méthode FDTD.

Du point de vue résultats, et en comparant la forme d'onde du courant calculée à l'aide de la fonction d'*Heidler* et injectée au sommet de la tour avec les formes d'ondes obtenues le long de la tour éolienne et dans le canal de la foudre, on peut constater que :

- ✓ L'onde du courant connue une distorsion sous la forme des oscillations causées par les multi-réflexions entre le sommet de la tour éolienne et sa base.
- ✓ L'amplitude la plus supérieur est signalée au niveau de la base de la tour éolienne, car elle présente la somme de deux ondes, une incidente et l'autre réfléchie.
- ✓ Le courant soufre d'une atténuation en partant de la base de l'éolienne et en arrivant à son sommet.
- ✓ Le courant propageant le long du canal de la foudre a la même forme et les mêmes valeurs, car il est basé sur le modèle TL.

Donc selon les remarques précédentes on peut conclure que l'exploitation du modèle de *Baba et Rakov* pour simuler le courant de la foudre en présence d'une éolienne fournit une bonne précision du point de vue formes d'onde et amplitudes de courant.

L'étude a également évaluée, analysée et discutée les composantes du champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec le sommet de la pale d'une tour éolienne en considérant l'hypothèse du sol parfaitement conducteur. Les résultats ont montrés la puissance de la méthode 3D-FDTD dans les études de propagation du champ électromagnétique liées au problème de la compatibilité électromagnétique CEM.

En dernière étape, le calcul de la tension induite par le champ électromagnétique sur une ligne aérienne monofilaire est élaboré par la mise en œuvre de la théorie du fil mince. Le calcul est effectué au niveau de l'extrémité de la ligne aérienne. Les résultats montrent que cette tension induite est sous la forme d'une onde oscillatoire amortie vers le zéro.

Cette étude présente une contribution au domaine de la compréhension des perturbations électromagnétiques générées par l'interaction entre la foudre et les tours éoliennes sur les lignes aériennes, ce qui permit d'avoir une bonne prévention concernant la protection contre les effets néfastes de ces perturbations.

Les futures perspectives de ce travail, peuvent être résumées en :

- ✓ l'étude du cas d'une ligne aérienne multifilaires
- ✓ L'étude de l'interférence entre les câbles souterrains et les perturbations de la foudre en présence d'une tour éolienne.
- ✓ La prise en compte de différentes structures du sol ainsi que l'influence des reliefs géographiques.

Bibliographie

Bibliographies

[1] Rakov, V. A., and M. A. Uman, Lightning: physics and effects, Cambridge University Press, 2003.

[2] M. Ianovici, J. J. Morf, Compatibilité électromagnétique, PPR Lausanne, Zurich, 1983.

[3] M.A, Uman, "The lightning discharge», Dover Publications, INC, Mineola, New York, 2001.

[4] Les orages" étude réalisée par l'association météo centre (AMC), association météo centre– LOI 1901– N° W0362 003 372- SIRET 793 476 060 000 17- CODE APE : 9499Z.

[5] www.chasseurs-orages.com

[6] F. Rachidi « La foudre et ses effets électromagnétiques", EPFL, Lausanne, 2004.

[7] C. Gary « La foudre : Des mythologies antiques à la recherche moderne », Masson, Paris, France, 1995.

[8] M. A. Uman, "The lightning discharge", Academic Press, 1987

[9] K. Berger, R. B. Anderson, H. Kroninger, "Parameters of lightning flashes", Electra, no 41, pp. 23-27, 1975

[10] Y. Bourgois « Modélisation des perturbations électromagnétiques générées sur un réseau de télécommunications par une agression de type foudre » Thèse Doctorat, Université de Limoges, France, 2009.

[11] F. Rachidi-Haeri « Effet électromagnétique de foudre sur les lignes de transmission aériennes : modélisation et simulation », Thèse doctorat Es-Science, EPFL, Lausanne, Suise, 1991.

[12] V. A. Rakov « The physic of lightning », Springer Science and Business Media Dordrecht 2013.

[13] A. Haddouche, D. Dib, A. Benrettem, Protection of the post transformation against the Atmospheric Overvoltages JEAS, Journal of Engineering and Applied Sciences, 2(1):199-202,2006.

