

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

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUEES
DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

En vue de l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Electrotechnique

Spécialité : Réseaux électriques

THÈME

**Influence des différents paramètres du courant de foudre initié
Au sommet d'une tour élevée sur les formes d'onde du champ
électromagnétique rayonné**

Présenté par :

- **HAMEL ILHEM**
- **MOHAMEDIL ILHAM**

Devant le Jury :

Noms et prénoms	Grade	Qualité
Mr. M. Koulali	MCB	Président
M^{elle} A.Lakhdar	MAA	Examineur
Mr. A.Mokhtari	MAA	Examineur
Mr. K. Habri	MAA	Encadreur

PROMOTION 2022

Dédicace

Je dédie ce modeste travail...

A mes chers parents,

A mes frères et sœurs,

A toute ma famille,

A tous mes amis,

A tous ceux qui m'ont soutenu pendant toute la durée de mes études.

Remerciements

Au terme de ce travail nos remerciements vont premièrement à « Allah » qui nous a aidé et qui nous a donné la sante et la volonté durant toutes ces années d'étude.

*Nous tenons à remercier très vivement notre encadreur Mr. **HABRI Khaled** pour son suivi, ses conseils, et sa confiance que nous ont aidée a réalisé notre objectif.*

*Nous tenons à exprimer notre sincère reconnaissance à Mr. **KOULALI Mustapha**, d'avoir accepté de présider le jury de soutenance.*

*Des remerciements particuliers vont à Mlle. **LAKHDAR Asmaa** et à Mr. **MOKHTARI Abdelkader**, pour avoir accepté d'examiner ce travail et de participer au jury en qualité d'examineur.*

Nos grands remercient aussi pour tous les enseignants du département de Génie Electrique qui ont contribué à notre formation.

En fin nous tenons à exprimer notre reconnaissance à tous nos amis et collègues pour leur soutien et leur compréhension.

Nous ne terminerions pas sans associer à nos remerciements tous les membres de nos familles pour leur soutien

Sommaire

Sommaire

Introduction Générale.....	1
Chapitre I Généralités sur le phénomène de la foudre	4
I.1 Introduction.....	5
I.2 Phénoménologie	5
I.2.1 Définition	5
I.2.2 Description du phénomène.....	6
I.2.3 Formation des nuages d’orageux	7
I.2.4 Répartition des charges à l’intérieur d’un nuage	8
I.2.5 Influence des structures sur les valeurs du champ électrique entre le nuage et le sol.....	9
I.2.5.1 Pouvoir des pointes	10
I.2.5.2 Effet couronne	10
I.2.6 Les éclairs	10
I.2.6.1 Formation des éclairs	11
I.2.6.2 Types d’éclairs (décharges).....	11
I.2.7 Le traceur	13
I.2.7.1 Traceur descendant (traceur par bonds).....	13
I.2.7.2 Traceur ascendant	13
I.2.7.3 Traceur obscur	14
I.2.8 L’arc en retour	14
I.2.8.1 L’arc en retour subséquent.....	15
I.2.9 Coups de foudre négatif	16
I.3 Paramètres électriques de la foudre.....	16
I.4 Observations expérimentales	17
I.4.1 Caractéristiques du courant d’arc en retour	17

I.4.1.1 Déclenchement artificiel de la foudre	18
I.4.1.2 Tours instrumentées	19
I.4.2 Vitesse de l'arc en retour	20
I.4.3 Champ Electromagnétique génère par la foudre	20
I.4.4 Centres d'expérimentation (recherche).....	22
I.5 Effet de foudre.....	24
I.5.1 Effets directs.....	24
I.5.1.1 Effets thermiques	24
I.5.1.2 Effets dus à l'amorçage	25
I.5.1.3 Effets acoustiques - tonnerre	25
I.5.1.4 Effets lumineux	25
I.5.1.5 Effets électrodynamiques	25
I.5.1.6 Effets électrochimiques	26
I.5.2 Effets indirects	26
I.5.2.1 La conduction.....	26
I.5.2.2 L'induction	26
I.5.2.3 S'élever du sol.....	26
I.6 Moyens de protection	27
I.6.1 Premier niveau	27
I.6.2 Deuxième niveau	27
I.6.3 Troisième niveau.....	28
I.7 Conclusion	28
Chapitre II Modélisation du courant d'arc en retour initié au sol et au sommet des tours élevées	29
II.1 Introduction	30

II.2 Modélisation du courant de l'arc en retour initié au sol	31
II.2.1 Classification des modèles d'arc en retour.....	31
II.2.1.1 Modèles physiques.....	31
II.2.1.2. Modèles électromagnétiques	31
II.2.1.3. Modèles RLC	32
II.2.1.4. Modèles d'ingénieur	32
II.2.2 Forme analytique du courant de foudre.....	32
II.2.2.1 Modèle bi-exponentiel.....	33
II.2.2.2 Modèle de Heidler	35
II.2.2.3 Modèle hybride.....	36
II.2.3 Modèles d'ingénieur.....	37
II.2.3.1 Modèle de Bruce et Golde BG.....	38
II.2.3.2 Modèle de la ligne de transmission TL (Transmission Line)	40
II.2.3.3 Modèle de la source du courant mobile TCS (Travelling Curent Source)	40
II.2.3.4 Modèle de la ligne de transmission modifié MTL (Modifier Transmission Line)	41
II.2.4 Généralisation des modèles d'ingénieur	43
II.3 Modélisation du courant de l'arc en retour initié au sommet d'une tour élevée	43
II.3.1 Modèle de Rachidi et al.....	44
II.3.2 Modèle de Baba et Rakov.....	45
II.4 Différence entre le modèle de Rachidi et le modèle de Baba.....	46
II.5 champ électromagnétique associé du courant d'un arc en retour initié au soumet d'une tour élevée	46
II.5.1 Notions de courant contaminé et de courant non contaminé	48
II.6 Conclusion.....	50

Chapitre III Étude paramétrique sur le rayonnement électromagnétique de la foudre initiée au sommet d'une tour élevée	51
III.1 Introduction	52
III.2 Choix de la méthode numérique.....	52
III.3 Méthode des différences finies appliqué dans le domaine temporel « FDTD »	53
III.3.1 Présentation de la méthode FDTD	53
III.3.2 Principe de base de la méthode FDTD.....	54
III.3.2.1 Discrétisation spatio-temporelle	55
III.3.2.2 Conditions aux limites absorbantes (absorbing boundary condition)	58
III.4 Résultats et analyses	59
III.4.1 Influence de la hauteur h de la tour.....	60
III.4.1.1 En adaptant le modèle de Rachidi.....	61
III.4.1.2 En adaptant le modèle de Baba	62
III.4.2 Influence de la Vitesse d'arc en retour « V »	63
III.4.2.1 En adaptant le modèle de Rachidi.....	64
III.4.2.2 En adaptant le modèle de Baba	65
III.4.3 Influence de facteur d'atténuation exponentielle « λ » du courant sur le canal	66
III.4.3.1 En adaptant le modèle de Rachidi.....	67
III.4.4 Influence des coefficients de réflexions	68
III.4.4.1 Influence du Coefficient de réflexion à la base de la tour ρb	68
III.4.4.2 Influence du Coefficient de réflexion au sommet de la tour « ρt ».....	71
III.5 Conclusion	74
Conclusion Générale	75
Références Bibliographiques.....	77
Bibliographies.....	78

Liste des Symboles

Liste des symbols

Symboles	Acronymes
i	Le courant de foudre
v	La vitesse de l'arc en retour
z'	Un point du canal de foudre
t	Le temps
λ	Le facteur de décroissance
H	La longueur totale du canal de foudre
h	Est la hauteur de la tour
ρ_b, ρ_g	Sont respectivement les coefficients de réflexion au sommet et la base de la tour
$U(t)$	Est une fonction unité.
n	Représente le nombre de réflexion aux deux extrémités de la tour.
C	La vitesse de la lumière
$u(x)$	La fonction de Heaviside égale à l'unité pour $t \geq z'/vf$ et zéro ailleurs
$p(z')$	Est le facteur d'atténuation décrit dans les modèles MTLE et MTLL.
v_f	La vitesse du front
H_{tot}	La hauteur totale du canal de foudre
V	La vitesse de propagation de l'onde du courant
I_0	L'amplitude du courant à la base du canal
I_{01}	L'amplitude du courant à la base du canal
I_{02}	L'amplitude du courant à la base du canal
γ	Constante de temps
τ_1	Constante du temps du front du courant
τ_2	Constante du temps de décroissance du courant
η	Facteur de correction de l'amplitude
Δ_r et Δ_z	Représenter les pas spatiaux, respectivement dans les deux directions radiale et verticale.
Δ_t	Est le pas temporel de propagation,
i, j Et n	Sont les incréments dans l'espace et dans le temps
σ	Conductivité finie du sol $\sigma = 0.01S/m$
ϵ_0	La permittivité diélectrique du vide $\epsilon_0 = 8.842 \times 10^{-12} F/m$

Liste des symbols

μ_0	La perméabilité magnétique du vide $\mu_0=12.56\times 10^{-7} H/m$
r	La distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation
P	Le point d'observation
E_z	Le champ électrique vertical
E_r	Le champ électrique radial
H_φ	Le champ magnétique azimuta

Liste des figures

Figure I.1 Séparation de charges à l'intérieur d'un nuage orageux. [5].....	10
Figure I.2 Représentation des flux d'air entraînant un épisode orageux.[6].....	11
Figure I.3 Les différents types de décharge.[8].....	13
Figure I.4 Séparation des charges dans un nuage orageux et son Influence électrostatique sur la surface du sol [8].....	14
Figure I.5 Types d'éclairs ou de décharges [3].....	15
Figure I.6 Types d'éclairs ou de décharges de foudre.[2].....	16
Figure I.7 Développement du traceur par bonds.[8].....	16
Figure I.8 Traceurs ascendant et descendant.[5].....	17
Figure I.9 Développement de l'arc en retour.[8].....	18
Figure I.10 Traceur obscur et arc en retour subséquent [2].....	19
Figure I.11 Système de déclenchement artificiel de la foudre [18].....	22
Figure I.12 Le déclenchement artificiel de la foudre [19].....	22
Figure I.13 La tour d'OstaFnkino [20].....	23
Figure I.14 La tour CN à Toronto au Canada.[21].....	23
Figure I.15 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 [22].	25
Figure I.16 Densité du flux magnétique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km [22].	26
Figure I.17 Les équipements installés pour la mesure du courant de foudre et le champ électromagnétique associé [24].....	27
Figure I.18 Position du capteur de courant de foudre sur la tour Gaisberg [24].....	27
Figure II.1 Courant à la base du canal (normalisé) correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent calculés à l'aide du modèle bi-exponentiel	38
Figure II.2 Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel).....	40
Figure II.3 Courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride.....	41
Figure II.4 Propagation dans l'arc en retour par le modèle de BG [22].....	42

Figure II.5 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle BG.	43
Figure II.6 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le Modèle TL	44
Figure II.7 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TCS	45
Figure II.8 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLL.	45
II.9 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLE.	46
Figure II.10 Champ électrique calculé à 198 m de la tour[22]	50
Figure II. 11 Champ magnétique azimutal calculé à 185m de la tour[22].....	51
Figure II.12 Courant contaminate	51
Figure II.13 Courant non contaminé en adoptant le modèle hybride.....	52
Figure II.14 Distribution spatio-temporelle du courant le long de la tour et le long du canal de foudre.	52
Figure III. 1 Maillage 2D-FDTD (coordonnées cylindriques)	62
Figure III.2 Champ électrique vertical calculé à 198 m de la tour en variant la hauteur de tour (modèle de Rachidi)	64
Figure III.3 Champ magnétique azimutal calculé à 198m de la tour en variant la hauteur de tour (modèle de Rachidi)	65
Figure III.4 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant la hauteur de tour (modèle de Baba)	65
Figure III. 5 Champ magnétique azimutal calculé à 198m de la tour en variant la hauteur de tour (modèle de Baba)	66
Figure III. 6 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant la vitesse de l'arc en retour (modèle de Rachidi)	67
Figure III. 7 Champ magnétique azimutal calculé à 198m de la tour en variant la vitesse de l'arc en retour (modèle de Rachidi).....	68

Figure III. 8 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant la vitesse de l'arc en retour (modèle de Baba)	69
Figure III. 9 Champ magnétique azimuthal calculé à 198m de la tour en variant la vitesse de l'arc en retour (modèle de Baba)	69
Figure III.10 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant le facteur d'atténuation (modèle de Rachidi)	70
Figure III.11 Champ magnétique azimuthal calculé à 198m de la tour en variant le facteur d'atténuation (modèle de Rachidi)	71
Figure III. 12 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant le coefficient de réflexion a la base de la tour (modèle de Rachidi)	72
Figure III.13 Champ magnétique azimuthal calculé à 198m de la tour en variant le coefficient de réflexion a la base de la tour (modèle de Rachidi)	72
Figure III. 14 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant le coefficient de réflexion a la base de la tour (modèle de Baba)	73
Figure III. 15 Champ magnétique azimuthal calculé à 198m de la tour en variant le coefficient de réflexion a la base de la tour (modèle de Baba)	74
Figure III.16 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant le coefficient de réflexion au sommet de la tour (modèle de Rachidi)	75
Figure III. 17 Champ magnétique azimuthal calculé à 198m de la tour en variant le coefficient de réflexion au sommet de la tour (modèle de Rachidi)	75
Figure III.18 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant le coefficient de réflexion au sommet de la tour (modèle de Baba).....	76
Figure III.19 Champ magnétique azimuthal calculé à 198m de la tour en variant le coefficient de réflexion au sommet de la tour (modèle de Baba).....	77

Liste des tableaux

Tableau II.1 Paramètres des fonctions bi- exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal	37
Tableau II.2 Paramètres du courant à la base du canal de foudre en adoptant la fonction d'Heidler[30].....	39
Tableau II.3 Paramètres du modèle hybride simulant le courant de foudre à la base du canal [29].	40
Tableau II.4 $P(z')$ et V pour les 5 modèles. [34] [35].....	46
Tableau III. 1 variations de la hauteur h de la tour.....	63
Tableaux III.2 Les paramètres du courant non-contaminé	63
Tableau III.3 variations de la vitesse de l'arc en retour.....	66
Tableau III. 4 variations de facteur d'atténuation exponentielle λ du courant sur le canal de foudre	70
Tableau III.5 variations de coefficient de réflexion a la base de la tour ρ_b	71
Tableau III.6 variations de coefficient de réflexion au sommet de la tour ρ_t	74

Introduction Générale

Introduction

L'étude de la haute tension aboutit à la conception et à la réalisation de produits, appareils et systèmes aptes à générer et à supporter des champs électriques élevés. Il existe différents phénomènes potentiellement perturbants propres à la haute tension, les uns sont des sources internes et les autres sont des sources externes. Parmi les perturbations électromagnétiques qui peuvent atteindre les réseaux d'énergie électrique et de télécommunication sont celles produites par des phénomènes naturels tels que la foudre.

La foudre est un phénomène très aléatoire et imprévisible qu'on ne maîtrise pas encore très bien. Néanmoins nous savons comment elle se forme, et les caractéristiques nécessaires pour qu'elle ait lieu. Généralement, elle se forme dans un cumulonimbus. Ce nuage se forme, dans la plupart du temps, lorsqu'il y a un fort contraste de température.

L'ampleur des perturbations électromagnétiques survenant dans les réseaux électriques impose de manière impérative l'élaboration d'un système de protection fiable et efficace. Une nouvelle discipline est alors née nommée la compatibilité électromagnétique (CEM) qui représente l'aptitude d'un appareil ou d'un système à fonctionner dans son environnement électromagnétique, de façon satisfaisante et sans produire lui-même des perturbations électromagnétiques intolérables pour tout ce qui se trouve dans cet environnement.

Les effets électromagnétiques de la foudre représentent de nos jours un grand pôle d'intérêt pour les activités de la CEM. En effet, les perturbations électromagnétiques produites par un coup de foudre constituent un danger permanent pour tout système électrique ou électronique,

La simulation numérique est un outil utilisé par l'ingénieur pour étudier les résultats d'une action sur un élément sans réaliser l'expérience sur l'élément réel, elle est souvent moins chère que l'expérimentation et les résultats peuvent être obtenus rapidement.

L'objectif principal de ce mémoire est l'étude paramétrique concernée de l'influence des différents éléments du courant de la foudre initiée au sommet d'une tour élevée sur les formes d'onde du champ électromagnétique rayonné par l'utilisation de modèle Rachidi et le modèle Baba. Ces deux modèles sont considérés comme les plus connus dans la littérature spécialisée à la modélisation du courant de l'arc en retour initié aux sommets des tours élevées. Cependant, nous essayons à travers ce travail de mettre en évidence l'influence de chaque paramètre d'une manière indépendante aux autres à travers des simulations en adoptant ces deux modèles.

Cet objectif est basé sur l'exploitation d'un code de calcul élaborés en Matlab utilisant une méthode aux différences finies, appelée la FDTD (Finite-Difference Time-Domain) avec l'utilisation des conditions aux limites absorbantes. Les résultats de simulation obtenus nous aiderons à mieux comprendre l'interprétation physique de l'effet de chaque paramètre et de trouver des outils d'ajustement des résultats de simulation par rapport aux résultats expérimentaux. Pour atteindre cet objectif, nous avons organisé ce mémoire de la manière suivante :

Le chapitre I décrit brièvement la phénoménologie des coups de foudre, en particulier la phase dite de l'arc en retour associée à une décharge négative en absence et en présence d'une tour élevée, les principales observations expérimentales relatives aux éclairs naturels et ceux déclenchés artificiellement, les différentes caractéristiques et données expérimentales concernant le courant à la base du canal, la vitesse de l'arc en retour, ainsi que le champ électromagnétique rayonné.

Dans le deuxième chapitre, on exposera l'étude théorique de rayonnement du champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé, en commençant par la classification des modèles pour un coup de foudre initié au sol pour arriver à la présentation des modèles d'ingénieurs (BG, TL, MTLL, TCS et MTLE) pour prendre en compte la présence de l'objet élevée, utilisés pour la modélisation de la distribution spatio-temporelle du courant le long de la tour et le long du canal de foudre.

Le troisième chapitre qui constitue le noyau de notre mémoire est entièrement consacré à l'influence des différents paramètres (la hauteur de la tour, la vitesse de l'arc en retour, le facteur d'atténuation exponentielle et les coefficients de réflexions au sommet de la tour et à la base de canal de foudre) en adoptant les modèles suscités (Modèle de Rachidi et modèle de Baba). En effet, l'objectif principal de cette étude est l'observation et l'analyse des résultats obtenus du champ électromagnétique à la lumière de la variation des différents paramètres afin de savoir l'influence de chacun d'une manière indépendante aux autres., Ce qui nous permettra de mettre en évidence les effets de ces paramètres en chaque modèle en comparant les courbes temporelles du champ électromagnétique associées. Enfin, nous concluons sur les résultats de notre travail et sur les perspectives de ce dernier.

Nous terminons ce mémoire par une conclusion générale.

Chapitre I

Généralités sur le phénomène
de la foudre

I.1 Introduction

Depuis que Benjamin Franklin [1] a démontré, il y a deux cents ans, qu'il s'agissait d'une gigantesque décharge électrique, il a mis pour la première fois en évidence la présence d'électricité dans les nuages. Ce fait d'histoire représente le premier pas dans la recherche sur les décharges électriques. Il observa que *" les nuages d'une ondée orageuse sont le plus souvent dans un état d'électricité négative, mais parfois dans un état d'électricité positive "*. [1]

Aujourd'hui, les scientifiques s'accordent sur le fait que la foudre participe à l'équilibrage des charges entre l'atmosphère et la terre [1]

La foudre est le résultat d'une agitation de différents éléments dans une zone entre l'ionosphère et le sol d'où on parle de phénoménologie de foudre. L'étude de cette dernière est nécessaire pour la détermination des caractéristiques du courant de foudre ainsi que pour la détermination du champ électromagnétique associé à ce courant.

Dans ce chapitre, Une revue générale et une brève description de la phénoménologie de foudre, En particulier la phase dite de l'arc en retour, Les principales observations relatives aux éclairs naturels et ceux déclenchés artificiellement seront revues. Nous parlons enfin des différentes caractéristiques et données expérimentales concernant ce courant, La vitesse de l'arc en retour et le champ électromagnétique rayonné.

Ce premier chapitre a pour but de savoir quels sont les phénomènes de base qui interviennent Avec suffisamment de force pour nécessiter des protections contre leurs effets destructeurs.

I.2 Phénoménologie

I.2.1 Définition

La foudre est une très violente et brève décharge d'électricité, équivalente à un courant transitoire de très forte amplitude de plusieurs kilomètres de long qui traverse l'espace atmosphérique depuis la masse des nuages orageux électrisés jusqu'au le sol [1].

I.2.2 Description du phénomène

Le nuage orageux (appelé communément cumulo-nimbus) est défini dans la littérature comme un nuage présentant une concentration particulière de charges électriques.

La figure (I .1) montre la distribution de ces charges à l'intérieur d'un nuage orageux. Trois régions dans ce nuage peuvent être distinguées :

- Une région constituée de charges négatives située dans la partie inférieure du nuage
- Une deuxième région portant des charges positives arrivées en haut du nuage
- Des petites poches de charges positives enserrées restent dans la partie inférieure du nuage. Au niveau du sol l'accumulation des charges dans le nuage orageux produit une concentration du champ électrostatique au-dessous du nuage (figure I.1)

Quand le niveau du champ électrique nécessaire pour commencer le processus de foudre est atteint, plusieurs scénarios sont possibles :

- 1/ La décharge de foudre peut être produite et reste limitée à l'intérieur du même nuage.
- 2/ La décharge peut prendre place entre deux nuages séparés.
- 3/ La décharge peut être produite entre le nuage et le sol. Même si les décharges nuage-sol ne sont pas les plus fréquentes, elles sont les plus étudiées à cause de leurs effets directs et indirects sur les systèmes au sol, et elles sont plus facilement observées et photographiées. Aussi une attention particulière sera réservée à ce type de décharge. En 1978, Berger a classé la foudre naturelle nuage-sol en quatre catégories en fonction de la direction du mouvement de foudre par le même traceur (positive ou négative). Cette classification est illustrée dans la figure (I.3) comme suit, La décharge nuage-sol avec polarité négative, c'est la décharge la plus courante (90% des décharges nuage-sol)

- Décharge nuage sol avec polarité positive
- Décharge sol-nuage avec polarité négative

- Décharge sol-nuage avec polarité positive du traceur initial (ascendant ou descendant), et le signe de la charge déposée le long du canal. [2-4]

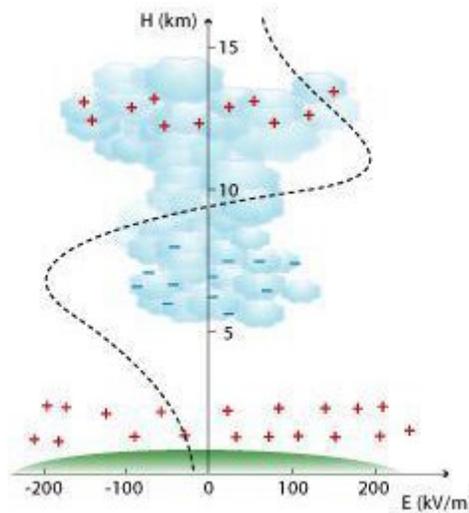


Figure I.1 Séparation de charges à l'intérieur d'un nuage orageux. [5]

Les éclairs sol-nuage (ascendants) sont relativement rares et peuvent avoir lieu soit à partir des sommets de montagnes ou de structures artificielles élevés. Ils peuvent aussi être déclenchés artificiellement à partir de fusées lancées vers les nuages orageux [2,3, 4]

I.2.3 Formation des nuages d'orageux

Deux éléments caractérisent les nuages orageux :

- La présence d'une masse d'eau importante, qui de fait va se trouver sous forme vapeur, liquide (eau et eau surfondue) et solide (cristaux de glace, grésil, grêlons...),
- Modes de transfert de chaleur Des mouvements de convection, conduction, rayonnement atmosphériques notables conduisant à des vents extrêmement violents pouvant dépasser la centaine de *kilomètres/heure*.

