



FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES
DÉPARTEMENT de GÉNIE ÉLECTRIQUE



Mémoire de fin d'études en vue de l'obtention du diplôme de Master

Filière : Electrotechnique

Spécialité : Réseaux électriques

Présenté par :

BRAHIM DJAOUHAR
BENKHATTOU ZOHRA

Sujet du mémoire

**Amélioration du temps de calcul du champ
électromagnétiques lointain rayonné par la foudre en
utilisant la méthode FDTD**

.

Soutenu publiquement devant le jury composé de :

Mr,	A. LAKHDAR	M.AA	Président
Mr,	K. HABRI	MAA	Rapporteur
Mr,	A. MOKHTARI	MAA	Examineur
Mr,	M. Oumari	MAB	Examineur

PROMOTION : 2020

REMERCIEMENTS

AU TERME DE CE TRAVAIL, NOUS REMERCIONS
PREMIÈREMENT « LE DIEU » QUI NOUS A AIDÉ ET POUR LA VOLONTÉ,
LA SANTÉ, QU'IL NOUS A DONNÉE DURANT TOUTES CES ANNÉES
D'ÉTUDE
NOUS TIENS À REMERCIER TRÈS VIVEMENT NOTRE
ENCADREUR **M. K.HABRI** POUR LE SUIVI, LES CONSEILS
LA CONFIANCE ET QUI GRÂCE À LUI NOUS AVONS PU DE RÉALISER CET
OBJECTIF, AINSI QUE LES MEMBRES DE JURY QUI VONT ÉVALUER CET TRAVAIL
. LE GRAND REMERCIEMENT AUSSI POUR TOUS LES ENSEIGNANTS
DU DÉPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE QUI ONT CONTRIBUÉ
À NOTRE FORMATION.
EN FIN NOUS TIENS À EXPRIMER NOS RECONNAISSANCE
À TOUS NOS AMIS ET COLLÈGUES POUR LEUR SOUTIEN ET LEUR
COMPRÉHENSION, ET LA FAMILLE **BRAHIM & BENKHATTOU**

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail...

A mes chers parents,

A mes frères et sœur,

A toute ma famille,

A tous mes amies,

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

Sommaire

Introduction général.....	2
Chapitre I : Phénoménologie de la foudre et observations expérimentales	
I.1 Introduction.....	5
I.2.phénomène de la foudre.....	5
I.2.2 Définitions de la foudre.....	5
I.2.3 Description du phénomène.....	5
I.2.4. Différentes phases d'une décharge négative nuage – sol.....	7
I.3 .Observations expérimentales.....	10
I.3.1.Courant d'arc en retour à la base du canal de foudre.....	10
I.3.2 Mesure du courant de l'arc en retour à l'aide de tours instrumentées.....	11
I.4.Déclenchement artificiel de la foudre.....	12
I.5. Caractéristiques de la vitesse de l'arc en retour.....	14
I.5.1. Caractéristiques du champ électromagnétique associé au courant de l'arc en retour.....	14
I.5.2.Centres d'expérimentation (recherche).....	18
I.6.Conclusion.....	20
Chapitre II Modélisation du courant de foudre et du champ électromagnétique associé	
II.1 Introduction.....	22
II.2 Modèles du courant de l'arc en retour	22
II.3 Représentation analytique du courant à la base du canal de foudre.....	23
II.3.1 Modèle « bi-exponentiel ».....	23
II.3.2 Modèle de « Heidler»	25
II.3.3. Modèles d'ingénieurs.....	28
II.3.3.1 Modèle de Bruce et Golde (BG).....	28
II.3.3.2 Modèle de la ligne de transmission(TL).....	29
II.3.3.3.Modèle de la source de courant mobile (TCS).....	30