[14] K. Berger, "Resultate der Blitzmessungen der Jahr 1947-1954 auf dem Monte San Salvatore", Bull. SEV, no 9, pp. 193-232, 1955.

[15] K. Berger, "Methoden und Resultate der Blitzforschung auf den Monte San Salvatore bei Lugano in den Jahren 1963-1971", Bull. SEV, no 24, pp. 1403-1422, 1972.

[16] A. J. Eriksson, "Lightning and tall structures", Trans. South Afr. IEE, vol 69, pp. 238-252, 1978

[17] E. Garbagnati, G. B. Lo Piparo, "Stazione sperimentale per il rilievo delle caratteristiche dei fulmini", L'Elenrosecnica, LVII, pp. 288-297, 1970.

[18] G. Diendorfer, M. Mair, W. Schulz, and W. Hadrian “Lightning current measurements in Austria-experimental setup and first results”, 25th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 44-47, Rhodes, Greece, 2000.

[19] G. Diendorfer, M. Mair, and W. Schulz “Detailed brightness versus lightning current amplitude correlation of flashes to the Gaisberg tower”, 26th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 8-13, Cracow, Poland, 2002.

[20] H. Torres, O. Trujillo, F. Amortegui, F. Herrera, G. Pinzon, C. Quintana, D. Gonzalez, D. Rondon, M. Salgado, and D. Avila “Experimental station to measure directly lightning parameters in tropical zone”, Eleventh International Symposium on High Voltage Engineering, 467 (5), London, UK, 1999.

[21] H. Torres, O. Trujillo, F. Amortegui, G. Pinzon, C. Quintana, D. Gonzalez, D. Rondon, M. Salgado, and D. Avila “Construction and calibration of three devices to measure directly lightning parameters”, Eleventh International Symposium on High Voltage Engineering, London, UK, 1999.

[22] V. P. Idone, R. E. Orville, "Lightning return stroke velocities in the thunderstorm research international program (TRIP)", Journal of Geophysical Research, vol 87, pp. 4905-4915, 1982.

[23] V. P. Idone, R. E. Orville, P. Hubert, L. Barret, A. Eybert-Berard, "Correlated observations of three triggered lightning flashes", Journal of Geophysical Research, vol. 89, pp. 1385-1394, 1984. 130.

[24] S. Rusk, "Induced lightning overvoltages on power transmission lines with special reference to the dervoltage protection of low-voltage networks", Trans. Royal Institute of Technology, vol. 120, Stockholm, 1958.

[25] C. F. Wagner, "The relation between stroke current and the velocity of the return stroke", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, pp. 609-617, Oct. 1963.

[26] V. A. Rakov, “Lightning return stroke speed”, Journal Of Lightning Research, Vol.1, pp.80-89,2007.

[27] J. L. Bermudez “Lightning currents and electromagnetic fields associated with return strocks to elevated strike objects”. Thèse N°2741 Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse, 2003,.

[28] 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.

[29] C. D. Weidman, E. P. Krider, "The fine structure of lightning return stroke waveforms", Journal of Geophysical Research, vol. 83, pp. 6239-6247, 1978. Correction, vol. 87, pp. 7351, 1982.

[30] C. D. Weidman, E. P. Krider, "Submicrosecond risetimes in lightning return stroke fields", Journal of Geophysical Research letters, vol. 7. pp. 955-958, 1980. Correction, J. Geophys. Res., vol. 87, pp. 7351, 1982.

[31] Cooray, S. Lundquist, "Characteristics of the radiation fields from lightning in Sri Lanka in the tropics", Journal of Geophysical Research, vol. 90, pp. 6099-6109, 1985.

[32] Y. T. Lin, M. A. Uman, J. A. Tiller, R. D. Brantley, W. H. Beasley, E. P. Krider, C. D. Weidman, "Characterization of lightning return stroke electric and magnetic fields from simultaneous two-station measurements", Journal of Geophysical Research, vol. 84, pp. 6307-6314, 1979.

[33] Paulino, J. O. S., Barbosa, C. F., & Boaventura, W. C.. Lightning-induced voltage calculation on power distribution lines based on the Rusck model. *IET Generation, Transmission & Distribution, 5*(8), 840– 847, (2011)

[34] François Gerard : « Généralité sur la foudre et les surtensions ». Octobre 2008.