La formation des nuages orageux résulte de la rencontre entre un flux d'air anormalement froid issu de l'électrosphère et un flux d'air anormalement chaud venant du sol (Figure I.2)

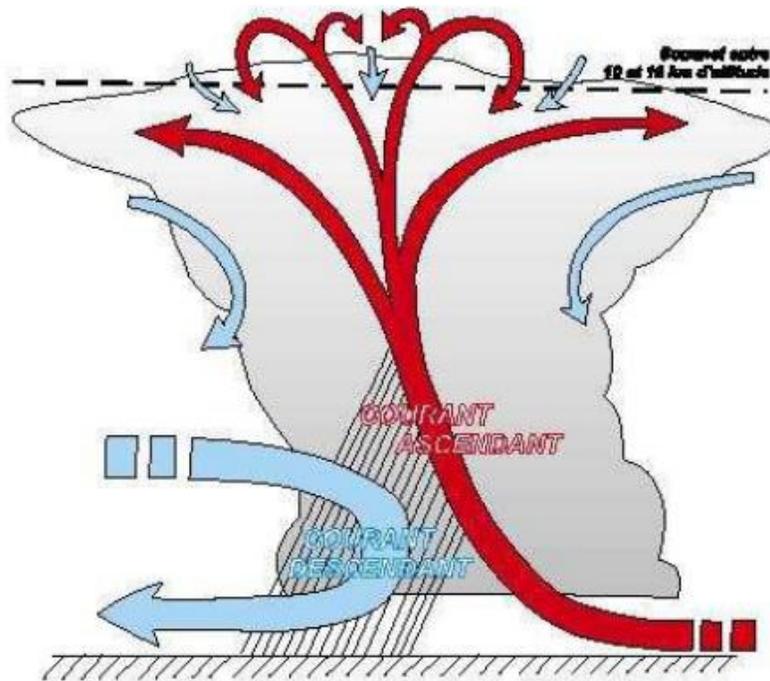


Figure I.2 Représentation des flux d'air entraînant un épisode orageux.[6]

L'origine des nuages orageux sont des cumulus. À ce stade, un courant ascendant, d'air chaud prédomine au sein du nuage. Ce courant vertical atteint habituellement sa vitesse maximale dans la partie supérieure (de l'ordre de 25m/s). Durant son ascension, l'eau contenue dans le courant d'air chaud se condense au contact de l'air ambiant plus froid et provoque la création de gouttes d'eau et de glace dans la partie haute du nuage ainsi qu'un courant descendant constitué d'air froid. On parle alors de cumulonimbus [2], Ce type de nuage est facilement reconnaissable grâce à sa forme en enclume provoquée par la rencontre entre le courant ascendant et les couches hautes de l'atmosphère, la stratosphère.

I.2.4 Répartition des charges à l'intérieur d'un nuage

Le processus par lequel les nuages d'orage acquièrent une charge n'est pas complètement bien compris. A l'heure actuelle, Il existe deux théories fondamentales qui expliquent la répartition des charges électriques au sein d'un nuage : D'une part, la théorie de la convection qui considère que les ions libres dans l'atmosphère sont captés par les gouttelettes contenues dans le nuage. Les gouttelettes ainsi chargées sont ensuite transportées par les courants convectifs dans le nuage, produisant ainsi des zones de charges.[7]

D'autre part, La théorie de gravitation, qui repose sur l'hypothèse que les particules chargées négativement sont plus lourdes que les particules chargées positivement. Dans ce cas, La séparation entre les charges négatives est positive se fait par gravité. [7]

Néanmoins, Aucune de ces deux théories ne permet d'obtenir une bonne corrélation avec les observations effectuées sur le terrain ou en laboratoire. Cependant, la majorité du monde scientifique s'accorde aujourd'hui sur le fait que le haut du nuage est chargé positivement et que le bas du nuage se compose de particules négatives mais peut aussi contenir des « poches de particules positives » [7]

I.2.5 Influence des structures sur les valeurs du champ électrique entre le nuage et le sol

Les valeurs de champ citées précédemment sont mesurées au sol. Les aspérités qu'on trouve à la surface du sol, les infrastructures, les pylônes, les arbres, et même la végétation de faible hauteur, présentent un coefficient d'intensification du champ suffisant pour produire l'effet corona. Celui-ci engendre des ions positifs (dans le cas général d'un nuage Chargé négativement à sa base), ions qui dérivent vers le nuage, sous l'influence du champ électrique ambiant. Ces ions forment, en s'élevant, comme une sorte de matelas de charges positives, qui masque partiellement l'influence des charges du nuage. Il s'ensuit alors une augmentation du champ électrique au fur et à mesure que l'on s'élève au-dessus du sol.

De nombreuses expériences ont montré que le champ électrique mesuré au sol ne dépasse pas une dizaine de kilovolts, alors qu'une intensité du champ électrique de 65 kV/m a été mesurée à une hauteur de 603 m . Toutefois, lorsque le champ électrique de surface est mesuré au-dessus de l'eau, des valeurs beaucoup plus élevées que celles mesurées à la surface du sol peuvent être atteintes. Cela montre donc l'effet des charges spatiales émises au sol sur la distribution du champ électrique entre le nuage et le sol.

Dans ces conditions, la présence d'une structure élevée et conductrice sur le sol, constitue un point Favorable sur lequel une décharge de foudre peut s'abattre, comme nous l'avons vu précédemment cette structure modifie dans une mesure plus ou moins grande la répartition des charges d'espaces qui s'accroît en son sommet. Cette notion conduit naturellement à définir des moyens de protection pour les structures. [5]

I.2.5.1 Pouvoir des pointes

Le pouvoir des pointes s'explique par la déformation du champ électrique au voisinage des aspérités. On constate un renforcement du champ électrique au sommet d'une aspérité. [5]

I.2.5.2 Effet couronne

C'est un phénomène précurseur d'un nuage à la pointe des objets saillants (aspérités). L'élévation (amplification locale) du champ électrique provoque des petites décharges ou effluves (de couleur bleu-violette) qui s'accompagnent d'un grésillement caractéristique (bruit des abeilles). L'effet couronne est une condition nécessaire au développement d'une décharge ascendante.[5]

I.2.6 Les éclairs

L'éclair est un phénomène résulte lorsqu'il y a une décharge produite à l'intérieur du même nuage, ou entre deux nuages orageux (intra-nuage ou inter- nuage) figure I.3 (a) et (b).

La décharge qui frappe le sol est appelé foudre ou coup de foudre la figure (c) illustre le phénomène. Précisons que 90% des décharges se produisent à l'intérieur des nuages (éclaires). On trouve seulement 10% des décharges qui frappent le sol, ce sont les coupes de foudre.[8]

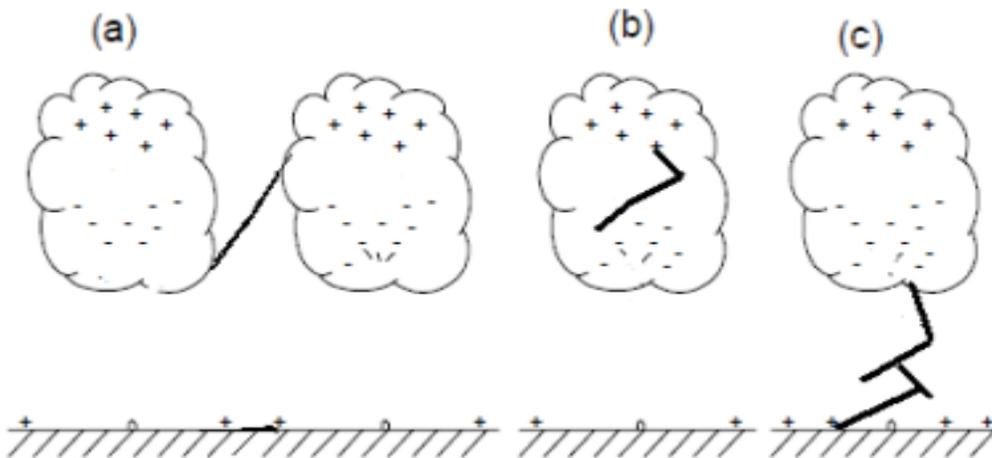


Figure I.3 Les différents types de décharge.[8]

I.2.6.1 Formation des éclairs

On sait que la foudre est une décharge électrique d'une longueur de plusieurs kilomètres associée à une impulsion de courant transitoire de très forte amplitude. La source la plus commune de la foudre est la séparation des charges dans les nuages, les cumulo-nimbus.

L'électrisation des nuages résulte d'un processus complexe. La distribution des charges dans un nuage est présentée dans la figure I.4 ci-dessous. La partie supérieure, constituée de glace, est chargée positivement, tandis que la partie inférieure constituée de gouttelettes d'eau est chargée négativement. Souvent, un îlot de charges positives est enserré dans cette masse de charges négatives.

A l'approche d'un nuage orageux, le champ électrique atmosphérique au sol qui est de l'ordre d'une centaine de volts par mètre par beau temps commence par s'inverser, puis croît dans de fortes proportions. Lorsqu'il atteint 10 à 20 kV/m , une décharge au sol est imminente.[8]

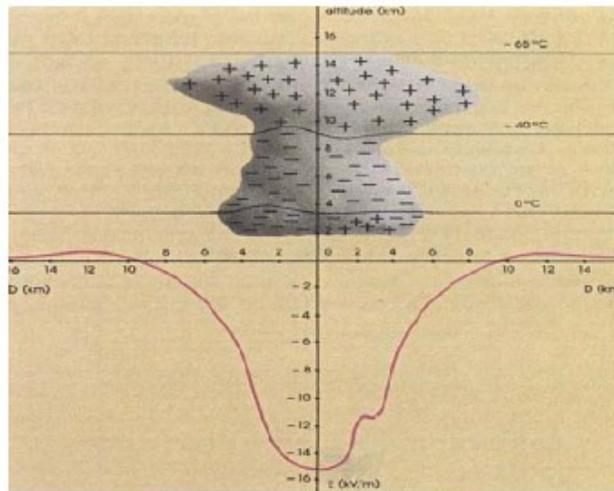


Figure I.4 Séparation des charges dans un nuage orageux et son Influence électrostatique sur la surface du sol [8]

I.2.6.2 Types d'éclairs (décharges)

Le type de coup de foudre le plus étudié est celui lié à la décharge nuage- sol, cette dernière est divisée en quatre catégories, qui sont les suivants [2][4][9] :

- Décharge descendante négative.

- Décharge ascendante positive.
- Décharge descendante positive.
- Décharge ascendante négative.

La polarité de la décharge (négative ou positive) dépend de la polarité de la charge de début du phénomène de la décharge.

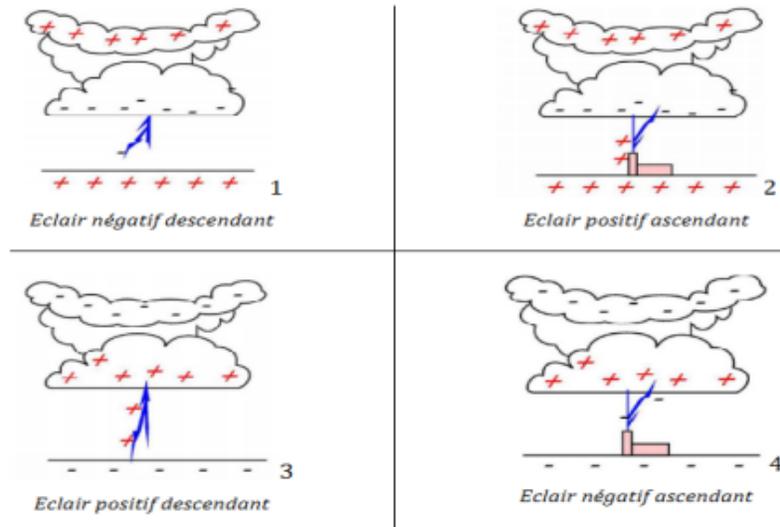


Figure I.5 Types d'éclairs ou de décharges [3]

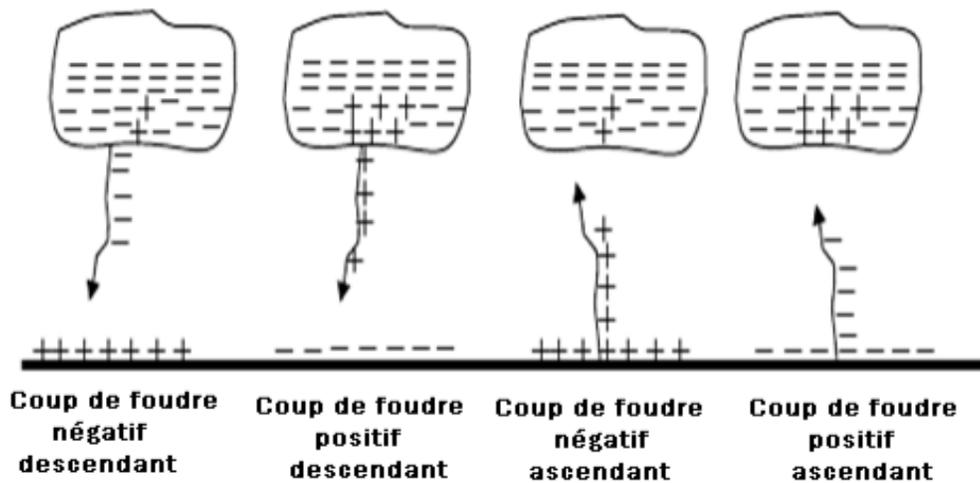


Figure I.6 Types d'éclairs ou de décharges de foudre.[2]

I.2.7 Le traceur

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

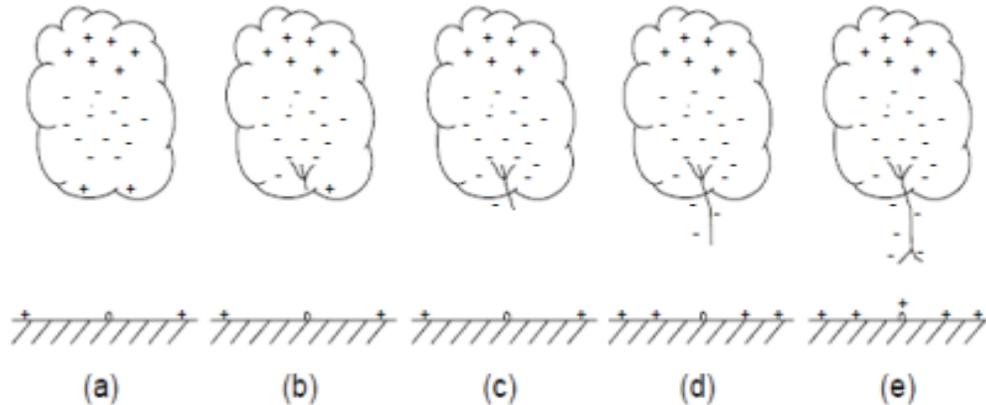


Figure I.7 Développement du traceur par bonds.[8]

I.2.7.1 Traceur descendant (traceur par bonds)

Formation d'un canal ionisé faiblement lumineux, issu du nuage, portant des charges négatives, et qui progresse par bonds vers la terre (c'est la première phase). C'est donc un traceur négatif.[2]

I.2.7.2 Traceur ascendant

Lorsque le traceur descendant s'est suffisamment approché du sol, des "pré déchargés ascendantes" naissent en différents points du sol, préférentiellement à partir d'aspérités ou d'objet pointu, et se développent en direction du traceur (c'est la deuxième phase). L'une de ce pré déchargé rencontre le traceur descendant, elle est appelée « décharge de capture » ; c'est elle qui détermine le(s) point(s) d'impact(s) de la foudre au sol [2].



Figure I.8 Traceurs ascendant et descendant.[5]

I.2.7.3 Traceur obscur

Le traceur obscur déclenche enfin l'arc en retour subséquent. Les courants des arcs en retour subséquents mesurés à la base du canal ont généralement un temps de montée plus rapide que le courant du premier arc en retour, et atteignant des amplitudes de l'ordre de 200 kA.[10]

I.2.8 L'arc en retour

Lorsque la jonction entre le précurseur ascendant et le traceur est établie, une onde de potentiel se propage du sol vers le nuage avec une vitesse de l'ordre $1.1 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ et neutralise le canal chargé par le traceur. Le premier arc de retour produit alors un courant au niveau du sol de valeur crête typique de 15 kA et d'une durée de quelques dizaines de microseconde. L'élévation rapide de la température du canal atteignant jusqu'à 30000'K provoque une onde de choc appelée tonnerre. Le premier arc de retour constitue, par son énergie, la plus grande manifestation lumineuse communément appelée éclair.[11]

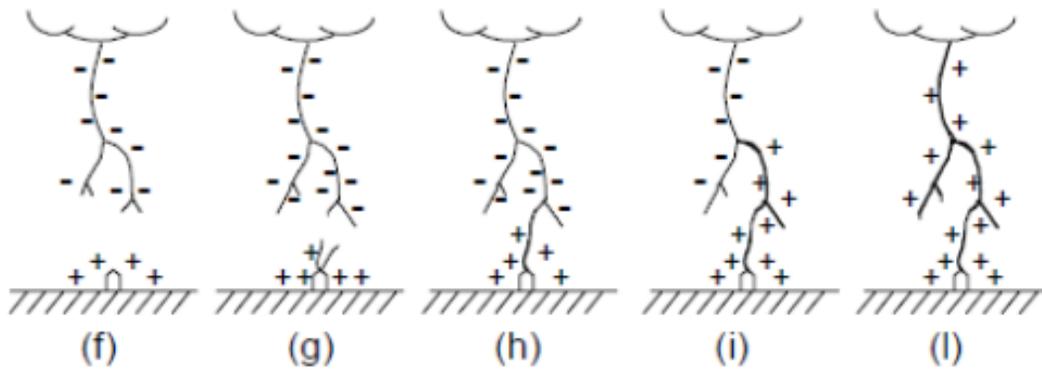


Figure I.9 Développement de l'arc en retour.[8]

I.2.8.1 L'arc en retour subséquent

Néanmoins, plusieurs décharges peuvent succéder au premier arc en retour (10 à 70 ms). Il s'agit des arcs en retour subséquents provenant d'une quantité éventuelle de charge résiduelle au sommet du canal. Il se développe dans ce même canal un traceur continu beaucoup plus rapide que le premier, appelé trait pilote. L'amplitude des arcs subséquents associés aux coups de foudre négatifs est inférieure à celle du premier arc de retour, tandis que leurs temps de montée sont beaucoup plus rapides. Entre deux décharges consécutives, il reste toujours un courant d'une centaine d'Ampère, appelé « courant persistant ». Ce phénomène, s'écoulant à travers le canal, est à l'origine des effets thermiques les plus importants.[11]

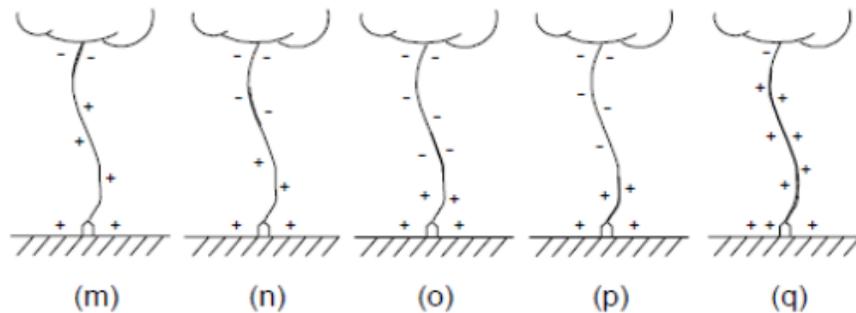


Figure I.10 Traceur obscur et arc en retour subséquent [2]

I.2.9 Coups de foudre négatif

Les courants des coups de foudre négatifs offrent une grande variété de combinaisons de courants impulsionnels et de courants persistants. Le courant d'un coup de foudre complet présente plusieurs impulsions, et on distingue le premier coup et les coups subséquents. Le premier coup se caractérise par un temps de montée de zéro jusqu'à la valeur de crête de l'ordre de 10 à 20 *ms*, une durée de queue de l'ordre d'une centaine de microsecondes et une amplitude variante entre 3 et 200 *kA*[12]. Pour les coups subséquents la durée de front est très courte, inférieure à 1 *ms*, mais la queue de l'onde est bien plus régulière que dans la première décharge, leur amplitude est inférieure à celle de la première décharge, dépassant rarement 20 *kA*. [12][3]

I.3 Paramètres électriques de la foudre

Un coup de foudre est composé en général de plusieurs décharges partielles s'écoulant par le même canal ionisé de l'arc en retour qui est responsable de la majorité des dégâts causés par la foudre, les principales caractéristiques de la foudre sont généralement les suivantes [13] :

- Forme du courant d'arc en retour,
- Valeur de crête du courant,
- Temps de montée,
- Durée conventionnelle de front,
- Temps de décroissance,
- Raideur de l'impulsion,
- Energie spécifique,
- Charge totale,
- Charge impulsionnelle,
- Durée d'un éclair,
- Nombre d'arcs en retour,
- Onde de choc acoustique, tonnerre,
- Intensité des différents coups de foudre

I.4 Observations expérimentales

La phase de l'arc en retour (premier et subséquent) a constitué durant ces dernières décennies Un souci majeur pour les chercheurs dans ce domaine en raison des variations très brutales et Des amplitudes très élevée du courant mis en jeu dans cette phase.

En effet, plusieurs Expériences ont été effectuées lors de campagnes de mesures, comprenant des enregistrements Du courant et des champs électromagnétiques associés, ont été menées dans le monde, Principalement en Russie, en Afrique du Sud, en Allemagne, au Japon et en Autriche.

Nous Pouvons citer à titre d'exemple ceux de :

- Visacro et al. [14] ont présenté une analyse statistique des paramètres dérivés des Mesures de courant de foudre sur la tour Morro do Cachimbo au Brésil d'une hauteur De 60m près de Belo Horizonte. Un total de 31 flashes descendants avec près de 80 Coups de foudre ont été enregistrés sur une période de 13ans.

- Takami et Okabe [15] ont présenté des courants d'arc en retour de foudre directement Mesurés au sommet de 60 tours de transmission au japon dont les hauteurs varient de 40 à 140 m. Un total de 120 ondes de forme de courant de coups de foudre négatifs a Été obtenu entre 1994 et 2004.

- Diendorfer et al. [16] ont analysés les paramètres de 457 flashs négatifs d'arc en retour de foudre initiés de la tour Gaisberg on Autriche de 100m de hauteur entre 2000 et 2007.

I.4.1 Caractéristiques du courant d'arc en retour

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

1. Déclenchement artificiel de la foudre. (Figure I.11 et I.12)
2. L'utilisation des tours instrumentées. (Figure I.13 et I.14)

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

La technique du déclenchement artificiel de la foudre permet de provoquer celle-ci lors de passage de nuage orageux et de l'attirer en un lieu déterminé. A l'approche d'un nuage orageux, on lance en direction du nuage une petite fusée qui déroule derrière elle un mince fil métallique s'échappant d'une bobine. Lorsque la fusée atteint une certaine hauteur, typiquement 200 à 300 m, un traceur ascendant est déclenché du sommet de la fusée. Le courant de foudre s'écoule alors le long du fil métallique, tout en le volatilisant.

I.4.1.1 Déclenchement artificiel de la foudre

La technique de déclenchement artificiel de la foudre permet de provoquer celui-ci lors de passage des nuages orageux et de l'attirer en un lieu déterminé. Le principe est d'envoyer vers les nuages une petite fusée déroulant derrière elle un fil conducteur mis à la terre. Les éclairs ainsi générés contiennent souvent des arcs en retour très similaires aux arcs aux retours subséquents des éclairs naturels.