II.3.3.4	Modèle de la ligne de transmission modifié (MTL).....	31
II.3.3.5	Modèle de Diendorfer et Uman (DU).....	33
II.4.	Généralisation des modèles d'Ingénieurs	33
II.5.	Approches d'évaluation du champ électromagnétique rayonné par la foudre.....	34
II.6.1	Calcul du champ électromagnétique au-dessus du sol.....	35
II.6.1.1	Formules générales.....	35
II.6.1.2	Approximation d'un sol parfaitement conducteur.....	36
II.6.1.3	Approximation de CoorayRubenstein.....	39
II.6.2	Champ électromagnétique en dessous du sol.....	40
II.6.2.1	Approximation de Cooray.....	40
II.6.2.2	Algorithme de Delfino et al.....	41
II.6.2.3	Approximation par la méthode FDTD.....	41
II.7.	Conclusion	43
Chapitre III Calcul du champ électromagnétique lointain rayonné par la foudre à l'aide d'une méthode hybride (FDTD - Intégrales de Sommerfeld)		
III.1.	Introduction.....	45
III.2.	Formulation du champ électromagnétique.....	46
III.3.	Principe de base de la méthode FDTD.....	47
III.3.1.	Discretisation spatiotemporelle.....	47
III.3.2.	Conditions aux limites absorbantes (ABC).....	50
III.4.	Conditions aux limites au niveau du sol et à la limite complétant le canal de foudre.....	50
III.5.	Résultats de simulation et analyses.....	54
III.5.1.	Validation expérimentale du code de calcul développé	54
III.5.2.	Comparaison avec des résultats obtenus par la méthode FDTD utilisant les conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre.....	57

III.5.2.1.Point d'observation situé à 1000m du canal.....	57
III.5.2.2.Point d'observation situé à 10000m du canal	59
III.6.Conclusion	62
Concluions et perspective.....	63
Références bibliographiques.....	66

Liste des figures

Figure. I-1 : Séparation de charges à l'intérieur d'un nuage orageux	6
Figure. I-2 : Classification des différents traceurs de foudre selon Berger.....	7
Figure I.3 : Différentes phases d'une décharge négative nuage-sol.....	10
Figure I.4 : Forme moyenne normalisée de l'arc en retour (A) premier, (B) subséquent.....	11
Figure I.5 : Courant de l'arc en retour mesuré à l'aide de la tour CN(a) à 509 m, (b) à 474m.....	13
Figure I.6 : Plate-forme de lancement de fusée pour le déclenchement de la foudre.....	14
Figure I.7 : Champ électrique vertical 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.....	15
Figure I.8 : 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 200Km.....	16
Figure I.9 : Formes détaillées du champ électrique rayonné normalisé à une distance d100Km premier arc en retour b) arc en retour subséquent précédé d'un traceur obscur par pas c) arc en retour subséquent précédé d'un traceur obscur.....	17
Figure I.10 : Caractéristique du champ électrique vertical au centre de recherche de Kennedy en Floride.....	18
Figure I.11 : Les équipements installés pour la mesure du courant de foudre et le champ électromagnétique associé.....	19
Figure I.12 : Position du capteur de courant de foudre sur la tour Gaisberg.....	19
Figure II.1 : Courant à la base du canal (normalisé) correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent calculé à l'aide du modèle bi-exponentiel.....	25
Figure.II.2. :Courant à la base du canal correspondant à un arc en retour subséquent (a)Calculé à l'aide du modèle d'Heidler, (b) issu de la référence	27
Figure II.3 : Courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride.....	28
Figure II.4 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le modèle.....	29
Figure II.5 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour Selon le modèle TL.....	30
Figure II.6 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTL.....	32
Figure II.7 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLE.....	32