[35] Lassoued Issa et slimani soufiane« Etude de la foudre ». Mémoire de fin d’étude, juin 2006.

[36] Christian Bouquegneau « la foudre : Phénoménologie, effets et protection » 2004.

[37] D. Djalel , Impact de la foudre sur Les réseaux électriques (Etude, Analyse et Modélisation, thèse d'Etat, Univ. Annaba, 2007.

[38] International Energy Agency. (2023). *Wind – Electricity*. International Energy Agency. https://www.iea.org/energy-system/renewables/wind

[39] (Encyclopédie Britannica, 2024).

[40] ConnaissancedesÉnergies. (2023). *L'énergieéolienne*.https://www. Connaissance desenergies.org/fiche-pedagogique/energie-eolienne

[41]https://parlonsenergie.wordpress.com/2012/07/14/bilan-de-leolien-en-2011/

[42] Les-Énergies-Renouvelables.eu. (2026, 27 janvier). *Principe de fonctionnement del'énergieéolienne*.https://www.les-energies-renouvelables.eu/conseils/eolienne/principe-fonctionnement-eolienne/

[43] https://www.researchgate.net/figure/Principaux-organes-du-systeme-de-conversion-eolien-Lenergie-eolienne-est-une-energie_fig1_265087995

[44] U.S. Department of Energy. (2023). *Environmental impacts of wind energy*. https://www.energy.gov/eere/wind/environmental-impacts-wind-energy

[45] Nawa, H. (2019). *Intégration des énergies éoliennes dans le réseau électrique* (Mémoire de master, Université 8 Mai 1945 – Guelma). Université 8 Mai 1945 – Guelma. https://dspace.univguelma.dz/jspui/bitstream/123456789/4003/1/integration%20d%27nrj%20eolienne%20dans%20le%20RE%20Nawa%20Hacenna.pdf

[46] Guide de l'Union Technique de l'Électricité UTE, https://www.scribd.com/document/677553280/c15-559

[47] K. Arzag, Calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre à l'aide de la méthode FDTD en trois dimensions, Thèse de doctorat. Université des Sciences et de la Technologie Mohamed Boudiaf d'Oran (USTO-MB), Algérie, (2017).

[48] M.A. Talbi, Etude du couplage d'une ligne aérienne avec des perturbations électromagnétiques générés par d'un coup de foudre avec un objet élevé à l'aide de la méthode "3D, Thèse de Doctorat, Univ. « Tahar Moulay » Saida, Algérie, 2024.

[49]C. Gary " Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions ", Editions EYROLLES, Paris 1984.

[50] C. A. Nucci, C. Mazzetti, F. Rachidi and M. Ianoz, "Analyse du champ électromagnétique dû à une décharge de foudre dans le domaine temporel et fréquentiel ", Annales de Télécommunication, Vol. 43, N°11-12, pp. 625-637, 1988.

[51] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger "Parameters of lightning flashes", Electra N° 41, pp. 23-37, 1975.

[52]F. Heidler, "Analytic Lightning current functions for LEMP calculations", 18th ICLP (International Conference on Lightning Protection), Münich, 1985.

[53] F. Rachidi-Haeri « Effet électromagnétique de foudre sur les lignes de transmission aériennes : modélisation et simulation », Thèse doctorat Es-Science, EPFL, Lausanne, Suise, 1991.

[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, vol. 95, pp. 20389-94, 1990.

[55] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, and C. Mazzetti "Lightning return stroke current models with specified channel base current: A review and comparaison", Journal of Geophysical research, Vol. 95, n°. D12, pp.20395-20408, 1990.

[56] C. Leteinturier, C. Weidman, and J. Hamelin "Current and electric field derivatives in trigged lightning return strokes", Journal of Geophysical research, Vol. 95, pp.811-828, 1990.

[57] V.A. Rakov "Engeneering models of the lightning return stroke. Proceding of international symposium on Lightning protection". Curitiba. 2003.

[58] 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 Transactions on Electromagnetic Compatibility. 43(2001) 356-366.

[59] https://www.aquaportail.com/definition-697-cumulonimbus.html.