Aujourd'hui, il existe plusieurs stations expérimentales de déclenchement artificiel de la foudre dans le monde, en particulier en France, aux Etats-Unis et au Japon. La méthode la plus couramment utilisée pour déclencher artificiellement la foudre s'appuie sur la technique fusée-fil. On utilise une fusée connectée à un filin totalement ou partiellement métallique. Cette méthode, facile à mettre en œuvre, présente également l'avantage d'avoir un coût relativement faible. Le déclenchement artificiel de la foudre a offert la possibilité de réaliser des mesures du courant de l'arc en retour à la base de canal, du champ électrique, et de la vitesse de l'arc en retour mesurée à l'aide des dispositifs optiques.[17]

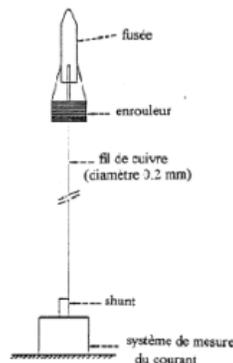


Figure I.11 Système de déclenchement artificiel de la foudre [18]



Figure I.12 Le déclenchement artificiel de la foudre [19]

I.4.1.2 Tours instrumentées

Comme la foudre frappe souvent les objets élevés, les chercheurs utilisent aujourd'hui des tours instrumentées afin d'obtenir des données concernant le courant de coup de foudre et ses caractéristiques ainsi que pour le champ électromagnétique rayonné. Dans ce paragraphe, on cite deux tours élevées qui ont une hauteur de plus de 100 m. [20]

1- La tour d'Ostankino à Moscow

Cette tour est de 540 m de hauteur, le courant est mesuré dans trois endroits de la tour : 47 m, 272m et 533 m. La figure I.13 représente l'emplacement des capteurs de mesure de courant.[20]

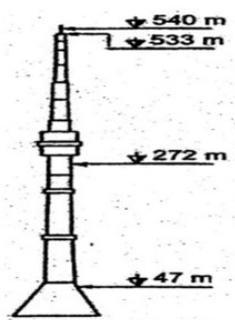


Figure I.13 La tour d'Ostankino [20]

2- La tour CN à Toronto

La tour CN est la tour la plus élevée dans le monde, elle est de 553 m de hauteur, le courant de l'arc en retour est mesuré à 474 m et à 509 m. [19]



Figure I.14 La tour CN à Toronto au Canada.[21]

I.4.2 Vitesse de l'arc en retour

Les données expérimentales les plus récentes sont publiées par Idone et orville [13] illustrent que la vitesse de l'arc en retour décroît en fonction de la hauteur, cette décroissance est plus marquée pour les premiers arcs en retour et que la vitesse des arcs en retour subséquent est en général plus grande que celle des arcs en retour premiers, les valeurs moyennes pour 17 premiers arcs en retour et 46 arcs en retour subséquent sont respectivement, 96 m/ μ s et 120m/ μ s.

I.4.3 Champ Electromagnétique génère par la foudre

Le champ électromagnétique rayonnée par la foudre se propage dans l'espace par ses trois composantes ; deux électriques, horizontal (E_r) et vertical (E_z) et l'autre magnétique azimutal H_ϕ . Pour une approximation générale, ils présentent pour toute distance (entre 1 km et 200 km) un premier pic dont l'intensité est approximativement inversement proportionnelle à la distance. A des distances relativement proches, le champ magnétique présente une bosse à environ 30 μ s, alors que le champ électrique a une croissance en rampe après son pic initial. Les champs électrique et

magnétique lointains (*distance supérieure à environ 50 km*) ont essentiellement la même forme d'onde, et présentent une inversion de polarité (voir figures I.15, I.16) Suivant les modèles géométriques du problème adoptés par les différents auteurs, le courant de la foudre se propage du sol vers le nuage selon l'axe vertical z figure suivante, le champs électromagnétiques en un point quelconque de l'espace s'obtient en sommant le long du canal de la foudre et son image au dessous du sol le champs électromagnétique crée par un dipôle de longueur dz' situé à une longueur z' au dessus du sol [13].

plusieurs contributions dues à des sources différentes participent dans la totalité des trois composantes du champ électromagnétique : il s'agit de la contribution électrostatique (E_{el}) qui a pour source l'intégral du courant de la foudre (charge électrique déposée au sol), la contribution d'induction (E_{ind}, H_{ind}) qui a pour source le courant de la foudre et la contribution de rayonnement (E_{ray}, H_{ray}) qui a pour source le dérivée du courant [13]

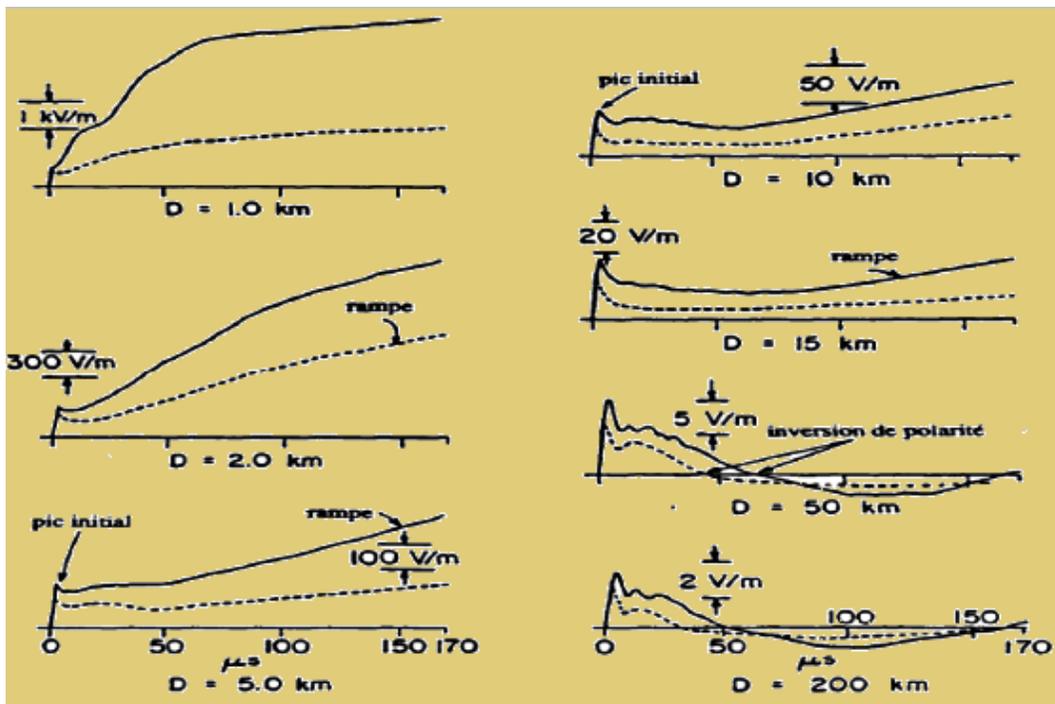


Figure I.15 Champ électrique vertical correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 Km à 200 km [22].

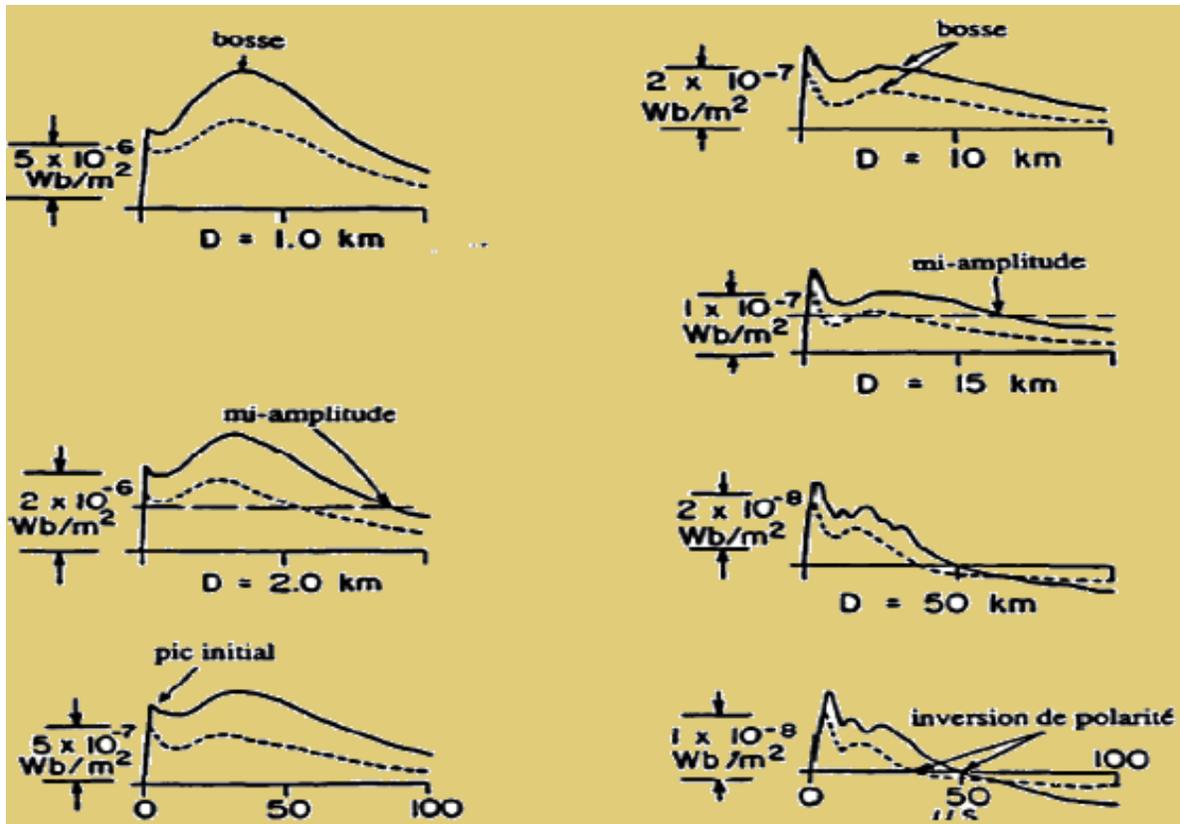


Figure I.16 Densité du flux magnétique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km [22].

I.4.4 Centres d'expérimentation (recherche)

On trouve des centres expérimentaux de recherche concernant la foudre à l'USA, et du laboratoire en France, en Italie, en Suisse. Dans ces centres, des équipes travaillent en collaborations pour extraire le maximum de données exploitables concernant le courant de foudre et le champ électromagnétique rayonné.

Centre expérimental de Kennedy aux USA : Ce centre a une grande réputation. Une grande quantité de données a été enregistrée sur ce site concernant le courant de foudre ainsi que le champ électromagnétique associé. [23]

Site expérimental de la tour Gaisberg en Autriche : Pour ce site, nous allons présenter les résultats obtenus pour une campagne de mesures.

Ainsi, nous présentons quelques équipements de mesure de courant et des composantes du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre.



Figure I.17 Les équipements installés pour la mesure du courant de foudre et le champ électromagnétique associé [24]

On présente la tour Gaisbergen Autriche et le capteur de courant de coup De foudre.



Figure I.18 Position du capteur de courant de foudre sur la tour Gaisberg [24]

I.5 Effet de foudre

Les effets de la foudre sont ceux d'un courant impulsionnel de forte intensité qui se propage d'abord dans un milieu gazeux (l'atmosphère), puis dans un milieu solide, plus ou moins conducteur (le sol)

- Effets visuels (éclair)
- Effets acoustiques
- Effet thermique
- Effets électrodynamiques
- Effets électrochimiques
- Les effets sur un être vivant (humain ou animal).

La foudre provoque deux grands types d'accidents :

- 1- Les accidents causés par un coup direct lorsque la foudre frappe un bâtiment ou une zone spécifique. Cela peut provoquer des dégâts considérables, généralement par le feu. Afin de prévenir tout risque d'accident, il convient d'utiliser des paratonnerres.
- 2- Les accidents causés indirectement, comme lorsque la foudre frappe ou provoque des surtensions dans les câbles électriques ou les liaisons de transmission.

D'où la nécessité de protéger, à l'aide de dispositifs de protection contre les surtensions, les équipements à risque contre les surtensions et les courants indirects générés.[25]

I.5.1 Effets directs**I.5.1.1 Effets thermiques**

Ces effets sont liés à la quantité de charge associée aux coups de foudre. Ils se traduisent par des points de fusion, des trous de taille variable au point d'impact des matériaux à haute résistivité.

Pour un matériau qui est un mauvais conducteur, une grande quantité d'énergie est libérée sous forme de chaleur. L'échauffement de la vapeur d'eau contenue dans le matériau entraîne une pression localisée abrupte très élevée qui peut provoquer l'explosion.[25]

I.5.1.2 Effets dus à l'amorçage

En cas de coup de foudre, une augmentation substantielle du potentiel de terre de l'installation se produira en fonction du réseau de mise à la terre et de la résistivité du sol. Des différences de potentiel seront également créées entre divers éléments métalliques. D'où la nécessité d'accorder une attention particulière lors de l'installation des piquets de terre et l'interconnexion des structures métalliques attenantes aux conducteurs.

I.5.1.3 Effets acoustiques - tonnerre

Le tonnerre est dû à l'augmentation soudaine de la pression (2 à 3 atmosphères) du canal de décharge développé par l'électrodynamique. Canal de décharge développé par les forces électrodynamiques lors de l'éclair. La durée d'un coup de tonnerre dépend de la longueur du canal ionisé. Pour les hautes fréquences, la propagation des composantes spectrales libérées par l'onde de choc est perpendiculaire à la durée de l'onde. Libérées par l'onde de choc est perpendiculaire au canal. Pour les basses fréquences, la propagation est omnidirectionnelle ; d'où les différentes formes de grondements ou de claquements entendus par un observateur selon la distance et l'orientation des canaux successifs utilisés. Distance et de l'orientation des canaux successifs empruntés par l'éclair.

I.5.1.4 Effets lumineux

Un coup de foudre à proximité sensibilise violemment la rétine d'un observateur. L'œil est ébloui et la vision est perdue pendant de longues secondes.

I.5.1.5 Effets électrodynamiques

Des effets électrodynamiques entre les conducteurs et d'autres éléments se produisent en raison du champ magnétique important du courant de foudre. Champ magnétique du courant de foudre. Il en résulte d'importantes forces mécaniques, à la fois attractives et d'attraction et de répulsion, qui sont d'autant plus fortes que les conducteurs sont proches les uns des autres ou que le courant est élevé.

I.5.1.6 Effets électrochimiques

Le caractère fugace des impacts de foudre (par rapport aux courants vagabonds de terre) veut dire que ces effets sont très négligeables et sans influence sur les piquets de terre.

I.5.2 Effets indirects

L'utilisation toujours croissante de l'électronique sensible signifie que les équipements électriques deviennent de plus en plus vulnérables aux surtensions transitoires. Les surtensions sont soit d'origine atmosphérique, soit d'origine industrielle. Soit d'origine industrielle. Les plus dangereuses sont cependant les surtensions atmosphériques qui sont le résultat de trois principaux effets [25] :

I.5.2.1 La conduction

Une surtension qui se propage le long d'un conducteur qui a été en contact direct avec la foudre. Cet effet est d'autant plus destructeur que la majorité de l'énergie de la foudre se propage dans tout le réseau. Dans l'ensemble du réseau. Ce problème est résolu en équipant l'installation d'un dispositif adéquat capable de supporter des courants élevés.

I.5.2.2 L'induction

Elle est provoquée par le champ électromagnétique rayonné par le coup de foudre. Elle génère une surtension sur conducteurs dans un intervalle proportionnel à la puissance et à la vitesse de variation du coup de foudre. Par conséquent, sous l'influence de brusques variations de courant, les câbles, voire les gaines qui font office d'antennes, peuvent être soumis à des phénomènes destructeurs. D'antennes, peuvent être soumis à des surtensions destructrices. C'est la raison pour laquelle la mise en souterrain du réseau ne garantit pas la protection contre la foudre.

I.5.2.3 S'élever du sol

Lorsqu'un coup de foudre survient, une surtension peut s'élever du sol pour tenter de trouver un chemin plus favorable. En essayant de trouver un chemin plus favorable vers la terre. Ce problème peut, en partie, être résolu par

- a) la liaison équipotentielle entre les structures métalliques et la terre. Entre les structures métalliques et la terre de l'ensemble de l'installation d'une structure.
- b) une protection contre les surtensions installées sur les services.

I.6 Moyens de protection

Après quelques principes généraux de protection, sont développés, plus en détail, les moyens de protection primaire (par décharge directe) puis secondaire (par limitation des perturbations transmises). [26]

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

I.6.1 Premier niveau

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

I.6.2 Deuxième niveau

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

I.6.3 Troisième niveau

En BT, dans le cas d'équipements sensibles (informatique, automatismes, télécommunications, réseaux BT, ...), et en complément des niveaux précédents, des dispositifs supplémentaires tels que filtres série et/ ou limiteurs de surtensions peuvent être nécessaires.[26]

I.7 Conclusion

Après un bref rappel de la phénoménologie de la foudre et aux différentes observations expérimentale qui s'y rattachent en vue de mettre en évidence les principales caractéristiques des grandeurs mesurables à savoir le courant d'arc en retour, sa vitesse de propagation le long du canal de foudre, et le champ électromagnétique associé.

La quantité d'électricité transportée lors de chaque décharge est extrêmement importante et même dans le cas des petites décharges, provoque des tensions qui excèdent largement les tensions maximum admissibles des matériels électriques, On peut dire que ce phénomène présente un grand danger pour l'homme, et pour les structures et les installations électriques, alors la protection contre le danger de la foudre est importante.

Dans le chapitre suivant nous allons présenter une revue générale sur l'étude théorique de rayonnement électromagnétique de la foudre initié au sommet d'une tour élevée

Chapitre II

Etude théorique de
rayonnement

électromagnétique de la
foudre initié au sommet d'une
tour élevée

II.1 Introduction

La connaissance et la caractérisation du champ électromagnétique (EM) rayonné par un coup de foudre permettant une meilleure protection des systèmes électriques et électroniques contre les perturbations engendrées par la foudre. Cependant, l'étude expérimentale de la foudre est très délicate à mener l'aspect aléatoire qui caractérise ce phénomène. Bien qu'il soit possible dans les dernières décennies de déclencher artificiellement la foudre.

Cependant, les essais en grandeur nature sont coûteux et lourds à mettre en œuvre. C'est pourquoi, plusieurs modèles de l'arc en retour, avec différents degrés de complexité, ont été développés par plusieurs chercheurs afin de permettre l'évaluation de son rayonnement électromagnétique. L'une des difficultés majeures liées à la modélisation du canal de foudre réside dans le fait que le courant ne peut être mesuré qu'à la base du canal. Ou, pour déterminer les champs électriques et magnétiques rayonnés, il est nécessaire de connaître la distribution du courant le long du canal

En effet, l'intérêt de la modélisation de la foudre réside dans sa capacité à prédire les caractéristiques de cette dernière d'une façon plus conforme que possible aux caractéristiques expérimentales. Cela permet ainsi de réduire les temps et les coûts de l'expérimentation de la foudre. La validation d'un modèle passe donc par la comparaison des résultats de simulation qu'il fournit avec les résultats expérimentaux.

Nous avons abordé ce chapitre par la modélisation du courant d'arc en retour, d'où on considère que le canal de foudre est vertical sur le sol. A partir de cette étude nous étudierons aussi les différents modèles de l'arc en retour.

Dans ce chapitre, nous nous sommes focalisés sur ce qu'on appelle les 'modèles d'Ingénieur'. Ces modèles permettent une description de la distribution du courant le long du canal.

Après avoir donné une description des cinq modèles d'ingénieur de l'arc en retour pour des coups de foudre tombant au sol, nous nous sommes penchés sur l'extension des modèles d'ingénieurs en tenant compte de la présence d'un objet élevé.

II.2 Modélisation du courant de l'arc en retour initié au sol

II.2.1 Classification des modèles d'arc en retour

L'étude de l'interaction entre le champ électromagnétique rayonné par la foudre et les systèmes électriques, ainsi que la coordination des stratégies de protection sont, généralement, basées sur des distributions statistiques du courant mesurés à la base du canal de la foudre obtenues en utilisant des tours instrumentées ou par la technique de déclenchement artificiel de la foudre. On distingue dans la littérature 4 modèles [27]-[8]:

- Modèles physiques.
- Modèles électromagnétiques.
- Modèles RLC.
- Modèles d'ingénieur.

Nous pouvons décrire ces modèles comme suit :

II.2.1.1 Modèles physiques

La première catégorie définit la classe des modèles à gaz dynamique ou modèles "physiques", considère principalement l'évolution radiale d'une décharge électrique dans un plasma [8].

II.2.1.2. Modèles électromagnétiques

Dans ce modèle, on assimile le canal de la foudre 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. Les modèles électromagnétiques peuvent être classés en 5 types selon la représentation du canal [8]

- Un fil mince conducteur résistif dans l'air au-dessus du sol.
- La dernière classe est celle des modèles d'ingénieur, dans lesquels la distribution spatiale et temporelle du courant du canal de foudre (ou la densité des charges du canal) est spécifiquement basée sur certaines observations des caractéristiques de l'arc en retour comme le courant à la base du canal, la vitesse de propagation ascendante du front d'onde et le profil de luminosité du canal de foudre [8]

- Un fil entouré par milieu diélectrique (différent de l'air) qui occupe le demi-plan au-dessus du sol.
- Un fil enveloppé par un isolant dans l'air au-dessus du sol.
- Deux fils en parallèles, assimilés à une structure coaxiale verticale, ayant une distribution additionnelle de condensateurs dans l'air.
- Un fil ayant une distribution additionnelle d'inductance en série dans l'air.

II.2.1.3. Modèles RLC

Les modèles de la troisième catégorie sont connus sous le nom « modèles RLC » ou « modèles des lignes de transmission ». La décharge de foudre est représentée comme un processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par une résistance, une inductance et une capacité, tous par unité de longueur. Ce type de modèles est utilisé pour déterminer le courant de foudre en fonction du temps et de la hauteur et par la suite le calcul du champ électromagnétique. Les modèles de la troisième catégorie sont connus sous le nom « modèles RLC » ou « modèles des lignes de transmission ». La décharge de foudre est représentée comme un processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par une résistance, une inductance et une capacité, tous par unité de longueur. Ce type de modèles est utilisé pour déterminer le courant de foudre en fonction du temps et de la hauteur et par la suite le calcul du champ électromagnétique rayonné [8].

II.2.1.4. Modèles d'ingénieur

La dernière classe est celle des modèles d'ingénieur, dans lesquels la distribution spatiale et temporelle du courant du canal de foudre (ou la densité des charges du canal) est spécifiquement basée sur certaines observations des caractéristiques de l'arc en retour comme le courant à la base du canal, la vitesse de propagation ascendante du front d'onde et le profil de luminosité du canal de foudre [8]. Dans ce travail, nous utilisons les modèles d'ingénieur

II.2.2 Forme analytique du courant de foudre

Différentes expressions analytiques ont été utilisées dans la littérature pour modéliser la forme du courant au fond du canal de foudre. Pour simuler le courant d'arc en retour, on utilise le courant au fond du canal de foudre, qui est la seule grandeur mesurable. Dans ces modèles, on parle de:

- Modèle bi-exponentiel
- Modèle heidler
- Modèle hybride

II.2.2.1 Modèle bi-exponentiel

La bi-exponentielle est souvent utilisée en raison de sa simplicité. Par ailleurs, elle se prête bien à l'analyse fréquentielle du champ électromagnétique rayonné par la foudre puisque sa transformée de Fourier s'exprime analytiquement.

Ainsi, le courant du premier arc en retour a été modélisé par l'expression suivante [28] :

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

Où:

i_1 : Amplitude du courant.

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

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

t : le temps variant ($0 \rightarrow 50(\mu s)$)

Quant à l'arc en retour subséquent, afin de pouvoir mieux représenter le premier pic typique des enregistrements expérimentaux, une expression contenant la somme de deux fonctions bi-exponentielles a été utilisée [28], elle s'écrit :

$$i(0, t) = i_1(0, t) + i_2(0, t)$$

Avec :

$$i_1(0, t) = I_{01} \cdot (e^{-\alpha_1 t} - e^{-\beta_1 t}) \quad \text{II-2}$$

$$i_2(0, t) = I_{02} \cdot (e^{-\alpha_2 t} - e^{-\beta_2 t}) \quad \text{II-3}$$

Et:

i_1 : Amplitude du courant i_1 .