Figure II.8 : Modèle géométrique intervenant dans les équations du champ électromagnétique.....	36
Figure III.1 : Maillage 2 D-FDTD (coordonnées cylindriques).....	51
Figure III. 2 : Variations temporelles du courant à la base du canal (a) calculée à l'aide du modèle d'Heidler , (b) courbe mesurée issue de la référence.....	55
Figure III. 1 : Variations temporelles du champ électrique vertical pour $r = 1\text{km}$ et $z = 5\text{m}$ (a) calculée par l'approche proposée, (b) courbe mesurée issue de la référence.....	57
Figure III. 2 : Variations temporelles du champ magnétique azimutal pour $r = 1\text{km}$ et $z = 5\text{m}$ (a) calculée par l'approche proposée, (b) mesurées référence.....	57
Figure III.5: Forme d'onde de champ électrique vertical à $r = 1\text{km}$ et $z = 5\text{m}$	59
Figure III.6 : Forme d'onde de champ électrique vertical à $r = 1\text{km}$ et $z = 5\text{m}$	59
Figure III.7 : Forme d'onde de champ électrique vertical à $r = 10000\text{m}$ et $z = 5\text{m}$	61
Figure III.8 : Forme d'onde de champ électrique vertical à $r = 10000\text{m}$ et $z = 5\text{m}$	61

Liste des tableaux

Tableau I.1 : Paramètres du courant d'un coup de foudre descendant négatif	12
Tableau II.1 : Paramètres des fonctions biexponentielles simulants le courant de foudre à la base du canal.....	24
Tableau II.2 Paramètres des deux fonctions d'Heidler simulants le courant de foudre à la base du canal.....	26
Tableau II.3 : Paramètres du modèle hybride simulants le courant de foudre à la base du canal...	28
Tableau II.4 : Les paramètres $P(z')$ et v pour les cinq modèles d'Ingénieur.....	34
Tableau III. 1 : Paramètres des deux fonctions d'Heidler simulants le courant de foudre à la base du canal.....	55
Tableau III.2 : Tailles des Matrices de trois composants de champ électromagnétique Intervenants dans le calcul.....	62

Introduction générale

Introduction générale

La foudre est un phénomène naturel constitue une source de perturbations électromagnétiques importante. Le champ électromagnétique généré par ce phénomène, constitue un danger réel pour les ouvrages et les lignes dans le réseau électrique et le réseau de télécommunication.

Ainsi, les réseaux électriques modernes demandent l'utilisation d'un grand nombre de dispositifs de contrôle-commande à base d'électronique. Ces dispositifs sensibles, sont très vulnérables et souvent affectés par les champs EM perturbateurs présents dans l'environnement du réseau électrique, ce qui demande la réalisation des investigations basées sur les mesures expérimentales et des calculs afin de déterminer les champs EM perturbateurs.

Ceci permettra de définir une protection correcte et efficace contre les effets de ces perturbations EM.

Ce mémoire est subdivisé en trois chapitres. Le premier chapitre présente la phénoménologie des coups de foudre, en particulier la phase dite de l'arc en retour associée à une décharge nuage_sol négative, les principales observations expérimentales relatives aux éclairs naturels et ceux déclenchés artificiellement, les différentes caractéristiques et données expérimentales concernant le courant à la base du canal, la vitesse de l'arc en retour, ainsi que le champ électromagnétique rayonné.

Dans le deuxième chapitre, est entièrement consacré à la modélisation du problème du rayonnement électromagnétique associé à la phase de l'arc en retour. En premier lieu, nous présentons les différentes classes de modèles d'arc en retour existantes dans la littérature, l'attention est focalisée dans ce mémoire sur ce qu'on appelle « les modèles d'ingénieur ». Ces modèles permettent une description de la distribution du courant le long du canal en fonction du courant à la base du canal. Après cette description des modèles d'ingénieur, nous abordons ensuite les différentes approches mathématiques utilisées dans la littérature pour le calcul du champ électromagnétique en dessous et au-dessus d'un sol.

Dans le dernier chapitre, nous présentons le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre en considérant l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur. Tout d'abord, les principes de base de la méthode FDTD utilisée dans nos simulations seront décrits. L'apport principal de ce mémoire se traduit par l'utilisation de type de conditions aux limites absorbantes qui sont fondées sur le calcul des valeurs du champ magnétique aux frontières fictives de la région d'analyse à travers l'évaluation numérique des intégrales de Sommerfeld. Ce type conditions aux limites absorbantes a été proposé récemment par les auteurs de la référence [1] qui ont adopté ces conditions aux limites pour des distances proches du canal de foudre. Cependant, plusieurs avantages consternants la précision et la réduction de l'espace mémoire utilisé dans les calculs ont été apparus sur les résultats. Ce qui nous encourage pour faire la suite de ce travail qui est l'application de cette même approche pour calculer le champ électromagnétique lointain de la foudre ou les avantages seront plus claires par rapport au d'autres types de conditions au limites absorbantes.