[60] V.A. Rakov "Lightning Return Stroke Modeling: Recent Developments", in International Conference on Grounding and Earthing – GROUND 2002, Rio de Janeiro, Brazil, 2002.

[61] C. E. R. Bruce, and R. H. Golde "The lightning discharge", The Journal of the institution of electrical engineers, 88 (6), pp. 487-520, 1941.

[62] D.Pavanello, "Electromagnetic radiation from lightning return strokes to tall structures", these de doctorat en Sciences, EPLF, Lausanne, Suisse,2007.

[63] A. Ziane, " Calcul du champ électromagnétique de foudre en présence d'un sol stratifié verticalement et d'une tour élevée ", mémoire de magister, USTO-MB, Algérie, 2014.

[64]A.Mokhtari, " calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre en présence d'un sol de conductivité finie ", thèse de Magister, USTO MB,2009.

[65] A.José-Luis BERMUDEZ , "Lightning currents and electromagnetic fields associated with return strokesto elevated strike objects ", these de doctorat science, EPLF, Lausanne, Suisse,2003.

[66] V. A. Rakov, and A. A. Dulzon "Calculated electromagnetic fields of lightning return strokes", Tekhnicheskaya Elektrodinamika, n°. 1, pp. 87-89, 1987.

[67] K. Hebri," Etude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié ", mémoire de Magister, USTO-MB, 2010.

[68] 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.

[69]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.

[70] BIDI Manel, "Compatibilité électromagnétique et réseaux d'énergie, perturbations, effets et solutions", thèse de doctorat, Université des frères Mentouri de Constantine, 2017.

[71] A. Sommerfeld, "Partial differential equations in physics", Academic Press, New York, 1949.

[72] A. Baños "Dipole radiation in the presence of a conducting half-space", Oxford, 1966.

[73] Y. Bourgeois, "Modélisation des perturbations électromagnétiques générées sur un réseau de télécommunications par une agression de type foudre", thèse de doctorat, université Limoges, France 2009.

[74] M. A. Uman, D. K. Mclain, E. P. Krider, "The electromagnetic radiation from a finite antenna", American Journal of Physics, Vol. 43, pp. 33– 38, 1975.

[75] C. Leteinturier, "Champ électromagnétique émis par une décharge orageuse. Modèle théorique intégrant les variations de la résistivité du sol", Centre National d'Etude de télécommunications, Note technique, NT/LAA/RLM/66, Nov. 1980.

[76] Djebati. B, Hamelin. J, Leteinturier. C, Fontaine. J "Comparison between experimental measurements of the electromagnetic field emitted by lightning and different theoretical models. Influence of the upward velocity of the return stroke", 4ème Symposium international on EMC, Zürich 1981.

[77] K. A. Norton, "The propagation of the radio waves over the surface of the earth and in the upper atmosphere ", Proc. of the Institute of Radio Engineers, Vol. 25, no 9, pp 1203–1236, sep 1973.

[78] M. Rubinstein, "An approximate Formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long range", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 38(3), pp. 531-535, 1996.

[79] K. S. YEE, “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media”, IEEE Trans. Antennas and Propagation. vol. AP-14, n. 3, May, 1966, pp 302-307.

[80] K. Arzag, Z. Azzouz, Y. Baba, B. Ghemri, 3D Computation of lightning electromagnetic fields in the presence of a horizontally stratified ground, International Journal of Power and Energy Systems, Vol. 37, No. 4, pp 120 128, 2017.

[81]A. Ziane, “ Contribution à la modélisation et au calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre-Couplage avec des lignes d’énergie électrique”, Thése de Doctorat, Algérie, 2021,2022.

[82] O.Arar,“Modélisation par FDTD des systèmes électromagnétiques :cas des matériaux anisotropes”, thèse de doctorat, université Mouloud Mammeri, Tizi ouzou, 2013.

[83] Y. Baba, and V.A. Rakov” Electromagnetic method for lightning surge protection”, Edition Wiley, 2016.

[84] R. Courant, K. Friedrichs, H. Lewyt "On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics ", IBM JOURNAL, pp 215-234, March 1967.

[85] T. Noda, A. Tatematsu, S. Yokoyama, “Improvement of an FDTD based surge simulation code and its application to the lightning overvoltage calculation of a transmission tower”, Electric power systems research, ELSEVIER, EPSR-2416, 2006.