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

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

Même définitions pour le courant i_2 .

A partir de code de calcul élaboré en labo, Le tableau II.1 Présente les paramètres de ces deux fonctions. Ces paramètres, liés au temps de montée, à la valeur de crête et à la durée de l'impulsion du courant.

Tableau II.1 Paramètres des fonctions bi- exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal [28]

Premier arc en retour		Arc en retour subséquent
$I_{01}(KA)$	37.3	14.3
$\alpha_1(s^{-1})$	9.2×10^3	18×10^5
$\beta_1(s^{-1})$	4×10^5	3×10^6
$I_{02}(KA)$	-	10
$\alpha_2(s^{-1})$	-	10^4
$\beta_1(s^{-1})$	-	9.4×10^4

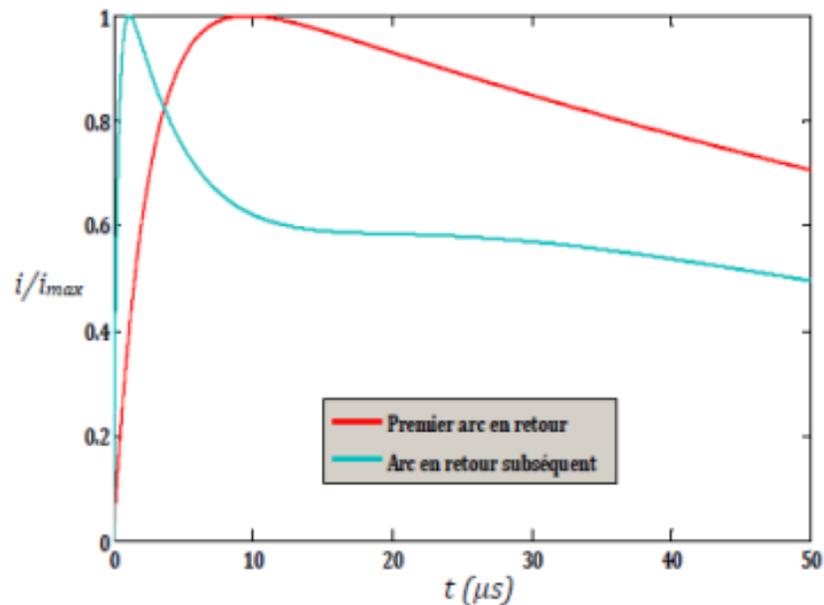


Figure II.1 Courant à la base du canal (normalisé) correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent calculés à l'aide du modèle bi-exponentiel

II.2.2.2 Modèle de Heidler

En 1985, Heidler a proposé une autre expression analytique dans la référence [29], pour obtenir une forme du courant à la base du canal de foudre proche de celle mesurée lors des campagnes expérimentales. Cette expression est donnée par l'équation suivante :

$$i_1(t) = \frac{I_0}{\eta} \frac{\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n}{1 + \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad \text{II-4}$$

Où :

- I_0 : Amplitude du courant à la base du canal.
- τ_1 : Temps de montée de l'impulsion du courant.
- τ_2 : Durée de l'impulsion du courant.
- n : un exposant variant de 2 à 10.
- η : Facteur de correction de l'amplitude du courant donné par :

$$\eta = \exp\left[-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right) \left(n \cdot \frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^{\frac{1}{n}}\right] \quad \text{II-5}$$

La formulation proposée par [28] a été adoptée comme un courant typique (standard) à la base du canal par plusieurs chercheurs. Ce courant est exprimé comme la somme de la fonction d'Heidler et de la fonction bi-exponentielle comme indiqué par l'équation suivante :

$$i(0, t) = \frac{I_0}{\eta} \frac{\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n}{1 + \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) + I_{02} \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_3}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_4}\right) \right) \quad \text{II-6}$$

Le tableau ci-dessous présente les paramètres de la fonction d'Heidler pour simuler des arcs en retour typiques (premiers arcs en retour et arcs en retour subséquents), accordés aux données expérimentales de Berger et al. [30].

Tableau II.2 Paramètres du courant à la base du canal de foudre en adoptant la fonction d'Heidler[30]

	I_{01} (kV)	τ_{11} (μ s)	τ_{12} (μ s)	n_1	I_{02} (KA)	τ_{12} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n_1
Premier arc en retour	28	1.8	95	2	-	-	-	-
Arc en retour subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

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

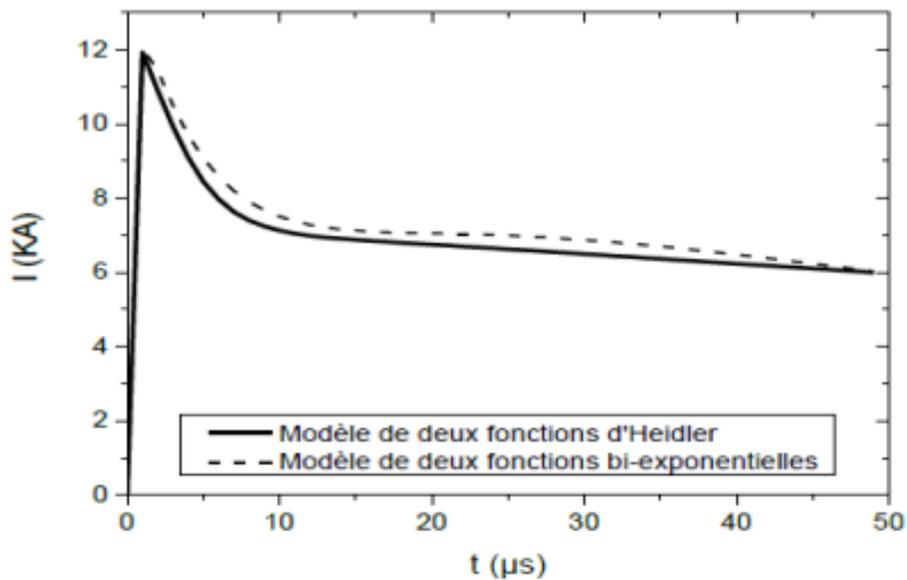


Figure II.2 Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel)

II.2.2.3 Modèle hybride

Nous pouvons citer aussi une autre formulation analytique proposée en 1990 par Nucci et al [29]. Cette formulation appartenant à un modèle connu sous le nom « Modèle hybride », du fait qu'elle constitue une sommation entre deux termes, l'un écrit sous la forme de la fonction d'Heidler, et l'autre écrit sous la forme bi-exponentielle. Cette formulation s'écrit comme suit:

$$i(0, t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta} \right) \left[\frac{\left(\frac{t}{\tau_1} \right)^n}{1 + \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^n} \right] e^{(-t/\tau_2)} \quad \text{II.7}$$

Afin de reproduire par simulation l'onde de courant à la base du canal obtenue expérimentalement par Leteinturier et al [29], nous utilisons l'expression (II.7), et 986 à travers le tableau (II.3) , nous adoptons les paramètres relatifs à cette l'expression. A partir de code de calcul élaborer en labo L'allure du courant résultant (figure II.3) est caractérisée par un pic initial de 11 kA et une valeur maximale de la dérivée d'environ de 105 kA/μs.

Tableau II.3 Paramètres du modèle hybride simulant le courant de foudre à la base du canal [29].

Paramètres de la première fonction D'Heidler				Paramètres de la deuxième fonction Bi-exponentielle		
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

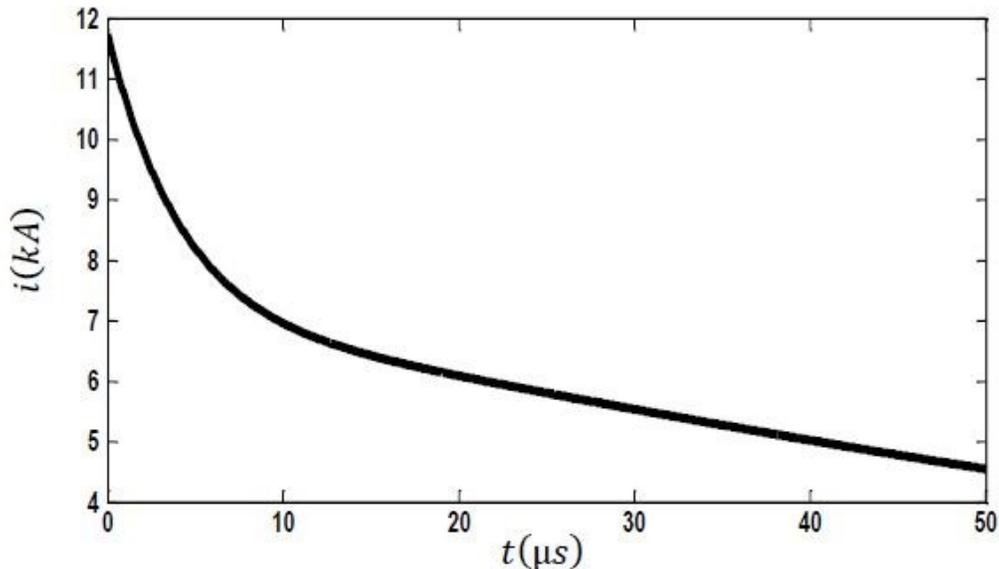


Figure II.3 Courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride

II.2.3 Modèles d'ingénieur

Ces modèles ont connu beaucoup d'évolution au cours du temps depuis le modèle de Bruce et Gold de 1941 ; un bon nombre de chercheurs contribuent à leurs améliorations.

Les modèles d'ingénieur comprennent :

- Le modèle de Bruce et Golde 1941 (BG), [31], [22].
- Le modèle de la ligne de Transmission (TL) 1969, [31], [22]
- Le modèle de Master, Uman, Lin, et Stander, (MULS), [31]
- Le modèle de la source de courant mobile (TCS) 1985, [31]
- Le modèle de Diendorfer et Uman (DU) 1990, [31]
- Modèle de ligne de transmission modifiée (MTL) 1987-1990, [31]
- Modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance linéaire-MTLL 1987, [31], [22]
- Modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance exponentielle- MTLE 1988-1990, [31], [22].

II.2.3.1 Modèle de Bruce et Golde BG

Il s'agit d'un des premiers modèles dans le genre est probablement le plus simple. Dans le modèle de Bruce et Gold, le courant $i(z', t)$ à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour est égale au courant à la base du canal, à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour (figure II.4), comme dans tous les autres modèles, le courant est nul [32]. Mathématiquement :

$$i(z', t) = i(0, t) \quad z' \leq V_f t \quad \text{II-8}$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' > V_f t \quad \text{II-9}$$

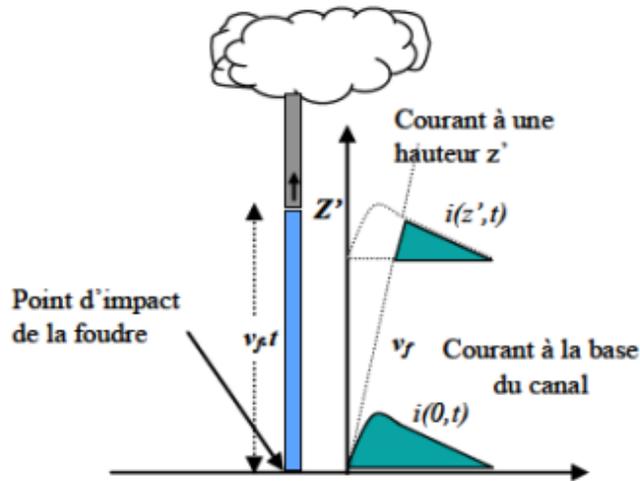


Figure II.4 Propagation dans l'arc en retour par le modèle de BG [22]

La distribution du courant le long du canal de l'arc en retour dans ce modèle montre une discontinuité sur le front d'onde de l'arc en retour. Une telle discontinuité implique que la charge à chaque hauteur est déplacée du canal instantanément par le front d'onde d'arc en retour (voir figure II.5)

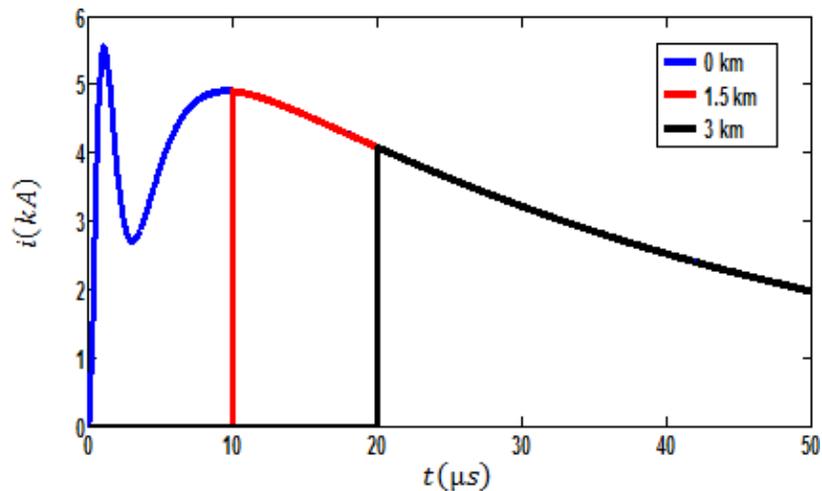


Figure II.5 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle BG.

Avec :

V : est la vitesse de l'onde de courant.

A noter que la portion sombre de la forme d'onde indique que le courant est réellement écoulé à travers une section donnée du canal.

II.2.3.2 Modèle de la ligne de transmission TL (Transmission Line)

Le modèle assimile le canal de foudre à une ligne de transmission sans pertes ou une impulsion de courant se propage à partir du sol à la vitesse de l'arc en retour. En introduisant l'effet du retard ce modèle fait présenter par Uman et McLainen 1969, il est largement utilisé [33]. La distribution du courant est définie par les relations suivantes :

$$i(z', t) = \begin{cases} i\left(\mathbf{0}, t - \frac{z'}{V_f}\right) & z' \leq V_f \cdot t \\ \mathbf{0} & z' > V_f \cdot t \end{cases} \quad \text{II.10}$$

La figure II.6 donne, les variations temporelles du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TL aux trois hauteurs différentes ($z' = 0, z' = 1.5\text{km}$ et $z' = 3\text{km}$)

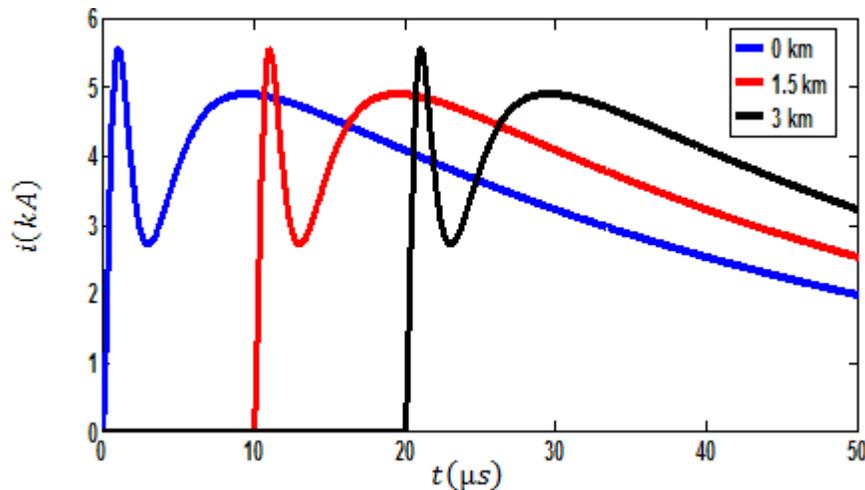


Figure II.6 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le Modèle TL

II.2.3.3 Modèle de la source du courant mobile TCS (Travelling Current Source)

Dans ce modèle, une source de courant est associée au front de l'arc en retour et parcourt le canal à la vitesse de celui-ci. Le courant émis par la source se propage vers le sol à la vitesse c de la lumière dans le vide. [29]

Nous avons donc :

$$i(z', t) = i(0, t + z'/c) \quad \text{Si } z' < Vt \quad \text{II-11}$$

$$i(z', t) = 0 \quad \text{Si } z' \geq Vt \quad \text{II-12}$$

Ce modèle suppose que les charges sont instantanément neutralisées à l'arrivée du front de l'arc en retour.

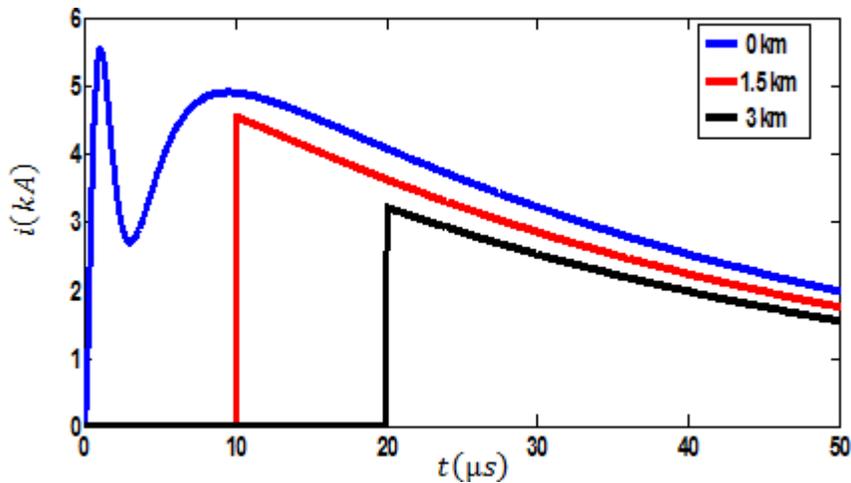


Figure II.7 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TCS

II.2.3.4 Modèle de la ligne de transmission modifiée MTL (Modifier Transmission Line)

Le modèle de ligne de transmission TL a été modifié par Nucci et al et par Rakov et Dulzon, tout en introduisant le facteur d'atténuation de l'amplitude du courant avec la hauteur [8]. Les deux modèles sont décrits comme suit :

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

Dans ce modèle le courant est atténué en fonction de la hauteur :

$$i(z', t) = i(0, t - z'/V)(1 - z'/H_{tot}) \quad z' \leq V.t \quad \text{II-13}$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' > V.t \quad \text{II-14}$$

Où :

H_{tot} : est la hauteur totale du canal de la foudre.

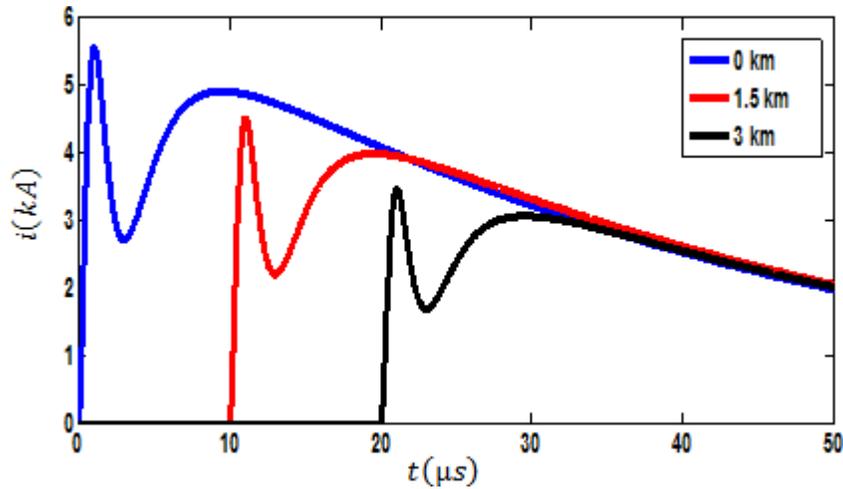


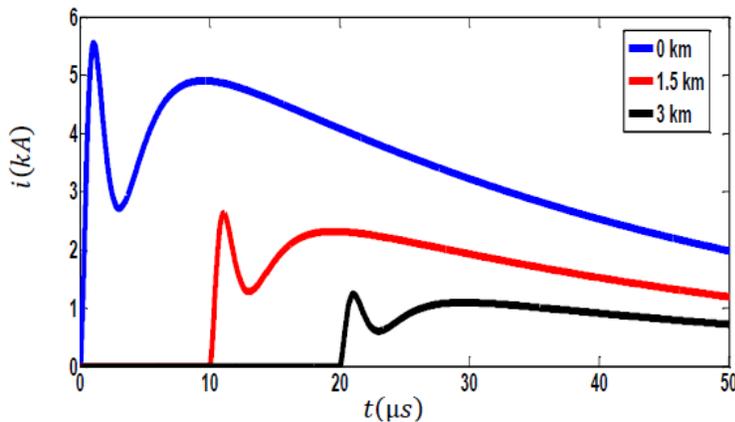
Figure II.8 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLT.

b). Modèle de ligne de transmission modifiée avec atténuation exponentielle du courant (MTLE)

$$i(z', t) = i(0, t - z'/V) \exp(z'/\lambda) \quad z' \leq v.t \quad \text{II-15}$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' > v.t \quad \text{II-16}$$

Le paramètre λ représente le taux de décroissance de l'intensité du courant le long du canal, sa valeur, entre 1.5 et 2 km a été déterminée en utilisant des enregistrements simultanés de champs électromagnétiques à plusieurs distances.



II.9 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLE.

II.2.4 Généralisation des modèles d'ingénieur

Rakov [34] [53] propose la représentation de ces modèles à l'aide d'une seule expression. Cette dernière s'écrit comme suit :

$$i(z', t) = P(z')i(0, t - (z'/V))u(t - (z'/V)) \quad \text{II-17}$$

Où :

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

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

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

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

Tableau II.4 $P(z')$ et V pour les 5 modèles. [34] [35]

Modèles	$P(z')$	vf
BG	1	∞
TL	1	N
TCS	1	$-c$
MTLL	$1 - z'/h$	N
MTLE	$exp(-z'/\lambda)$	N

II.3 Modélisation du courant de l'arc en retour initié au sommet d'une tour élevée

Les observations expérimentales, aussi bien que les analyses théoriques ont mis en évidence que la présence de la tour affecte le courant de l'arc en retour mesuré ; ainsi que les champs électromagnétiques associés. Par conséquent, certains modèles de l'arc en retour, à savoir les

modèles d'ingénieur et les modèles électromagnétiques ou les modèles issus de la théorie des antennes, initialement développés pour le cas des arcs en retour initiés du sol, ont été modifiés pour tenir compte de la présence de la tour [36], [37].

Dans les modèles d'ingénieur, la distribution spatio-temporelle du courant dans le canal de foudre dépend des paramètres mesurés comme le courant à la base du canal, la vitesse de l'arc en retour et le champ électromagnétique. La présence de la tour dans tels modèles été considérée en la supposant comme une ligne de transmission uniforme et sans pertes

II.3.1 Modèle de Rachidi et al

En 2002, Les modèles d'ingénieur initialement proposés dans le cas d'un arc en retour initié du sol ont été récemment modifiés par Rachidi et al. Pour prendre en compte le cas d'un arc en retour initié à partir du sommet d'une tour. Rachidi et al ont présenté le canal par une source distribuée. La distribution du courant le long de la tour ($0 \leq Z' \leq h$) et le long du canal de foudre ($z' \geq h$) (figure II.1) est représentée par les équations suivantes [38]:

Pour ($0 \leq z' \leq h$)

$$i(z', t) = (1 - \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} [\rho_t^n \rho_g^n i_0(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c}) + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c})] u(t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c}) \quad \text{II-18}$$

Et pour ($z' \geq h$)

$$i(z', t) = [\rho(z' - h) i_0(h, t - \frac{z'-h}{v^*}) - \rho_t i_0(h, t - \frac{z'-h}{c}) + (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_0(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c})] u(t - \frac{z'-h}{v}) \quad \text{II-19}$$

h : est la hauteur de la tour

ρ_t, ρ_g : sont respectivement les coefficients du courant au sommet et la base de la tour

c : est la vitesse de la lumière.