Chapitre I

Phénoménologie de la foudre et observations expérimentales

I.1 Introduction

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.

Ainsi, dans ce premier chapitre, nous abordons l'aspect phénoménologique de la foudre. Nous présentons ensuite une revue générale sur les expérimentations liées aux mesures effectuées par des différentes compagnes expérimentales sur le courant à la base du canal de foudre et sur le champ électromagnétique rayonné.

I.2. Phénomène de la foudre

I.2.2 Définitions de la foudre

La foudre est définie comme une décharge électrique 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 d'orages, les cumulo-nimbus.

I.2.3 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-2) 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.[2-5]

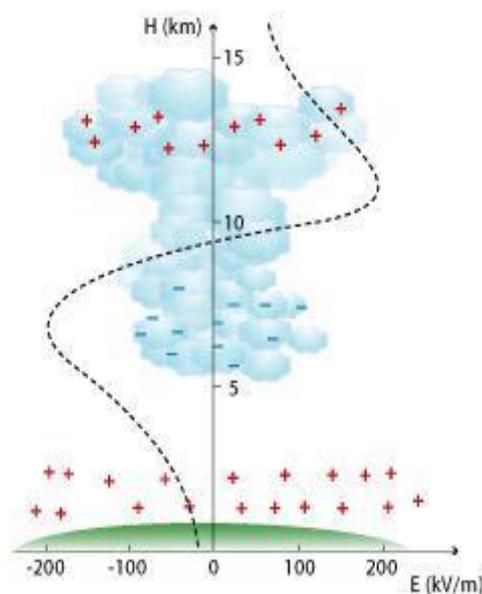


Fig. I-1 : Séparation de charges à l'intérieur d'un nuage orageux. [6]

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, 5]

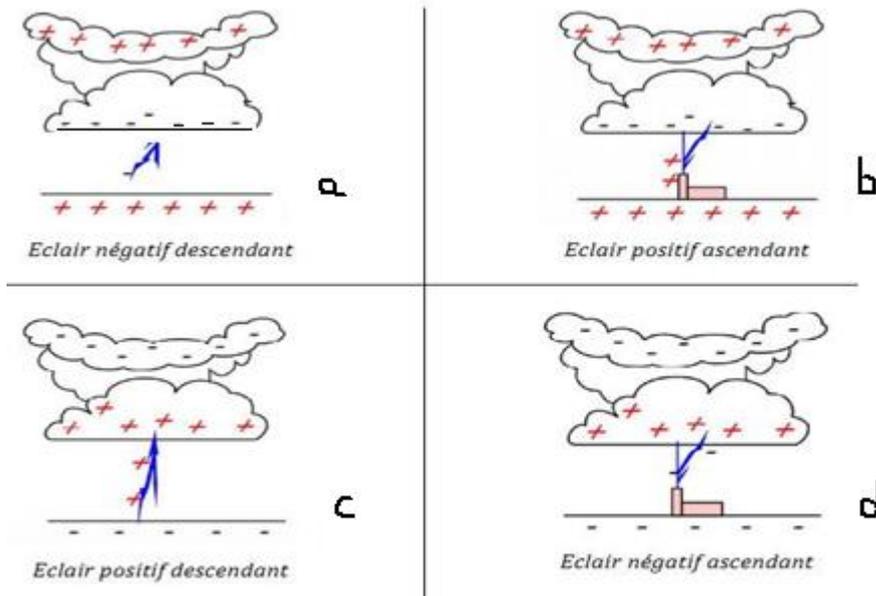


Fig. I-2 : Classification des différents traceurs de foudre selon Berger [7]