[86] J. Paknahad, K. Sheshyekani, M. Hamzeh and F. Rachidi, “Lightining electromagnetic fields and their induced voltages on overhead lines: the efect of a non-flat lossy ground”, 2014 International Conference on Lightning Protection (ICLP), pp.286,289, 7-11 Oct. 2014.

[87] Z. P. Liao, H. L. Wong, B. P. Yang, Y. F. Yuan, “A transmitting boundary for transient wave analysis”, Scientia Sinica, A27 (10): 1063 – 1076, 1984.

[88] A. Taflove, and S. C. Hagness, “Computational electrodynamics: the finite difference time-domain method”, Second Edition, Artech House, Boston, USA, 2000.

[89] J.P. Berenger, “A Perfectly Matched Layer for Absorption of Electromagnetic Wave”, Journal of computational physics; vol 114, No 2, pp. 185-200, August 1994.

[90] K. Arzag, Z. Azzouz, B. Ghemri, "3D-FDTD computation of lightning return stroke current and associated electromagnetic field using electromagnetic models", ″International Review of Electrical Engineering″ (I.R.E.E.), Vol. 11 n°5, Oct. 2016.

[91] R. Montano «The effects of lightning on low voltage power networks » Thèse PHD,Université d'Uppsala, Suède 2005.

[92] P. Chowdhuri « Analysis of lightning induced voltages on overhead lines » IEEE.Trans on Power Delivery, Vol. 04 No. 01, Jan. 1989.

[93] M. Paolone, E. Perez, A. Borghetti, C.A. Nucci, F. Rachidi, H. Torres « Comparison of tow computational programs lightning induced voltages on distribution systems » IPST-05 Montreal, Canada, juin 2005.

[94] C.A. Nucci « Tensions induites par la foudre sur les lignes aériennes de transport d'énergie » Electra N.162 Oct.1995.

[95] H.K. Høidalen « Analytical formulation of lightning-inducedvoltages on multiconductor overhead lines above lossy ground » IEEE Trans. on EMC, Vol. 45, No. 1, Fev. 2003.

[96] K. Umashankar, A. Taflove, et B. Beker, "Calculation and experimental validation of induced currents on coupled wires in an artrary shaped cavity", IEEE Transaction on Antennas and propagation, Vol. AP-35, no 11, pp 1248 1257, Nov. 1989.

[97] Y. Baba, N. Nagaoka, et A. Ametani, "Modeling of thin wire in a lossy medium for FDTD simulations". IEEE Transaction on Electromagnetic compatibility, Vol 47, No 1, pp 54-60, 2055.

[98] Y. Tanaguchi, Y. Baba, N. Nagaoka, et A. Ametani, "An improved thin wire representation for FDTD computations", IEEE Transaction on Antennas and propagation, Vol. 56, no 10, pp 3248-3252, 1989.

[99] F. Rachidi, , V. A. Rakov, C. A. Nucci, and J. L. Bermudez ,"The Effect of Vertically Extended Strike Object on the Distribution of Current Along the Lightning Channel", Journal of Geophysical Research, 107, 4699. (2002).

[100] Y. Baba, and V. A. Rakov, On the use of lumped sources in lightning return stroke models, Journal of Geophysical . Researchs . 110 (D03101) (2005).

ملخص:

يتناول هذا العمل دراسة الاقتران الكهرومغناطيسي بين خط هوائي أحادي الناقل والمجال الكهرومغناطيسي الناتج عن تفاعل صاعقة رعدية مع برج توربينة رياح. ويهدف إلى تحليل تأثيرات الصواعق غير المباشرة على الخطوط الكهربائية الهوائية المجاورة للتوربينات الريحية وتقييم الاضطرابات الكهربائية الناتجة عنها.
في البداية، تم تقديم دراسة نظرية حول ظاهرة الصاعقة وخصائصها المختلفة، بالإضافة إلى عرض عام لأنظمة طاقة الرياح وأهميتها في إنتاج الطاقة الكهربائية. كما تم التطرق إلى النماذج الرياضية المستعملة لوصف تيار الصاعقة وطرق حساب المجال الكهرومغناطيسي الناتج عنها.