V : est la vitesse de front d'arc en retour.

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

$p(z')$: est un facteur d'atténuation du courant.

$u(t)$: est une fonction unité.

n : représente le nombre de réflexion aux deux extrémités de la tour.

II.3.2 Modèle de Baba et Rakov

En 2005, Baba et Rakov ont proposé une autre approche basée sur l'utilisation d'une série de sources de tension dans la jonction tour-canal. Ils ont montré qu'une telle représentation est équivalente à celle de Rachidi et al. Dans leur représentation, Baba et Rakov ont exprimé la distribution du courant le long de la tour et le long du canal de foudre en terme du courant de court-circuit i_{sc} qui est relié au courant « non contaminé » par :

$$i_{sc}(t) = 2i_0(t)$$

Les équations du courant de l'arc en retour $i(z', t)$ le long de la tour ($0 \leq z' \leq h$) et le long du canal de foudre ($z' \geq h$) développées par Baba et Rakov s'écrivent comme

Suit:

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

$$i(z', t) = \left(1 - \frac{\rho_t}{2}\right) \quad \text{II-20}$$

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

Et pour ($z' \geq h$) :

$$i(z', t) = (1 - \rho_t/2) \left[i_{sc} \left(h, t - \frac{h-z'}{c} \right) + \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^{n-1} (1 + \rho_t) \right. \right. \quad \text{II-21}$$

$$\left. \left. \cdot i_{sc} \left(h, t - \frac{h-z'}{v} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \right]$$

Ces deux équations montrent que des ondes de courant d'une même amplitude $(1 - \rho) i_{sc}(h, t)/2$, sont initialement injectées, simultanément, dans le canal de foudre et dans la tour [39].

On note que ces deux équations sont identiques aux équations (II-20) et (II-21) écrites en terme du courant « non contaminé », $i_0(h, t) = i_{sc}(h, t)/2$

II.4 Différence entre le modèle de Rachidi et le modèle de Baba

Le courant injecté au sommet de la tour se divise en deux, un premier courant qui se propage le long du canal de foudre avec la vitesse de l'arc en retour v et un deuxième courant qui se propage vers le sol, le long de la tour, avec la vitesse de la lumière c . Après les réflexions à la base et au sommet de la tour, une partie du deuxième courant va être transmise au canal de foudre ; cette onde transmise, qui est supposée se propager avec la vitesse de la lumière, trouve sur son chemin le front de l'arc en retour (premier courant) se propageant à une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière, ce qui est physiquement inconcevable (l'onde transmise n'est pas autorisée à être au-devant du front de l'arc en retour). Cette observation a été soulevée en 2004 par Pavanello et al [40].

Pour cela, Rachidi et al ont ajouté un terme additionnel dans les équations du champ électromagnétique, appelé « turn-on term » dans les équations du champ électromagnétique. Baba propose que la propagation du courant de l'arc en retour se fera avec la vitesse de l'arc en retour, qui n'a pas été prouvé réellement.

II.5 champ électromagnétique associé au courant d'arc en retour initié au sommet d'une tour élevée

Dans cette section nous nous intéressons au calcul du champ électromagnétique rayonné Associé à un coup de foudre frappant directement une tour élevée.

On présente dans les figures II.10 et II.11 le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal calculés respectivement à la distance de 198m et 185 m de la tour.

Les deux champs sont obtenus par l'utilisation des deux modèles décrits (en adoptant le modèle MTLE avec $\lambda = 2000m$) et La vitesse de l'arc en retour est supposée égale à 150 m/s. On note que les valeurs typiques de cette vitesse sont de l'ordre de 1/3 à 2/3 de la vitesse de la lumière c [41][22]

On peut voir sur la figure II.10 que la valeur du pic initial et la croissance de la rampe qui suit le premier pic reproduit par les deux modèles Rachidi et Baba.

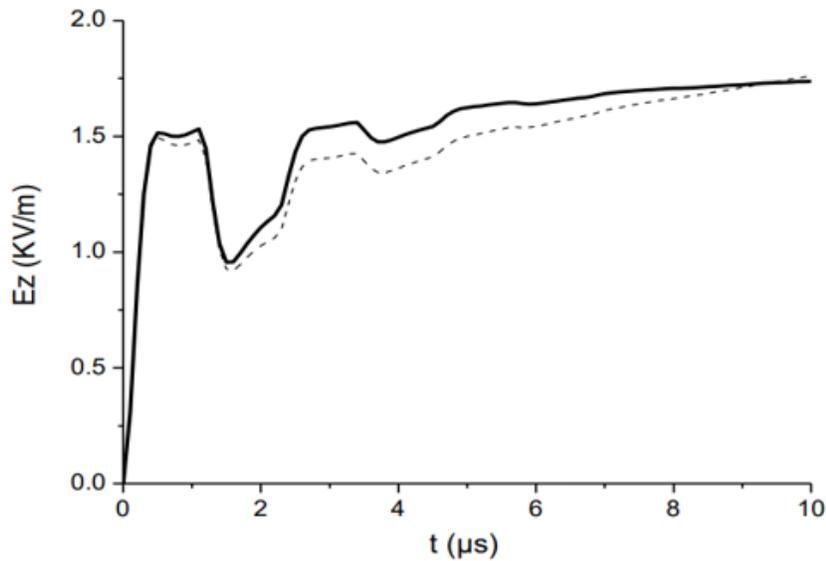


Figure II.10 Champ électrique calculé à 198 m de la tour [22]

Ce qui concerne la forme d'onde et la reproduction du premier pic, Le modèle de Rachidi et al. Et celui de Baba et Rakov donnent des allures de champ magnétique très semblables.

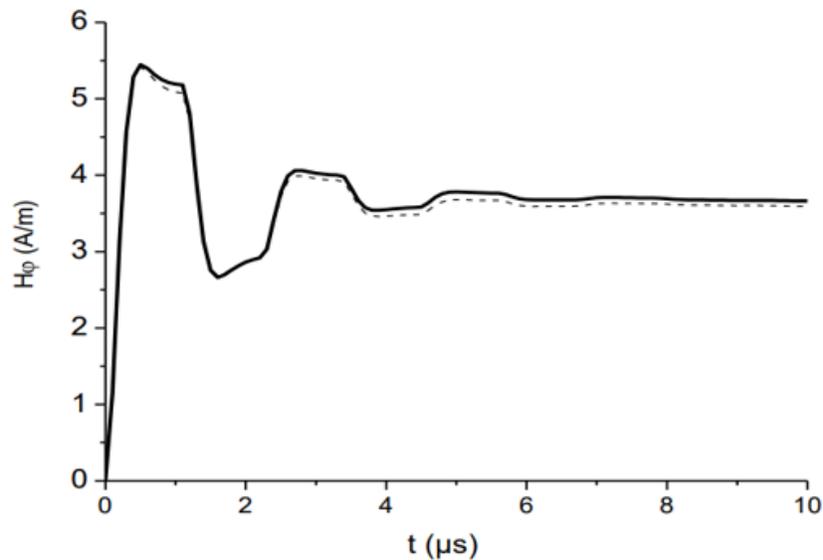


Figure II. 11 Champ magnétique azimutal calculé à 185m de la tour[22]

II.5.1 Notions de courant contaminé et de courant non contaminé

Le courant contaminé correspond au courant à la base du canal de foudre dans le cas d'un coup de foudre frappant une tour élevée (Figure II.12) [5]

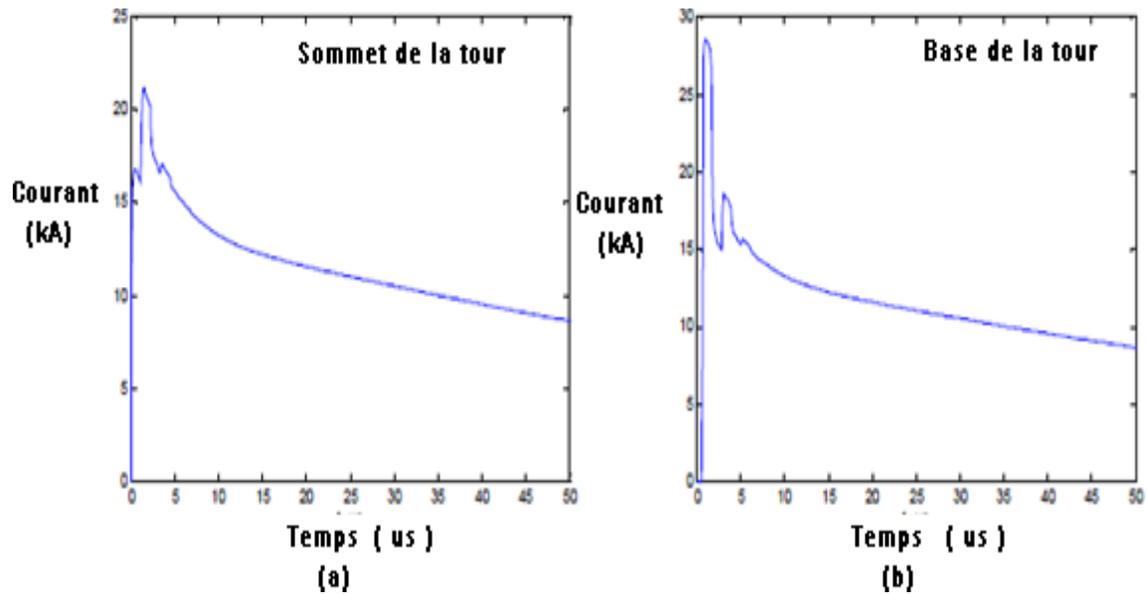


Figure II.12 Courant contaminé

(a) courant contaminé au sommet de la tour et

(b) courant contaminé a la base de la tour

Le courant non contaminé correspond au courant à la base du canal de foudre dans le cas d'un coup de foudre frappant le sol directement (figure II.13).

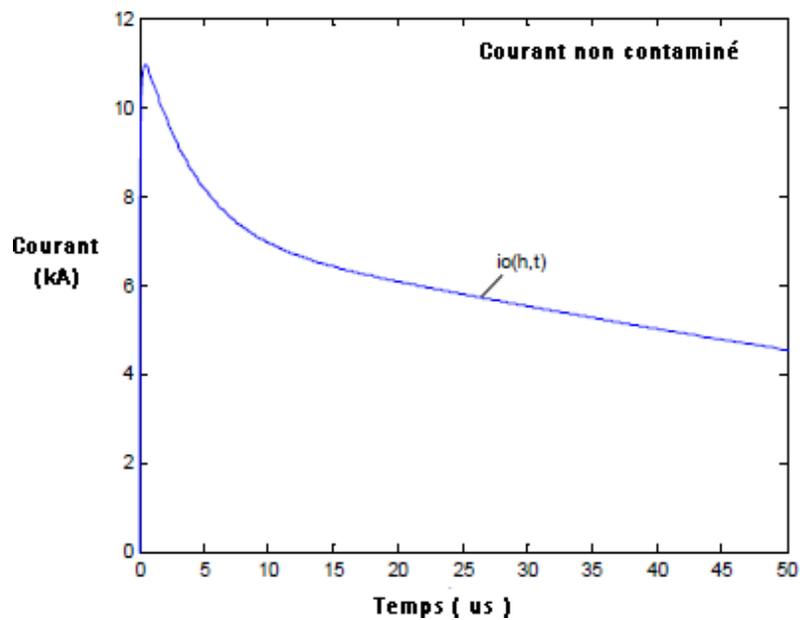


Figure II.13 Courant non contaminé en adoptant le modèle hybride.

La figure II.14 présente la distribution du courant en adoptant le modèle MTLE avec $\lambda = 2000m$. La vitesse de l'arc en retour est supposée égale à $150m/\mu s$. La distribution du courant est tracée pour 9 instants ($1\mu s, 2\mu s, \dots \dots 9\mu s$).[22]

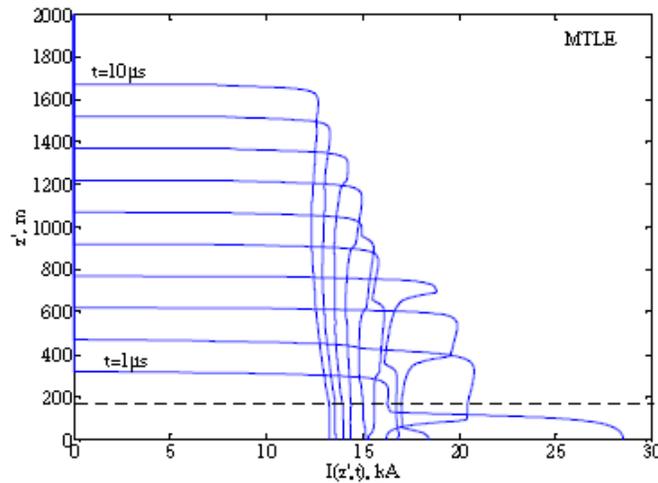


Figure II.14 Distribution spatio-temporelle du courant le long de la tour et le long du canal de foudre.

II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une revue générale sur la modélisation de la phase d'arc en retour et celle de l'arc d'une décharge de foudre dans le but de mettre en évidence les modèles décrivant le courant dans le canal de foudre. Parmi quatre catégories de ces modèles, nous avons donné une importance particulière aux modèles d'ingénieur qui présentent l'avantage de la description de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal à partir des valeurs instantanées du courant à la base du canal, grâce à une simple formulation mathématique. Nous avons présenté ensuite un aperçu théorique sur les deux modèles les plus connus dans la littérature et qui font l'objet d'une étude paramétrique du chapitre suivant à savoir : le modèle de Rachidi et al et le modèle de Baba et Rakov

Chapitre III

Étude paramétrique sur le
rayonnement
électromagnétique de la
foudre initiée au sommet
d'une tour élevée

III.1 Introduction

La résolution du problème de rayonnement électromagnétique de la foudre consiste en la détermination du champ électromagnétique rayonné à n'importe quel instant et en n'importe quel point d'observation autour du canal. En réalité, la foudre est un phénomène lié aux plusieurs paramètres physiques et géométriques qui rendent cette résolution très délicate, ce qui a obligé la plupart des chercheurs à utiliser des hypothèses simplificatrices en vue de diminuer la complexité du problème en supposant une géométrie relativement simple et abordable.

Cependant, cette démarche est légitime, vu que les résultats basés sur certaines hypothèses montrent parfois une bonne approximation lorsqu'on les compare à ceux obtenus par voie expérimentale

Dans ce chapitre nous présentons une étude paramétrique sur le rayonnement électromagnétique de la foudre initiée au sommet d'une tour élevée en adoptant les deux modèles cités au paravent (modèle Rachidi et Baba). Les composantes du champ électromagnétique sont évaluées en considérant que le sol est caractérisé par une conductivité finie. Les calculs sont effectués par exploitation d'un code de calcul développé dans le cadre des autres travaux de recherche dont la solution des équations Maxwell est basée sur une méthode numérique aux différences finies, points centrés, dite FDTD (**F**inite-**D**ifference **T**ime-**D**omain) qui sera expliqué en détails dans ce qui suit.

III.2 Choix de la méthode numérique

Le choix de méthodes numériques est souvent conditionné par le type d'analyse des structures envisagées, en essayant toutefois de trouver un compromis entre les temps de calcul, la précision de la méthode, ainsi que les moyens informatiques mis à notre disposition.

Nous pouvons dégager deux grandes familles de méthodes numériques d'analyse : la méthode temporelle et la méthode fréquentielle. La première méthode permet d'accéder aux évolutions spatio-temporelles des grandeurs physiques. La seconde ne fournit que les évolutions spatio-fréquentielles.

Le Domain d'analyse dans ce travail est un Domain spatio-temporel pour La résolution du problème de rayonnement électromagnétique de la foudre

Donc il y a Plusieurs méthodes numériques permettent de résoudre ce problème en domaine

Spatiotemporal [42]:

- ✓ La méthode des Différences Finies en Domaine Temporel (FDTD),
- ✓ La méthode des Éléments Finis en Domaine Temporel (FETD),
- ✓ La méthode des Volumes Finis en Domaine Temporel (FVTD),
- ✓ La méthode Galerkin Discontinue en Domaine Temporel (DGTD),
- ✓ La méthode des équations intégrales en temps.

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

III.3 Méthode des différences finies appliquée dans le domaine temporel « FDTD »

III.3.1 Présentation de la méthode FDTD

Nous présentons ici le fondement de la méthode des différences finies, ou Différences Finies en Domaine Temporel (FDTD), appliquée à la résolution d'un problème électromagnétique dans le domaine temporel. La propagation d'ondes électromagnétiques dans l'espace est un problème bien connu parfaitement modélisé par les équations de Maxwell. En 1966, **K. Yee** proposa une technique de résolution numérique de ces équations (III.8). Le schéma numérique utilisé, désormais appelé schéma de **Yee**, fondé sur la discrétisation en temps et en espace des équations de Maxwell par des différences finies centrées, permet de calculer à chaque instant discret du temps la solution du problème électromagnétique en chaque point d'un espace discret. Cette technique est aujourd'hui très largement utilisée dans tous les domaines d'application de l'électromagnétisme [24]

III.3.2 Principe de base de la méthode FDTD

Les équations de Maxwell décrivent la propagation d'ondes électromagnétiques dans tout type de milieu. On considère par la suite un milieu homogène, anisotrope, dépourvu de sources, non dispersif et pouvant présenter des pertes électriques et magnétiques. Ainsi, dans un tel milieu les équations de Maxwell sous forme différentielle s'écrivent de la manière suivante [43]

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

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

Avec :

\vec{E} : Champ électrique ;

\vec{H} : Champ magnétique ;

μ : Perméabilité magnétique ;

ε : Permittivité diélectrique ;

σ : Conductivité électrique.

Les phénomènes électromagnétiques sont représentés à l'aide des deux grandeurs physiques vectorielles \vec{E} et \vec{H} , respectivement appelées champ électrique et champ magnétique. Les propriétés intrinsèques du milieu sont quant à elles représentées par les grandeurs μ , ε et σ

Le développement mathématique des équations (III.1) et (III.2) en utilisant une représentation spatiale basée sur des coordonnées cylindriques conduit à un système d'équations aux dérivées partielles exprimé sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \\ \sigma E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \\ \sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) \end{cases} \quad \text{III.3}$$

Avec:

E_r : Champ électrique radial ;

E_z : Champ électrique vertical ;

H_φ : Champ magnétique azimutal.

r : Distance radiale entre le point d'observation et le canal de foudre ;

z : Hauteur (ou profondeur si < 0) du point d'observation par rapport au sol.

Dans la région d'analyse prise en compte dans ce mémoire (en dessus du sol) : $\sigma = 0.01$, $\varepsilon = \varepsilon_0$ et $\mu = \mu_0$, Ce qui peut rendre l'expression précédente (III.3) à la manière suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \\ \varepsilon_0 \frac{\partial E_r}{\partial t} = \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \\ \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) \end{cases} \quad \text{III.4}$$

III.3.2.1 Discrétisation spatio-temporelle

La résolution du système d'équations aux dérivées partielles (III.3) est obtenue en mettant en œuvre l'approche FDTD. Tout d'abord, pour décrire le principe de base de cette résolution, on considère une fonction scalaire spatio-temporelle, $f(r, z, t)$ définie en tout point, $P(r, z)$ appartenant à un espace fini Ω et à chaque instant t appartenant un intervalle temporel fini ψ . [22]

L'ensemble spatial Ω , et l'ensemble temporel ψ sont exprimés respectivement par les relations (III.5) et (III.6) :

$$[p(r, z) \in \Omega] \Leftrightarrow \begin{cases} 0 \leq r \leq r_{max} \\ z_{min} \leq z \leq z_{max} \end{cases} \quad \text{III.5}$$

$$t \in \psi \Leftrightarrow 0 \leq t \leq t_{max} \quad \text{III.6}$$

La discrétisation spatiale (maillage) dans deux directions r et z avec des pas spatiaux Δr et Δz génère un réseau des nœuds dont la position de chacun est obtenue par :

$$\begin{cases} r = r_i = i \cdot \Delta r \\ z = z_j = j \cdot \Delta z \end{cases} \quad \text{III.7}$$

Avec :

i : Incrément dans la direction de r

j : Incrément dans la direction de z

La discrétisation temporelle avec le pas Δt est exprimée par la relation suivante :

$$t = t_n = n \cdot \Delta t \quad \text{III.8}$$

n Incrément dans le temps.

On peut donc évaluer la fonction f à n'importe quel nœud et à n'importe quel instant comme suit :

$$f(r, z, t) = f(i\Delta r, j\Delta z, n \cdot \Delta t) = f^n(i, j) \quad \text{III.9}$$

Avec :

$$\begin{cases} 0 \leq i \leq i_{max} \\ 0 \leq j \leq j_{max} \\ 0 \leq n \leq n_{max} \end{cases}$$

Le principe de base de la méthode FDTD, s'appuie sur la discrétisation des dérivées Partielles de la fonction $f(r, z, t)$ à partir des approximations du premier ordre de ces Dérivées. Cette discrétisation s'exprime de la manière suivante :

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial r} \right|_{i\Delta r} = \frac{f^n(i + \frac{1}{2}, j) - f^n(i - \frac{1}{2}, j)}{\Delta r} \\ \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial z} \right|_{j\Delta z} = \frac{f^n(i, j + \frac{1}{2}) - f^n(i, j - \frac{1}{2})}{\Delta z} \\ \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial t} \right|_{n\Delta t} = \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i, j) - f^{n-\frac{1}{2}}(i, j)}{\Delta t} \end{cases} \quad \text{III.10}$$

A partir des équations aux dérivées partielles du système (III.3), et en utilisant les approximations du premier ordre des dérivées partielles décrites dans l'expression (III.10), on peut obtenir un système d'équations algébriques linéaires dont les inconnues sont les valeurs des trois composantes du champ électromagnétique en chaque nœud du maillage résultant de la discrétisation spatiale, et à chaque instant t_n résultant de la discrétisation temporelle. En effet, ces trois composantes s'écrivent de la manière suivante [22] :

- **Champ électrique vertical (E_z) :**

$$E_z^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = E_z^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot r_i \cdot \Delta r}$$

$$\left[\left(r_{i+\frac{1}{2}} \right) \cdot H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - \left(r_{i-\frac{1}{2}} \right) \cdot H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \right] \quad \text{III.11}$$

Avec:

$$\begin{cases} 1 \leq i \leq i_{max} \\ 0 \leq j \leq j_{max} - 1 \\ 0 \leq n \leq n_{max} - 1 \end{cases}$$

Et:

$$C_1(i, j) = \frac{2 \cdot \varepsilon(i, j) - \sigma(i, j) \cdot \Delta t}{2 \cdot \varepsilon(i, j) + \sigma(i, j) \cdot \Delta t} \quad \text{III.12}$$

$$C_2(i, j) = \frac{2 \cdot \Delta t}{2 \cdot \varepsilon(i, j) + \sigma(i, j) \cdot \Delta t} \quad \text{III.13}$$

$\varepsilon(i, j)$ Et $\sigma(i, j)$ désignent respectivement la permittivité diélectrique et la conductivité électrique qui caractérisent chaque nœud de la grille du maillage [22].

- **Champ électrique radial (E_r) :**

$$E_r^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) = E_r^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \cdot \Delta z} \left[H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2} \right) \right] \quad \text{III.14}$$

Avec :

$$\begin{cases} 0 \leq i \leq i_{max} - 1 \\ 0 \leq j \leq j_{max} \\ 0 \leq n \leq n_{max} - 1 \end{cases}$$

- **Champ magnétique azimutal (H_φ) :**

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

$$H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta r} \cdot \left[E_z^n\left(i+1,j+\frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i,j+\frac{1}{2}\right) \right]$$

$$- \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta z} \cdot \left[E_r^n\left(i+\frac{1}{2},j+1\right) - E_r^n\left(i+\frac{1}{2},j\right) \right]$$
III.15

Avec:

$$\begin{cases} 0 \leq i \leq i_{max} - 1 \\ 0 \leq j \leq j_{max} - 1 \\ 0 \leq n \leq n_{max} - 1 \end{cases}$$

III.3.2.2 Conditions aux limites absorbantes (absorbing boundary condition)

Pour simuler la propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu non borné (structure ouverte), il faut ramener les calculs effectifs à un domaine borné à l'aide de conditions aux limites artificielles choisies de façon ce que la solution obtenue soit la plus proche possible de la restriction de la solution exacte. La difficulté consiste à conserver un problème aux limites bien posé tout en cherchant à minimiser les réflexions parasites sur la frontière artificielle (figure III.1). Le développement des conditions aux limites absorbantes a été l'un des secteurs les plus actifs dans la recherche des méthodes aux différences finies (FDTD) au cours des dernières années. Pour cela, il existe de nombreuses méthodes permettant de simuler l'espace infini [44-45].

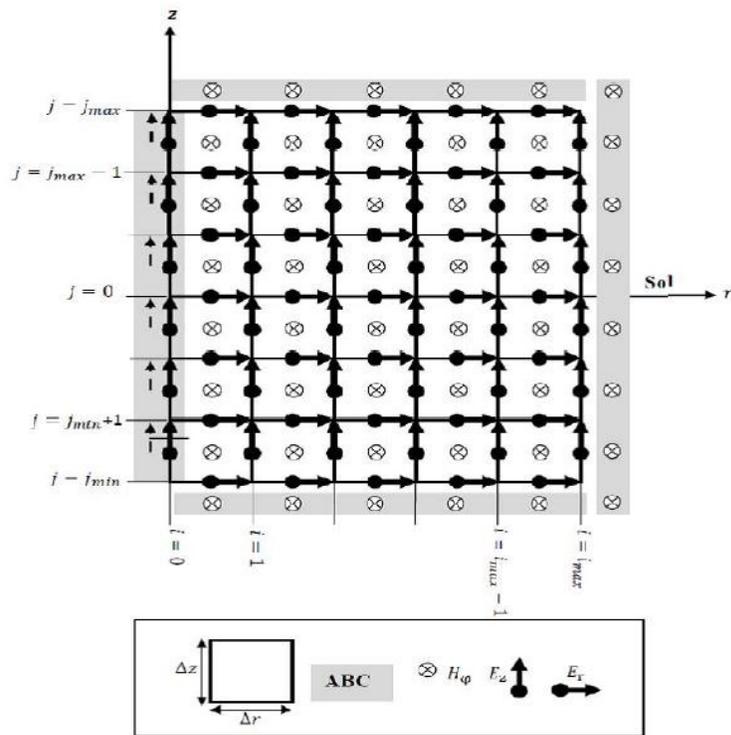


Figure III. 1 Maillage 2D-FDTD (coordonnées cylindriques)

III.4 Résultats et analyses

Dans le cadre de ce mémoire de fin d'étude, nous avons fixé comme objectif l'étude de l'influence des différents paramètres intervenant dans le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre en présence d'une tour élevée dans le but de trouver un moyen d'interprétation et d'ajustement des courbes temporelles du champ électromagnétique d'une part et la répartition du courant se propageant du sommet de la tour vers le nuage et aussi le long celle-ci d'autre part. A cet effet, nous avons exploité un code de calcul FDTD développé dans le cadre des autres travaux par d'autres chercheurs au sein de notre département. Dans cette partie nous sommes intéressés à la présentation du résultat de simulation obtenus du champ électrique vertical et champ magnétique azimutal en se basant sur l'étude de l'influence de la variation des différents paramètres qui interviennent tels que la hauteur de la tour h , la vitesse de l'arc en retour V , le facteur d'atténuation de l'onde du courant λ et enfin les coefficients de réflexions qui caractérisent la tour ρ_b et ρ_t respectivement à la base et au sommet de celle-ci en adoptant les deux modèles (modèle Rachidi Et modèle Baba).

III.4.1 Influence de la hauteur h de la tour

Dans cette partie du travail nous illustrons l'influence de la hauteur h de la tour, pour cela nous avons varié cette hauteur de 0 jusqu'à 500 m comme montre le tableau III.1. Il est nécessaire d'indiquer que $h = 0$ qui représente le cas de l'absence de la tour, nous a obligé de mettre exceptionnellement dans ce cas des coefficients de réflexions nulles ($\rho_b = 0$ et $\rho_t = 0$). En outre, l'étude de cette influence est effectuée en adoptant le modèle de Rachidi et le modèle de Baba. Avec des coefficients de réflexions respectivement à la base et au sommet de la tour $\rho_b = 0.85$ et $\rho_t = -0.5$.

Tableau III. 1 variations de la hauteur h de la tour

h (m)	0	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500
---------	---	----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

Les paramètres du courant non-contaminé appliqués dans cette simulation sont illustrés dans le tableau III.2 avec $V = 1.5 \times 10^8$ m/s et $\lambda = 2$ km

La région de calcul est délimitée par une distance radiale maximale par rapport au canal de foudre $r_{max} = 2$ km et une hauteur maximale par rapport au sol $z_{max} = 2.5$ km et enfin par la profondeur $z_{min} = -100$ m. Les pas de discrétisation spatiale utilisés lors de la simulation ainsi que celui de la discrétisation temporelle sont respectivement $\Delta z = \Delta r = 1$ m, et $\Delta t = 1$ ns.

Le point d'observation est situé à une distance radiale $r = 198$ m et a une hauteur de 10 m. Avec des caractéristiques électriques de sol $\sigma = 0.01$ S/m et $\varepsilon_r = 10$

Tableaux III.2 Les paramètres du courant non-contaminé

I_{01} (A)	τ_{11} (μ s)	τ_{12} (μ s)	n_1	I_{02} (A)	τ_{21} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n_2
942.5	0.44	0.27	2	2193.2	0.27	200	2

III.4.1.1 En adaptant le modèle de Rachidi

Les figures III.2 et III.3 présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal en adaptant le modèle de Rachidi. Nous avons retracé

dans ces mêmes figures les allures temporelles correspondantes aux plusieurs valeurs de la hauteur de la tour (voir le tableau III.1)

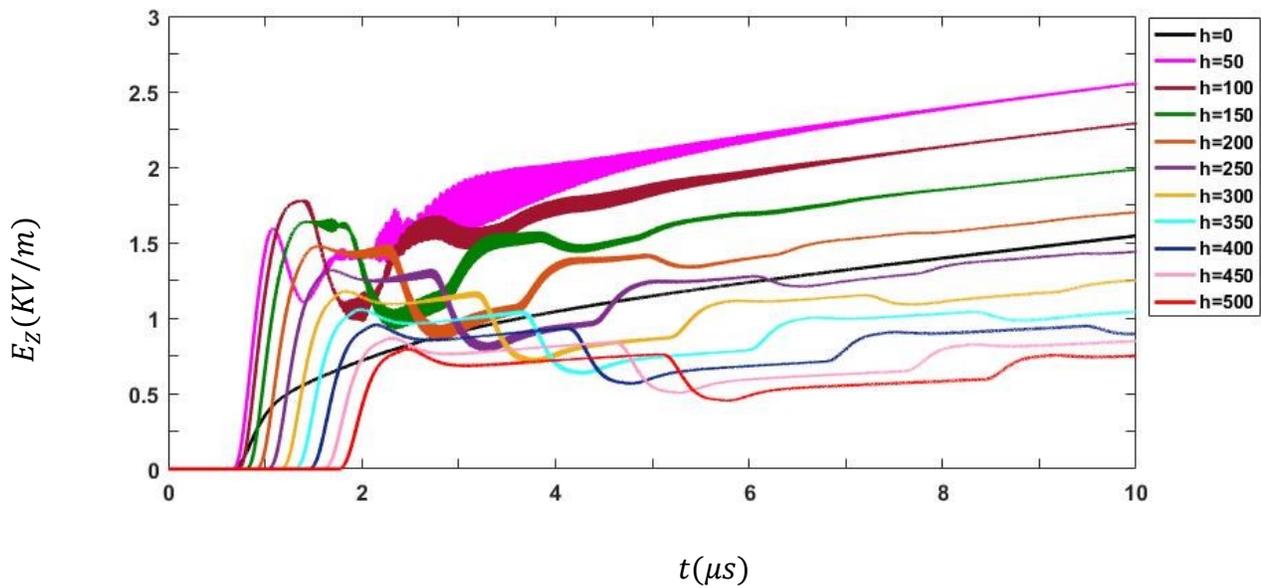


Figure III.2 Champ électrique vertical calculé à 198 m de la tour en variant la hauteur de tour (modèle de Rachidi)

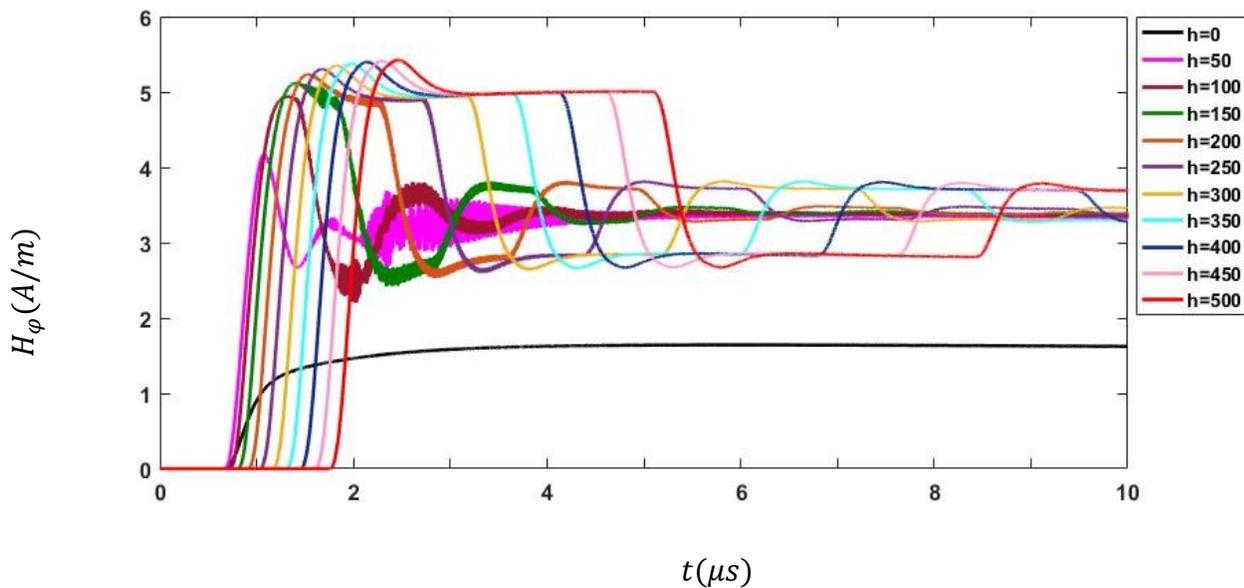


Figure III.3 Champ magnétique azimuthal calculé à 198m de la tour en variant la hauteur de tour (modèle de Rachidi)

III.4.1.2 En adaptant le modèle de Baba

Les figures III.4 et III.5 présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal en adaptant le modèle de Baba. Nous avons retracé dans ces mêmes figures les allures temporelles correspondantes aux plusieurs valeurs de la hauteur de la tour (voir le tableau III.1)

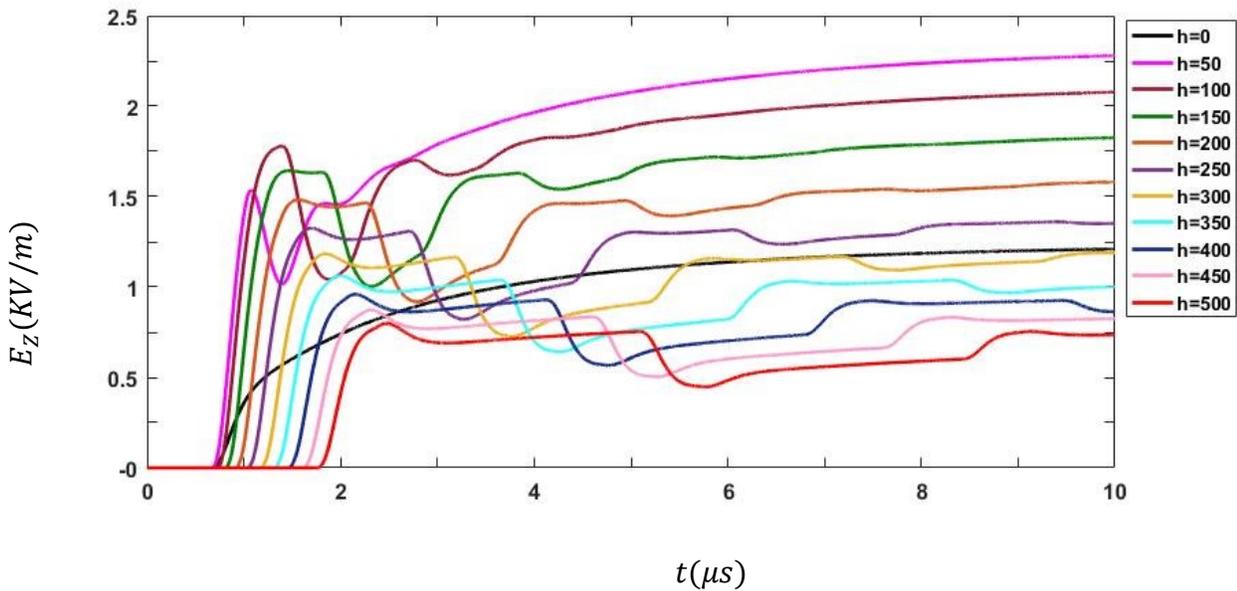
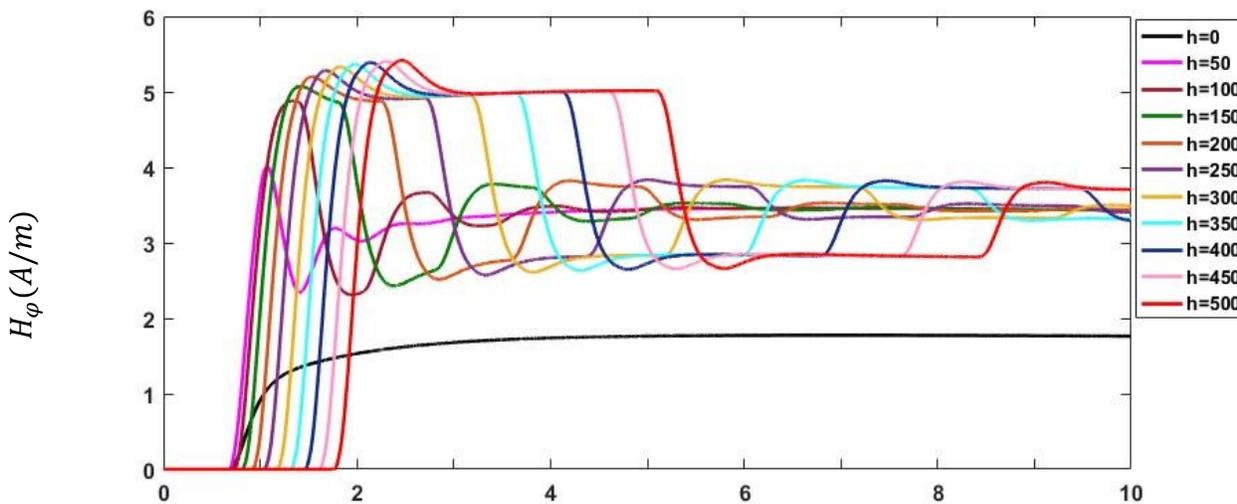


Figure III.4 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant la hauteur de tour (modèle de Baba)



$$t(\mu s)$$

Figure III. 5 Champ magnétique azimuthal calculé à 198m de la tour en variant la hauteur de tour (modèle de Baba)

Sur la base de ces deux figures, nous pouvons remarquer que l'amplitude du champ électrique vertical diminue avec l'augmentation de la hauteur de la tour. Ainsi que l'amplification des oscillations qui résultent des réflexions multiples entre les deux extrémités de la tour et ceci contrairement au champ magnétique qui augmente leur amplitude par rapport à l'augmentation de la hauteur h . Ce comportement est aussi remarqué en appliquant le modèle de Baba à l'exception du cas $h = 0$ qui représente l'absence de la tour.

On peut remarquer aussi que la présence de la tour augmente largement l'amplitude par rapport à son absence.

III.4.2 Influence de la Vitesse d'arc en retour « V »

Nous montrons dans ce qui suit l'influence de la vitesse de l'arc en retour V sur les courbes du champ électromagnétique rayonné à cette fin, nous avons varié les valeurs de cette vitesse à partir de l'un tiers de vitesse de la lumière jusqu'au les deux tiers comme montre le tableau III.3

Tableau III.3 variations de la vitesse de l'arc en retour

Vitesse (m/s)	10^8	1.1 $\times 10^8$	1.2 $\times 10^8$	1.3 $\times 10^8$	1.4 $\times 10^8$	1.5 $\times 10^8$	1.6 $\times 10^8$	1.7 $\times 10^8$	1.8 $\times 10^8$	1.9 $\times 10^8$	2×10^8
------------------	--------	----------------------	----------------------	----------------------	----------------------	----------------------	----------------------	----------------------	----------------------	----------------------	-----------------

Les paramètres de simulation sont aux cités auparavant en fixant $h = 500m$.

III.4.2.1 En adaptant le modèle de Rachidi

Les figures III.6 et III.7 présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical et du champ magnétique azimuthal en adaptant le modèle de Rachidi. Nous avons retracé dans ces même figures les allures temporelles correspondantes aux plusieurs valeurs de la vitesse d'arc en retour (voir le tableau III.3)

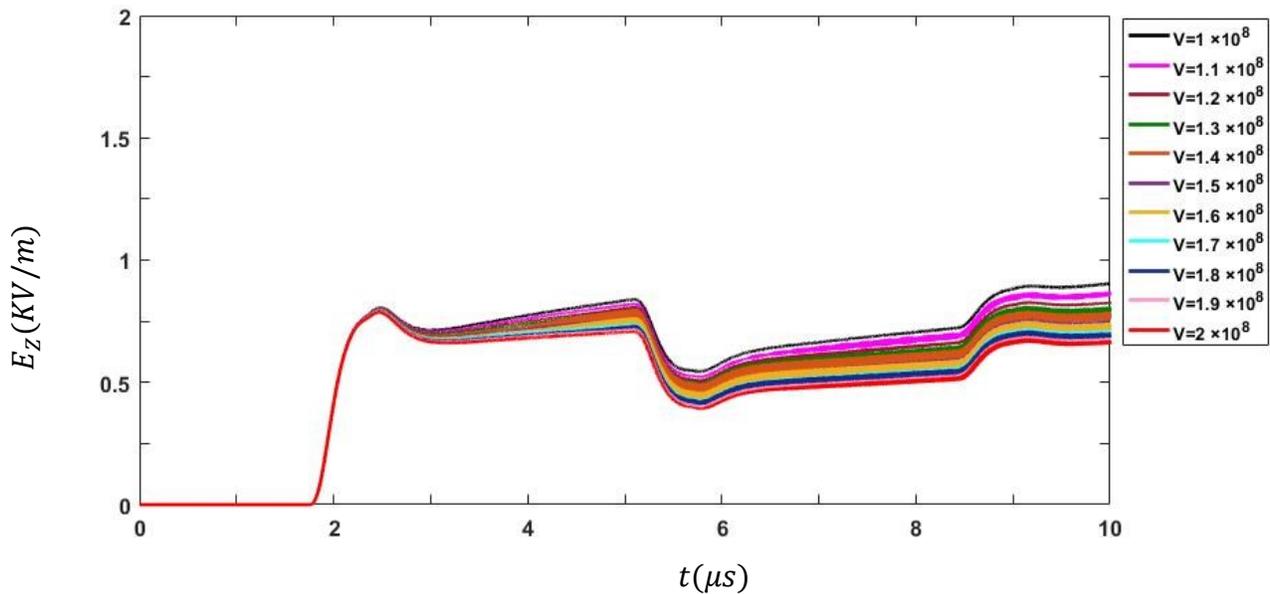


Figure III. 6 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant la vitesse de l'arc en retour (modèle de Rachidi)

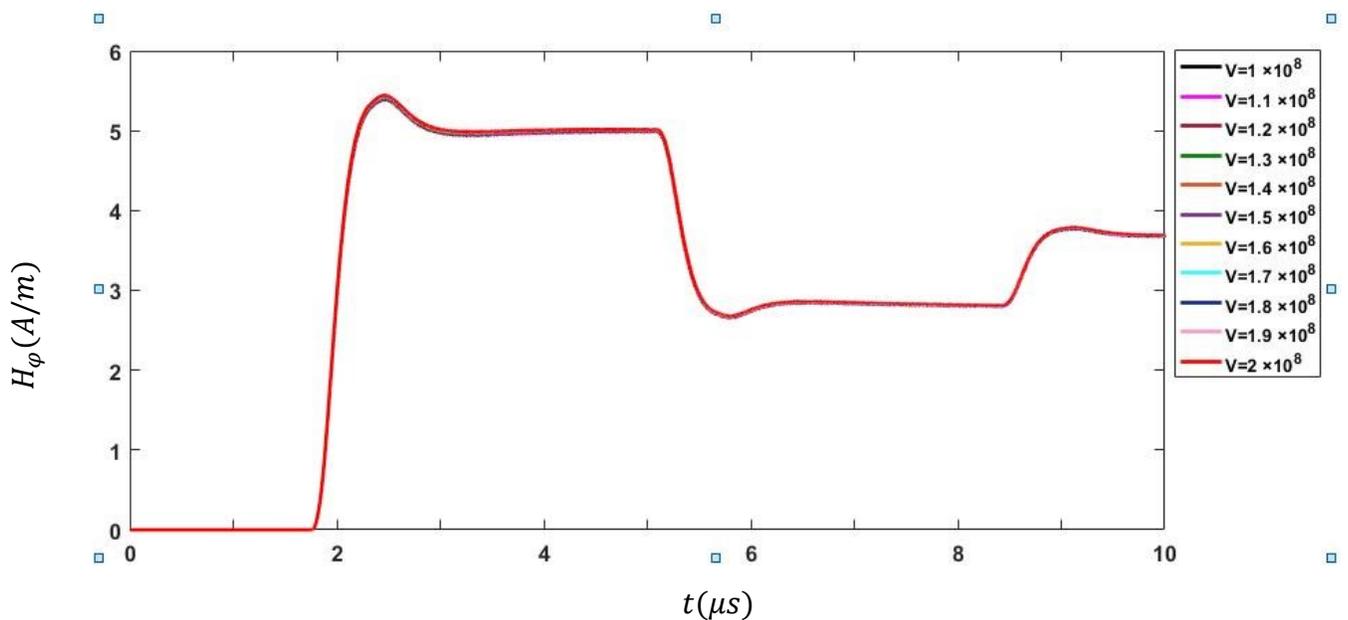


Figure III. 7 Champ magnétique azimutal calculé à 198m de la tour en variant la vitesse de l'arc en retour (modèle de Rachidi)

III.4.2.2 En adaptant le modèle de Baba

Les figures III.8 et III.9 présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal en adaptant le modèle de Baba. Nous avons retracé

dans ces mêmes figures les allures temporelles correspondantes aux plusieurs valeurs de la vitesse d'arc en retour (voir le tableau III.3)