اعتمدت الدراسة على طريقة الفروق المنتهية في المجال الزمني ثلاثية الأبعاد (3D-FDTD) لمحاكاة انتشار المجال الكهرومغناطيسي و تداخله مع الخطوط الهوائية. كما تم استخدام نموذج Baba et Rakov لوصف التوزيع الزماني والمكاني لتيار الصاعقة على طول قناة الصاعقة وبرج التوربينة الريحية، بينما استُخدمت دالة Heidler لحساب تيار الصاعقة عند نقطة الارتباط مع شفرة التوربينة.
أظهرت النتائج المحصل عليها فعالية الطريقة المعتمدة في دراسة انتشار تيار الصاعقة والمجال الكهرومغناطيسي المصاحب له، كما بينت سلوك الجهود المتحرضة على الخط الهوائي نتيجة الاقتران الكهرومغناطيسي. وتؤكد هذه الدراسة أهمية النمذجة العددية في فهم تأثيرات الصواعق على المنشآت الريحية وخطوط النقل الكهربائية، مما يساهم في تطوير وسائل الحماية وتحسين موثوقية الشبكات الكهربائية.

الكلمات المفتاحية: الصاعقة، التوربينة الريحية، المجال الكهرومغناطيسي، طريقةٍ3D-FDTD، نموذج Baba et Rakov ، دالةHeidler ، الخط الهوائي، الجهد المتحرض.

Résumé :
Ce mémoire porte sur l'étude du couplage électromagnétique entre une ligne aérienne monofilaire et le champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour éolienne. L'objectif principal est d'évaluer les perturbations induites sur les lignes électriques aériennes situées à proximité des éoliennes et d'analyser leur comportement face aux effets indirects de la foudre.
Dans un premier temps, les aspects théoriques relatifs à la foudre et aux systèmes éoliens ont été présentés. Ensuite, les différents modèles de courant de foudre ainsi que les méthodes de calcul du champ électromagnétique ont été étudiés. La méthode des différences finies dans le domaine temporel tridimensionnel (3D-FDTD) a été adoptée pour la modélisation du phénomène. Le modèle de *Baba* et *Rakov* a été utilisé pour décrire la distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour éolienne et du canal de foudre, tandis que la fonction d'*Heidler* a servi à la génération du courant injecté au sommet de l'éolienne.
Les résultats obtenus ont permis d'analyser la propagation du courant de foudre, les composantes du champ électromagnétique généré ainsi que les surtensions induites sur la ligne aérienne. L'étude a mis en évidence l'efficacité de la méthode 3D-FDTD dans l'analyse des phénomènes électromagnétiques liés à la foudre et son intérêt pour l'amélioration des systèmes de protection des installations électriques contre les effets indirects de la foudre.

Mots-clés : Foudre, Éolienne, Champ électromagnétique, 3D-FDTD, *Baba* et *Rakov*, Fonction d'*Heidler*, Ligne aérienne, Surtension induite.

Abstract:

This work focuses on the study of electromagnetic coupling between a single-wire overhead line and the electromagnetic field generated by the interaction of a lightning strike with a wind turbine. The main objective is to evaluate the indirect effects of lightning on overhead power lines located near wind energy installations and to analyze the resulting electromagnetic disturbances.
First, a theoretical overview of lightning phenomena and wind energy systems is presented. Then, the mathematical models used to describe lightning current and the different methods for calculating the associated electromagnetic field are reviewed. The three-dimensional Finite-Difference Time-Domain (3D-FDTD) method is adopted to model the electromagnetic phenomena. The *Baba* and *Rakov*model is employed to describe the spatiotemporal distribution of the lightning current along both the lightning channel and the wind turbine, while the *Heidler* function is used to generate the lightning current injected at the turbine top.
The obtained results allow the analysis of lightning current propagation, the generated electromagnetic field components, and the induced overvoltages on the overhead line. The study demonstrates the effectiveness of the 3D-FDTD method in investigating lightning-related electromagnetic phenomena and highlights its usefulness for improving the protection of electrical installations against indirect lightning effects.

Keywords: Lightning, Wind Turbine, Electromagnetic Field, 3D-FDTD Method, *Baba* and *Rakov* Model, *Heidler* Function, Overhead Line, Induced Overvoltage.