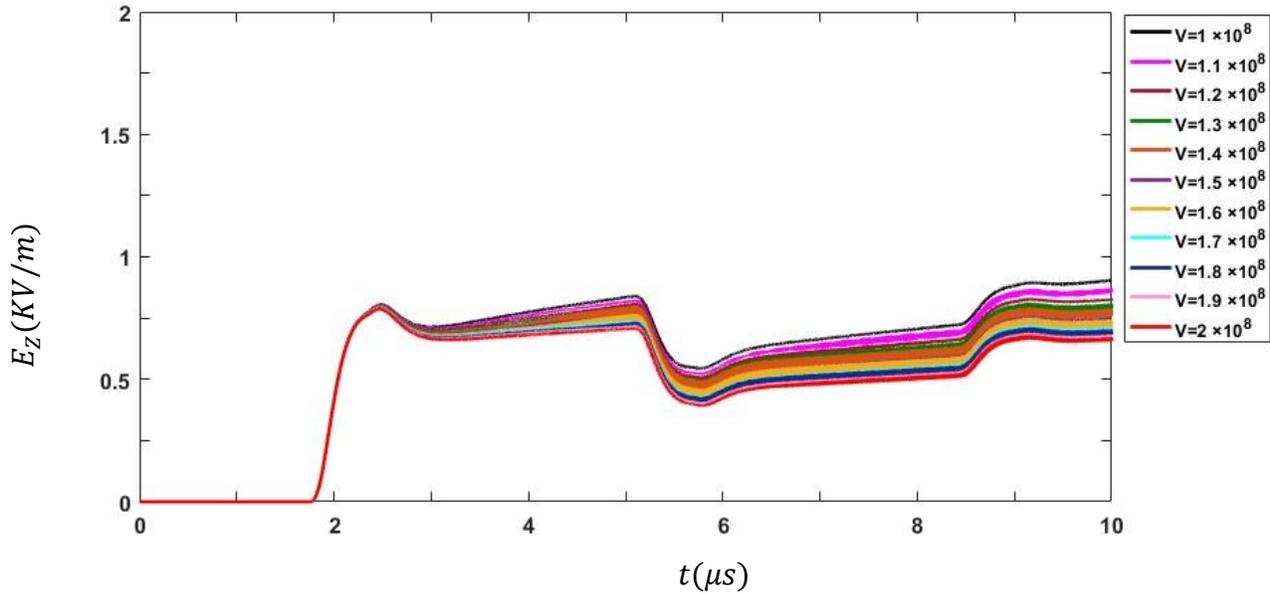


Figure III. 8 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant la vitesse de l'arc en retour (modèle de Baba)

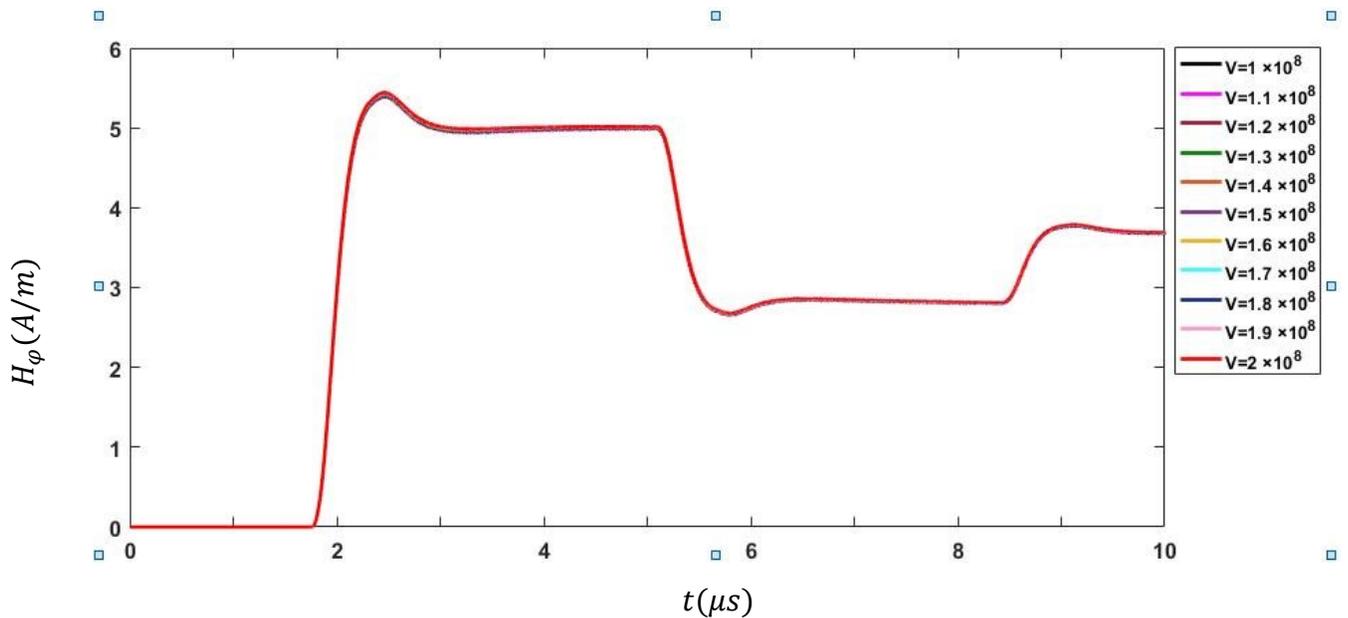


Figure III. 9 Champ magnétique azimutal calculé à 198m de la tour en variant la vitesse de l'arc en retour (modèle de Baba)

A la lumière de ces figures, nous constatons que l'effet de la vitesse de l'arc en retour se traduit uniquement sur la partie de la courbe du champ électrique qui suit l'instant que ce dernier atteint

leur amplitude maximale, ce qui offre un moyen d'ajustement de cette courbe notamment que l'effet de cette vitesse est négligeable dans la courbe du champ magnétique (voir les figures III.7 III.9)

Ce comportement est remarqué en appliquant les deux modèles.

III.4.3 Influence de facteur d'atténuation exponentielle « λ » du courant sur le canal

Nous présentons dans ce paragraphe l'effet du facteur d'atténuation λ sur le champ électromagnétique rayonné. Le modèle appliqué dans ce cas est le modèle de Rachidi le fait que ce facteur est absent dans le modèle de Baba.

La variation de ce facteur est présentée dans le tableau III.4

Tableau III. 4 variations de facteur d'atténuation exponentielle λ du courant sur le canal de foudre

Lambda λ (m)	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000	4500	5000	5500
----------------------------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------

III.4.3.1 En adaptant le modèle de Rachidi

Les figures III.10 et III.11 présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal en adaptant le modèle de Rachidi. Nous avons retracé dans ces mêmes figures les allures temporelles correspondantes aux plusieurs valeurs du facteur d'atténuation exponentielle λ du courant sur le canal de foudre (voir le tableau III.4)

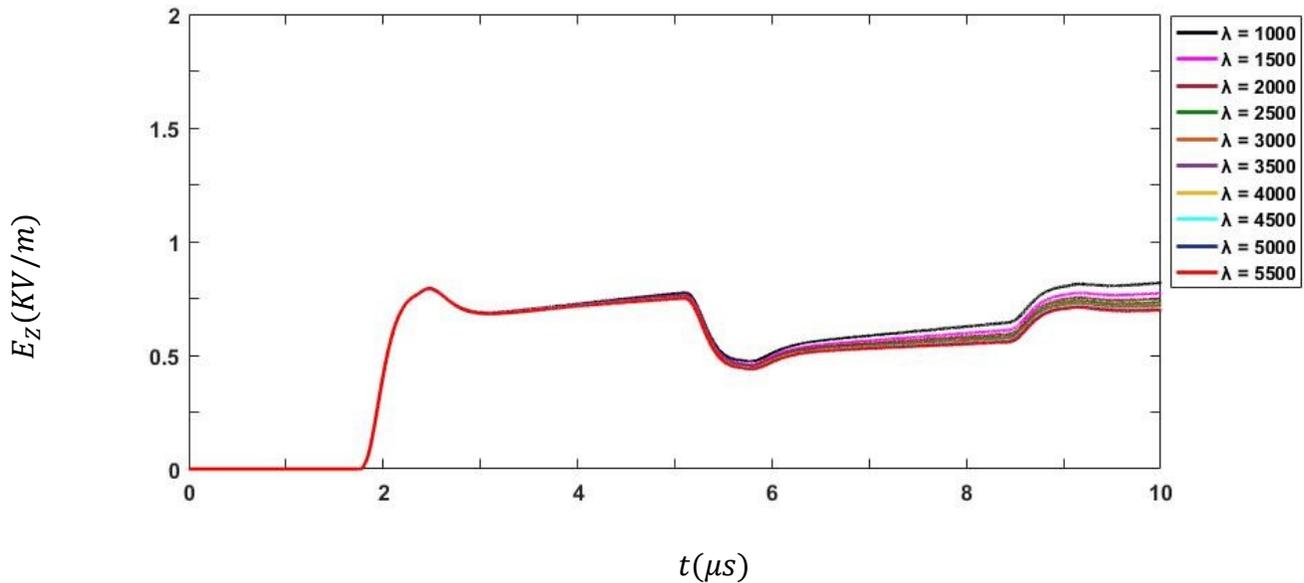


Figure III.10 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant le facteur d'atténuation (modèle de Rachidi)

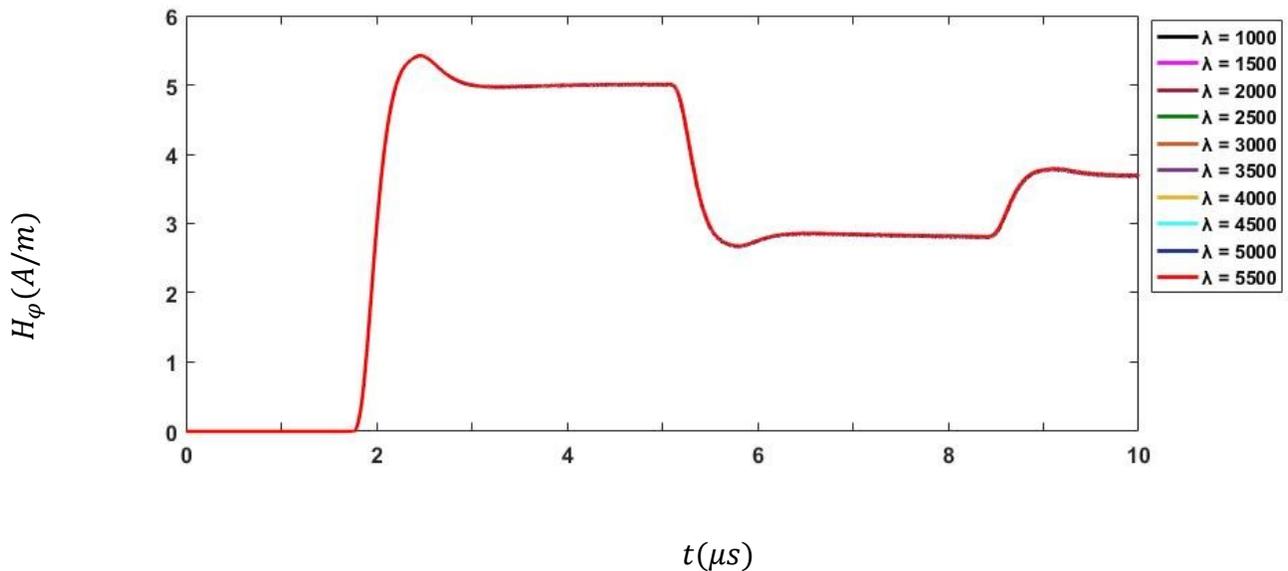


Figure III.11 Champ magnétique azimutal calculé à 198m de la tour en variant le facteur d'atténuation (modèle de Rachidi)

A travers ces résultats, nous pouvons voir que l'effet du facteur d'atténuation λ sur la courbe du champ électrique est similaire à l'effet de la vitesse mais avec un degré très faible par rapport à celle-ci, ce qui s'ajoute comme un autre moyen d'ajustement de cette courbe lorsqu'il s'agit de la finition de cet ajustement.

De même, nous constatons aussi que l'effet du facteur d'atténuation est négligeable sur la courbe du champ magnétique.

III.4.4 Influence des coefficients de réflexions

III.4.4.1 Influence du Coefficient de réflexion à la base de la tour ρ_b

Dans cette partie, nous varions le coefficient à la base « ρ_b » De 0.2 jusqu'à 1 comme montre le tableau III.5 et en fixons le coefficient de réflexion ρ_t au sommet de la tour à -0.5.

Tableau III.5 variations de coefficient de réflexion à la base de la tour ρ_b

ρ_b	0.2	0.28	0.36	0.44	0.52	0.6	0.68	0.76	0.84	0.92	1
----------	-----	------	------	------	------	-----	------	------	------	------	---

- **En adaptant le modèle de Rachidi**

Les figures III.12 et III.13 présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal en adaptant le modèle de Rachidi. Nous avons retracé dans ces mêmes figures les allures temporelles correspondantes aux plusieurs valeurs du coefficient de réflexion à la base (voir le tableau III.5)

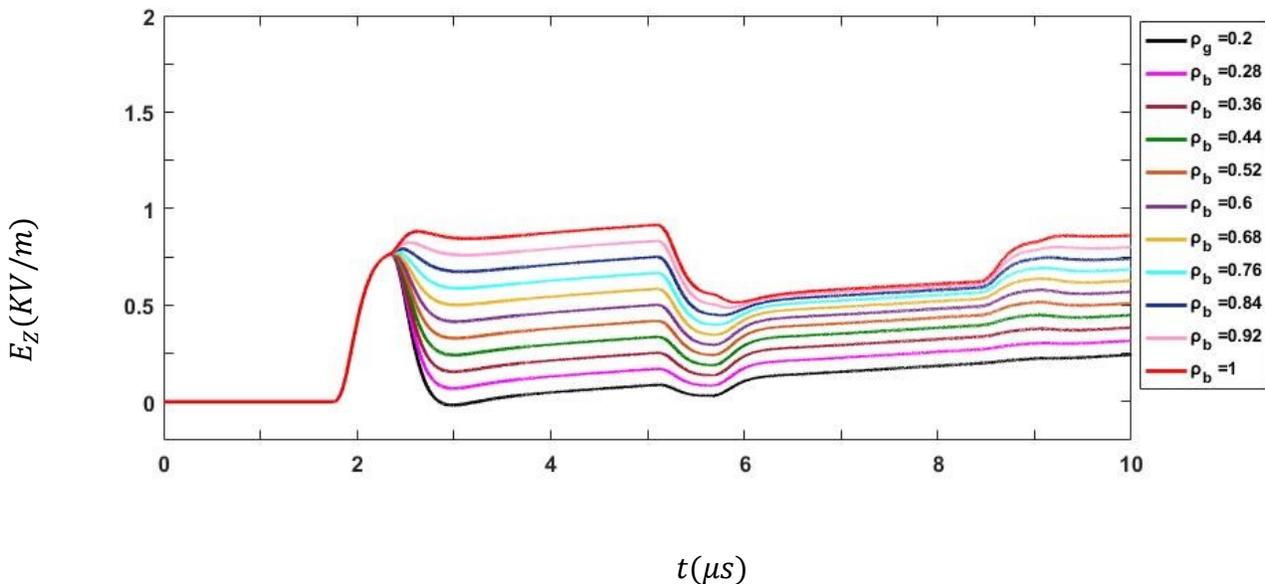


Figure III. 12 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant le coefficient de réflexion à la base de la tour (modèle de Rachidi)

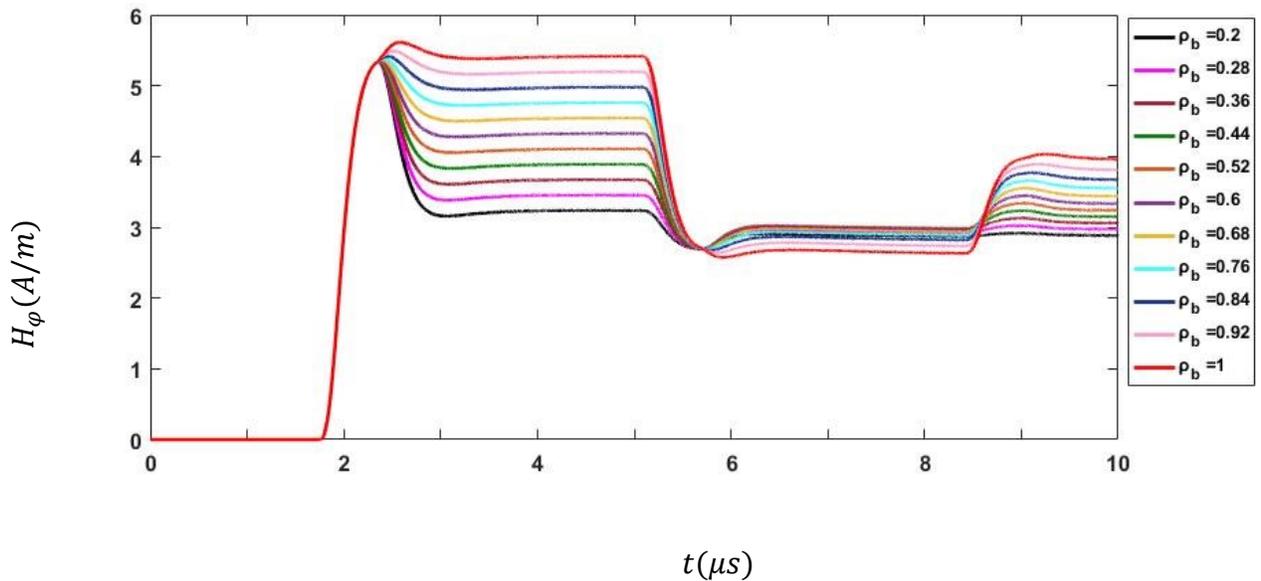


Figure III.13 Champ magnétique azimutal calculé à 198m de la tour en variant le coefficient de réflexion à la base de la tour (modèle de Rachidi)

- **En adaptant le modèle de Baba**

Les figures III.13 et III.14 présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal en adaptant le modèle de Baba. Nous avons retracé dans ces mêmes figures les allures temporelles correspondantes aux plusieurs valeurs du coefficient de réflexion à la base (voir le tableau III.5)

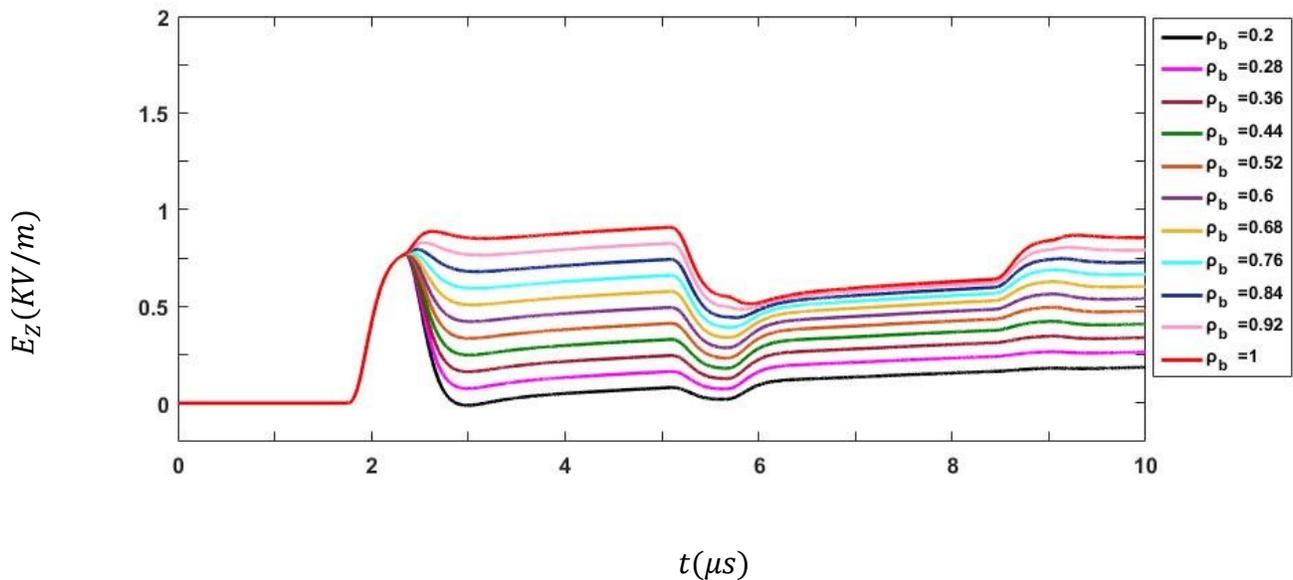


Figure III. 14 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant le coefficient de réflexion à la base de la tour (modèle de Baba)

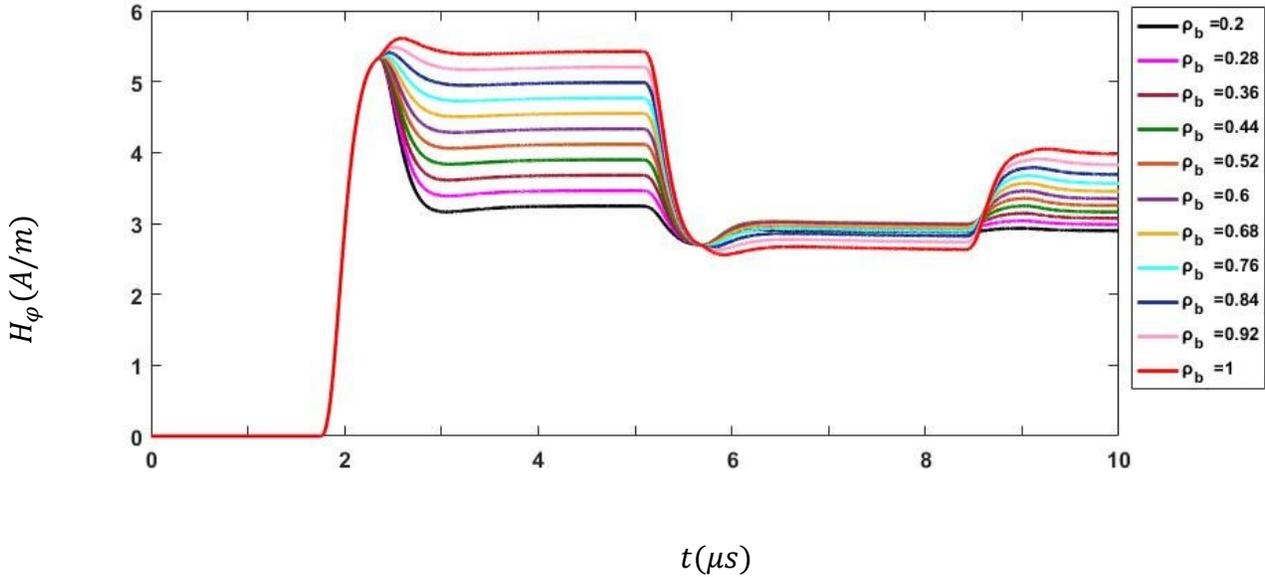


Figure III. 15 Champ magnétique azimutal calculé à 198m de la tour en variant le coefficient de réflexion à la base de la tour (modèle de Baba)

D'après ces résultats, nous pouvons déduire que l'augmentation du coefficient de réflexions a la base de la tour augmente légèrement l'amplitude du champ électrique verticale mais leur influence directe est apparue clairement sur la partie de la courbe temporelle qui suit le pic initial tel qu'on observe effet amplification de celle-ci à cause de la superposition des champs produit par les onde de courant réfléchi de la base de la tour. Les mêmes observations sont constatées par rapport au champ magnétique et même lorsqu' on applique le modèle de Baba.

III.4.4.2 Influence du Coefficient de réflexion au sommet de la tour « ρ_t »

Cette fois-ci, nous varions le coefficient au sommet « ρ_t » De -1 jusqu'à -0.1 comme montre le tableaux III.6 et en fixons le coefficient de réflexion ρ_b a la base de la tour a 0.85.

Tableau III.6 variations de coefficient de réflexion au sommet de la tour ρ_t

ρ_t	-1	-0.9	-0.8	-0.7	-0.6	-0.5	-0.4	-0.3	-0.2	-0.1
----------	----	------	------	------	------	------	------	------	------	------

- **En adaptant le modèle de Rachidi**

Les figures III.16 et III.17 présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal en adaptant le modèle de Rachidi. Nous avons retracé dans ces mêmes figures les allures temporelles correspondantes aux plusieurs valeurs du coefficient de réflexion au sommet de la tour (voir le tableau III.6)

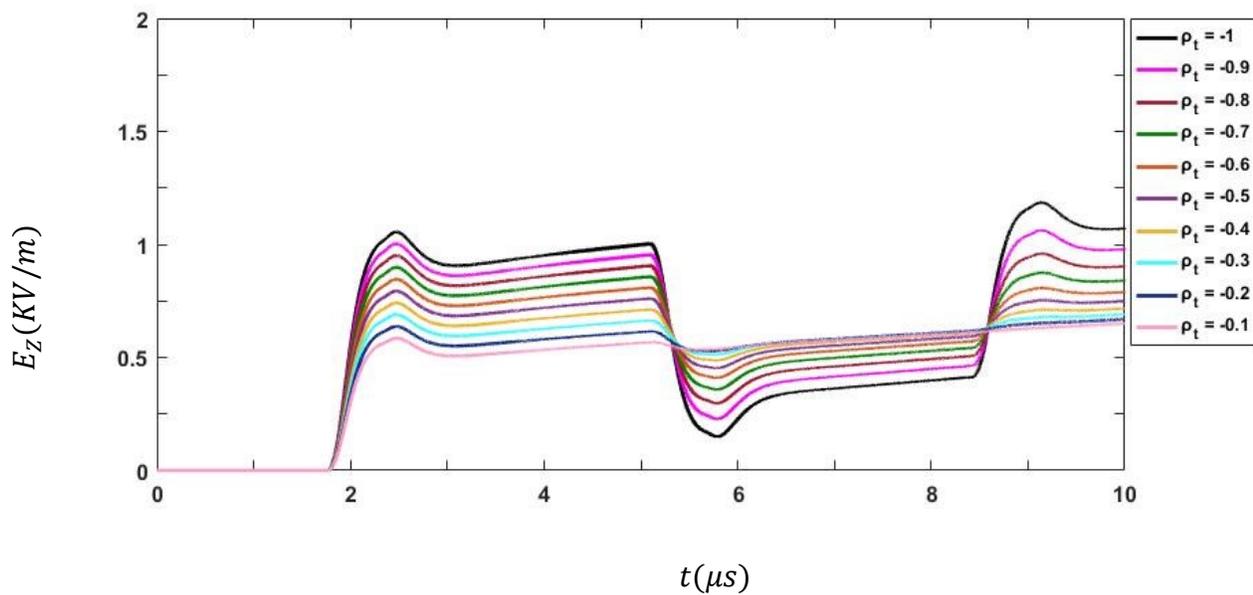


Figure III.16 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant le coefficient de réflexion au sommet de la tour (modèle de Rachidi)

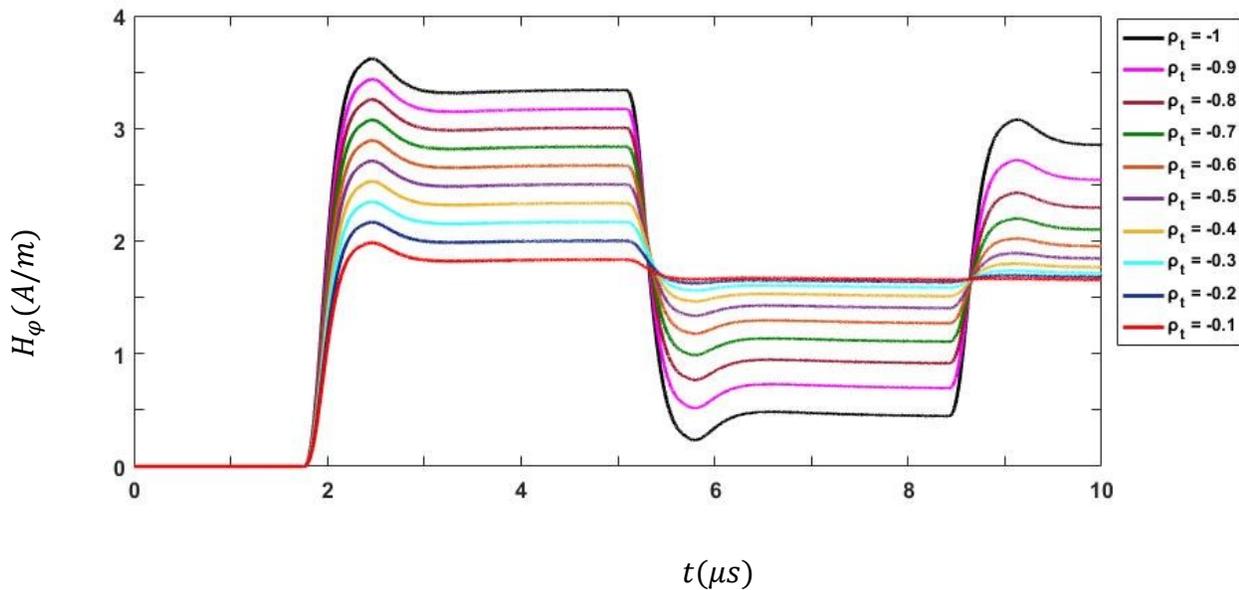
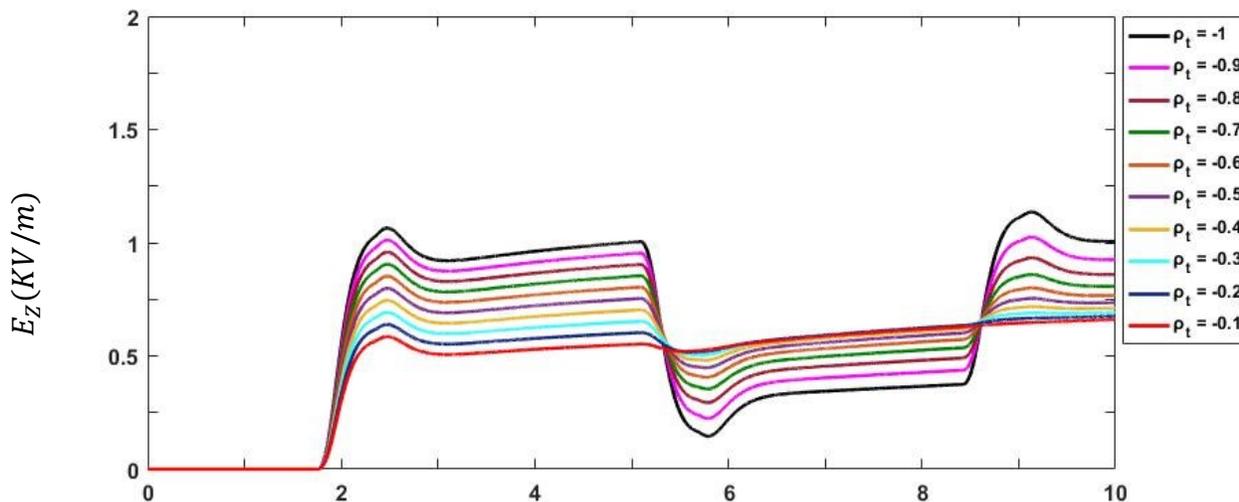


Figure III. 17 Champ magnétique azimuthal calculé à 198m de la tour en variant le coefficient de réflexion au sommet de la tour (modèle de Rachidi)

- **En adaptant le modèle de Baba**

Les figures III.18 et III.19 présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical et du champ magnétique azimuthal en adaptant le modèle de Rachidi. Nous avons retracé dans ces même figures les allures temporelles correspondantes aux plusieurs valeurs du coefficient de réflexion au sommet de la tour (voir le tableau III.6)



$t(\mu s)$

Figure III.18 Champ électrique calculé à 198 m de la tour en variant le coefficient de réflexion au sommet de la tour (modèle de Baba)

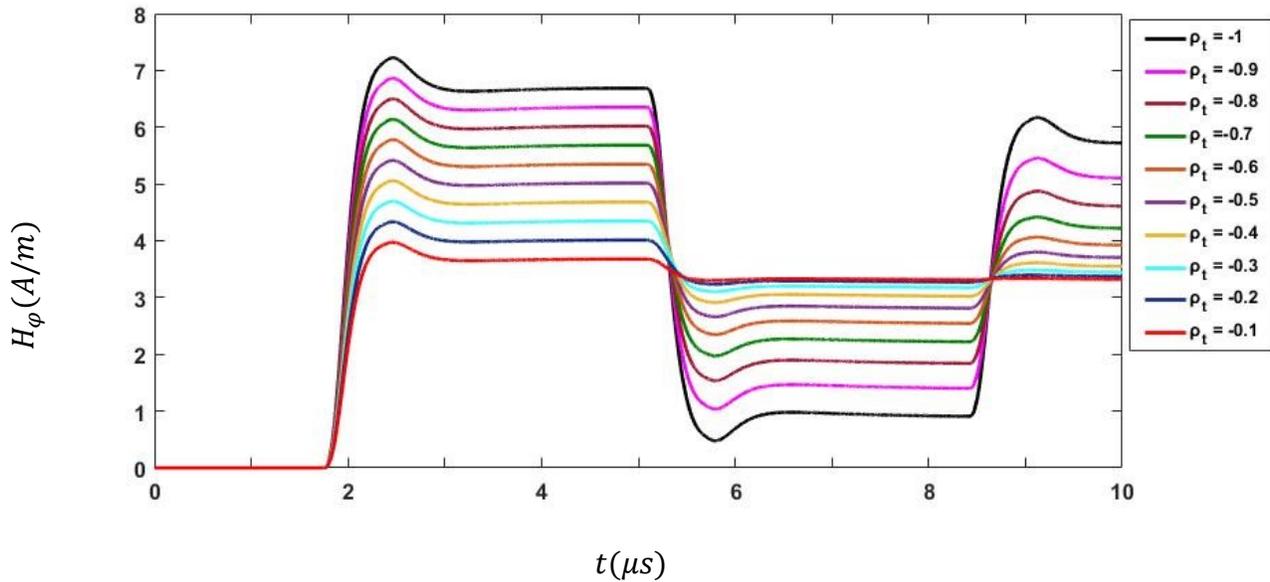


Figure III.19 Champ magnétique azimutal calculé à 198m de la tour en variant le coefficient de réflexion au sommet de la tour (modèle de Baba)

En se basant sur ces résultats, nous pouvons déduire que la diminution de la valeur algébrique du coefficient de réflexions au sommet de la tour réduit fortement l'amplitude du champ électrique verticale et le champ magnétique à cause de la superposition des champs produit par les ondes de courant réfléchi du sommet de la tour et inversion de leurs polarité lors de la réflexion du fait de ce coefficient est toujours négatif. Les mêmes observations sont constatées lorsqu'on applique le modèle de Baba.

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une étude paramétrique sur le rayonnement électromagnétique de la foudre initiée au sommet d'une tour élevée en adoptant les deux modèles cités au paravent (modèle Rachidi et le modèle de baba). Les composantes du champ électromagnétique ont été évaluées en considérant que le sol est caractérisé par une conductivité finie. Dans une optique d'interpréter d'une part l'influence des différents paramètres du courant

d'arc en retour et ceux liés à la tour elle-même (Coefficients de réflexions et hauteur), et chercher d'autre part des paramètres pour les utiliser comme un moyen d'ajustement des courbes obtenues par simulation par rapport à celles obtenues expérimentalement, nous avons examiné plusieurs paramètres tel qu'on a pu mettre en évidence l'influence de chacun d'une manière indépendante aux autres.

Conclusion Générale

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire, s'inscrit dans le cadre général de l'étude de compatibilité électromagnétique consistant en la caractérisation du rayonnement électromagnétique de foudre et notamment celle initiée au sommet d'une tour élevée. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'étude de l'effet des différents paramètres intervenants notamment ceux liés au courant d'arc en retour et caractéristique de la tour en vue de mettre en évidence l'interprétation physique de l'influence de chaque paramètre ainsi que la recherche aux e moyen d'ajustement des résultats de simulation par rapport aux résultats expérimentales.

Après avoir rappelé dans le premier chapitre la théorie relative à la physique du phénomène de la foudre et aux différentes observations expérimentales qui s'y rattachent. Nous avons présenté dans un deuxième chapitre une revue générale sur la modélisation du rayonnement électromagnétique associée à une décharge de foudre en absence et en présence d'une tour élevée dans le but de rappeler les modèles décrivant le courant dans le canal ainsi que le modèle spécialisé dans le cas des décharges initiées au sommet d'une tour élevée. Nous avons donné une importance particulière aux deux modèles les plus connus dans la littérature tels que le modèle de Rachidi et celui de Baba.

Le troisième chapitre a été consacré entièrement à la présentation de l'étude paramétrique sur le rayonnement électromagnétique de la foudre initiée au sommet d'une tour élevée en adoptant les deux modèles cités au paravent (modèle Rachidi et le modèle de Baba). Les composantes du champ électromagnétique ont été évaluées en considérant que le sol est caractérisé par une conductivité finie. Dans une optique d'interpréter d'une part l'influence des différents paramètres du courant d'arc en retour et ceux liés à la tour elle-même (Coefficients de réflexions et hauteur), et chercher d'autre part des paramètres pour les utiliser comme un moyen d'ajustement des courbes obtenues par simulation par rapport à celles obtenues expérimentalement, nous avons examiné plusieurs paramètres tel qu'on a pu mettre en évidence l'influence de chacun d'une manière indépendante aux autres.

Références

Bibliographiques

Bibliographies

- [1] M. A. Uman, « *The lightning discharge* », Courier Corporation, 2001.
- [2] F. Rachidi « Effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes de transmission aériennes : modélisation et simulation », Notes de cours de la CEM thèse N° 974 (1991), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse. 2004
- [3] C. Gary « Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions » Edition EYROLLES, Paris 1984
- [4] K. Arzag « Couplage des perturbations électromagnétiques rayonnées par un coup de foudre avec des lignes électriques » Mémoire de magister, USTO-MB, Oran, Algérie 2017
- [5] A Lotfi, calcul du champ électromagnétique de foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement et d'une tour élevée, USTOMB, Mémoire Magister 2007
- [6] <http://tpe-la-foudre.e-monsite.com/medias/images/schema-courant-1.jpg> date:3/31/2022 2:58PM
- [7] ABDAT Fatima BOUZID Dihia (Intégration des conditions aux limites absorbantes PML dans un code de calcul de champ électromagnétique rayonné par la foudre appliquant la méthode FDTD) mémoire de fin d'étude,2015/2016 UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET
- [8] Ataoua Mohamed et Mehamdia Oualid « Comparaison des Modèles d'Arc en Retour de Foudre en Présence d'une Tour ». Mémoire de fin d'étude, juin2010.
- [9] D. Orzan « Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de ligne multifilaires » Thèse doctorat es science, EPFL, Lausan, Suisse, 1998.
- [10] B. Hultzer, D. Hutzler « A model of the breakdown in large air gaps », Bulletin de D.E.R. dune; EDF, Vol. 4. 1982
- [11] C. SC, « Guide to procedures for estimating the lightning performance of transmission lines, »; IGRE Technical Brochure, vol. 63, 1991.

Références bibliographiques

- [12] C. GARY, « La Foudre : des méthodologies antiques à la recherche moderne », Masson, 1994.
- [13] D. Dib, « L'impact de La Foudre Sur les Réseaux Electriques Etude, Analyse et Modélisation », thèse de doctorat, Université Badji Mokhtar Annaba, 22 Mai 2007
- [14] S.Visacro, J.A.Soares, M.A.O. Schroeder, L.C.L.Cherschiglia, and V.J.De souze « statistical analysis of lightning current parameters: Measurements at Morro do Cachimbo Station, »
- [15] J.Takami and S.Okabe, « observational results of lightning current on transmission Towers, »
- [16] G. Diendorfer, H. Pichler, and M. Mair, «Some parameters of negative upward-initiated lightning to the Gaisberg tower» 2000-2007
- [17] Y. Bourgeois, « Modélisation des perturbations électromagnétiques générées sur un Réseau de télécommunications par une agression de type foudre », thèse de doctorat, Université de Limoges, France, 2009.
- [18] S. Rathoin « Contribution à la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre et à sa modélisation en vue du couplage sur les câbles », Thèse Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, France, 1993.
- [19] A. Jazzar, « Modélisation électromagnétique d'un choc de foudre en Aéronautique », Thèse de doctorat, Université de Grenoble. (2012)
- [20] V.A. Rakov “Transient response of a tall object to lightning”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 43 (4), pp. 654-661, 2001
- [21] HATI Ilyes MAMOUN Hakim (Application des modèles d'ingénieur citée dans la littérature pour la modélisation d'un coup de foudre tombant sur un objectif élevé) mémoire de fin d'étude,2015/2016 UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

Références bibliographiques

- [22] Mimouni Abdenbi « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par Modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre » thèse de Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed BOUDIAF Doctorat2007.
- [23] M. Rubenstein, F. Rachidi, M. A. Uman, R. Thottappillil, V. A. Rakov, and C. A. Nucci, «Characterization of vertical electric fields 500 m and 30 m from triggered lightning», Journal of geophysical research, Vol. 100, N° D5, Pages 8863-8872, May 20, 1995.
- [24] S. A. Mosaddeghi, A. Mimouni, F. Rachidi, M. Rubinstein, G. Diendorfer, H. Pichler, D. Pavanello. «Vertical and Horizontal Components of the Electric Field Associated with Lightning Strikes to the Gaisberg Tower», COST P18: The Physics of Lightning Flash and Effects. Vienna, May 25-27, 2009
- [25] Sanketa Shivalli « Phénomène de foudre, effets et protection des structures contre la foudre» IOSR Journal of Electrical and Electronics Engineering (IOSR-JEEE) Volume 11, Issue 3Ver. I (mai – juin 2016), PP44-50 www.iosrjournals.org
- [26] Benoît de Metz-Noblat, «*la foudre est les installations électriques HT* » Cahier Technique Merlin Gerin N° 168 / p.2 (1993, édition juillet). N° 168.
- [27] Mr Boukelkoul Lahcene « étude & simulation des modèles électrodynamiques par la méthode FDTD : la foudre » Thèse de Doctorat, 2011.
- [28] C. A. Nucci, C. Mazzetti, F. Rachidi, and M. Ianoz « Analyse du champ Électromagnétique dû à une décharge de foudre dans les domaines temporel et Fréquentiel », Annales de télécommunication, Vol. 43, n° 11-12, pp. 625-637, 1988.
- [29] F. Heidler "Analytic lightning current functions for LEMP calculation ",18th ICLP (International Conference on Lightning Protection), Munich, Germany, 1985

Références bibliographiques

- [30] Gerard Berger, "ce qu'il faut connaître sur les éclaires et les moyens de s'en protéger" Orasay, 23octobre2007
- [31] F. Rachidi "Indirect Estimation of Lightning Currents from Remote Electromagnetic Field Measurements ", IX International Symposium on Lightning Protection. 26th-30th November 2007, Brazil
- [32] C. A. Nucci, "Lightning –Induced Over Voltages on Overhead Power Lines. Part 1: Return-Stroke Current Models with Specified Channel-Base Current for the Evaluation of Return-Stroke Electromagnetic Field ", Cigré paper prepared within the frame work of task Force 33.01.01 of the CIGRE working Group 33.01, 1994.Electra N°161, August 1995
- [33] GhemriBoualem," étude et analyse du couplage champ électromagnétique-lignes de Transmission ». Thèse de magister.
- [34] Rakov.V. A, Uman, M, A, lightning physics and effects, Cambridge University Press, 2003, pages 68, 69
- [35] V. A. Rakov, and M. A. Uman, "Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspect of their application", IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, Vol. 40, n. 4, Nov. 1998, pp. 403 - 426.
- [36] Y. Baba, and V. A. Rakov, On the use of lumped sources in lightning return stroke models, J. Geophys. Res. 110 (D03101) (2005).
- [37] F. Rachidi, et al., "The Effect of Vertically-Extended Strike Object on the Distribution of Current Along the Lightning Channel," Journal of Geophysical Research, vol. 107, p. 4699, 2002.
- [38] A. Mimouni, F. Rachidi and Zin-eddine Azzouz, "a finite-difference time domain approach for the evaluation of electromagnetic fields radiated by lightning strikes to tall structures," Journal of Electrostatics 66(2008) 504-513, Tiaret, Algérie,2008.
- [39] Y. Baba, M. Ishii, Numerical electromagnetic field analysis of lightning current in tall structures, IEEE Tran. On power delivery, Vol. 16, No. 2, pp. 324-328, April 2001. (Baba et Rakov)

Références bibliographiques

- [40] D. Pavanello, F. Rachidi, V. A. Rakov, C. A. Nucci, and J. L. Bermudez “Return stroke current profiles and electromagnetic fields associated with lightning strikes to tall towers: Comparison of engineering models”, *J. Electrostat.*,65 (2007) 316-321.

- [41] V. A. Rakov, Lightning return stroke speed: A review of experimental data, presented at the 27th ICLP (International Conference on Lightning Protection), Soc. De l’Electron., et des Techno. De l’Inf. Et de la Commun., Avignon, France, (2004).

- [42] K. S. Yee, « Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media », *IEEE Trans Antennas Propagate*, vol. 14, p. 302-307, 1966.

- [43] A. Rakov and M.A. Uman, « Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application », *IEEE Trans. Electromagnet. Compat.*, 40 (4), p. 403-26, 1998.

- [44] G. Mur, « Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations », *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 23, n° 4, p. 377-382, 1981.

- [45] G. Zheng, A. A. Kishk, A. W. Glisson, and A. B. Yakovlev « Implementation of MUR’S absorbing boundaries with periodic structures to speed up the design process using finite-difference time-domain method » *Progress in Electromagnetics Research, PIER 58, 101–114, 2006.*

ملخص

الهدف الرئيسي من هذه الأطروحة هو دراسة تأثير العوامل المختلفة لتيار البرق الناشئ في قمة برج عالٍ وكذلك تلك المتعلقة بخصائص البرج نفسه، على أشكال موجة المجال الكهرومغناطيسي المشع بتطبيق نموذج Rachidi ونموذج بابا. يعتبر هذان النموذجان الأكثر شهرة في الأدبيات المتخصصة في نمذجة تيار القوس العائد الناشئ في قمم الأبراج العالية. لتحقيق هذه الغاية، استخدمنا رمز كمبيوتر تم تطويره مسبقًا، بناءً على طريقة FDTD، بواسطة باحثين آخرين على مستوى القسم كجزء من عمل آخر. ومع ذلك، فقد تمكنا من خلال النتائج التي تم الحصول عليها من إبراز تأثير كل عامل بشكل مستقل عن العوامل الأخرى.

الكلمات المفتاحية: البرق، البرج، FDTD، قوس العودة

Résumé

L'objectif principale de ce mémoire est l'étude paramétrique concernée par l'influence des différents paramètres du courant de la foudre initiée au sommet d'une tour élevée ainsi que ceux relatives aux caractéristiques de la tour elle-même, sur les formes d'onde du champ électromagnétique rayonné par l'application du modèle Rachidi et du celui de Baba. Ces deux modèles considérés comme les plus connus dans la littérature spécialisée à la modélisation du courant de l'arc en retour initié aux sommets des tours élevées. A cette fin, nous avons exploité un code de calcul développé auparavant, sur la base de la méthode FDTD, par d'autres chercheurs aux seins de notre département dans le cadre d'un autre travail. Cependant, nous avons pu à travers les résultats obtenus de mettre en évidence l'influence de chaque paramètre d'une manière indépendante des autres.

Mots clés : Foudre, Tour, FDTD, Arc en retour

Abstract

The main objective of this thesis is the parametric study concerned with the influence of the different parameters of the lightning current initiated at the top of a high tower as well as those relating to the characteristics of the tower itself, on the waveforms of the electromagnetic field radiated by the application of the Rachidi model and the Baba model. These two models considered as the most known in the literature specialized in the modeling of the current of the arc in return initiated at the tops of the high towers. For this purpose, we have exploited a calculation code previously developed, based on the FDTD method, by other researchers in our department in another work. However, we were able through the results obtained to highlight the influence of each parameter in a way independent to the others .

Key words: Lightning, Tower, FDTD, Return Bow