I.2.4. Différentes phases d'une décharge négative nuage – sol

La phase la plus significative dans une décharge orageuse est sans doute l'arc en retour celle-ci n'est qu'une phase parmi d'autres phases successives illustrées sur le figure (I.2) En effet, on distingue :

La phase de décharge préliminaire "Preliminary breakdown"

Des enregistrements spectroscopiques ont montré que plusieurs décharges dans la partie inférieure du nuage se manifestent précédant de quelques centaines de millisecondes l'émergence du premier arc électrique. Ces décharges sont dues probablement à l'existence de charges positives enserrées dans la partie inférieure du nuage au côté des cristaux de glace de polarité négative. L'apparition de ces décharges est possible dès que le gradient de claquage de l'air séparant ces deux masses est atteint.

La phase du traceur par pas "Steppeleader"

A la suite de la décharge préliminaire, une série d'arcs électriques commence à progresser vers le sol par bonds intermittents d'une longueur de 30 à 50 m avec une vitesse moyenne de 150 à 200 Km/s. La durée entre deux bonds successifs est de 500 μ s. D'autre part à chaque pas du traceur correspond une impulsion de courant d'amplitude supérieure à 1 kA, la charge électrique drainée vers le sol et de 5 à 10 coulombs.

Ces impulsions de courant créant à leur tour des impulsions de champs électromagnétiques de durée de l'ordre de $1\mu\text{s}$ et de temps de montée d'environ $0.1\mu\text{s}$. Le point d'impact du leader n'est déterminé qu'à l'approche de ce dernier du sol (20 à 100 m). Cette distance est appelée « distance de choc ». Elle est fonction de l'état de surface du sol (présence d'aspérités ou de proéminences) et de la quantité de charges électriques drainées par le leader.

La phase du premier arc en retour "First return stroke"

Une intensification du champ électrique au niveau du sol est provoquée par l'approche du leader, à quelque dizaines de mètres du sol le potentiel électrique de l'extrémité basse du canal avoisine les 100 MV ce qui correspond à un champ électrique dix à vingt fois supérieur au seuil d'ionisation de l'air. Ce champ intense va donc provoquer l'arrachage des charges positives se trouvant à la surface du sol et initier un traceur positif appelé « contre précurseur » ou « précurseur de capture », qui progressera du sol vers le leader à une vitesse moyenne de 10^8 m/s .

Cette rapproche entre les traceurs (ascendant et descendant) est appelée « processus d'attachement » ("Attachmentprocessus"). La jonction s'effectue à quelques dizaines de mètres au-dessus du sol. Le canal du traceur est alors déchargé lorsqu'une onde de potentiel de sol, le premier arc en retour ("First return stroke"), se propage vers le nuage et neutralise le canal chargé par le traceur avec une vitesse décroissante en fonction de la hauteur de l'ordre de $1/3$ de la vitesse de la lumière. Le premier arc en retour produit un courant au niveau du sol d'une valeur de pic typique de 30 kA et d'un temps de montée de l'ordre de quelques microsecondes. La durée de l'impulsion du courant (à la mi-hauteur) est de l'ordre de $50\mu\text{s}$. Durant cette phase, la température du canal s'élève rapidement pour atteindre des valeurs jusqu'à 30000° K qui génère un canal de haute pression provoquant une onde de choc appelée tonnerre.

La phase du traceur obscur "Dart leader"

Quand les charges drainées par le premier arc en retour arrivent à la base du canal, le processus de la foudre peut s'arrêter, si toute la charge du nuage est neutralisée. Or, sous l'effet des charges résiduelles du nuage, une nouvelle décharge nuage-sol relativement semblable à la première a lieu.

Après la phase du premier arc en retour, l'éclair peut disparaître. Cependant, si une quantité résiduelle de charges est encore présente au sommet du canal, il se développe dans le canal

précédemment tracé un traceur obscur (“d’art leader”) possédant une vitesse de l’ordre de $3 \cdot 10^2$ m/s et apportant une charge d’environ de 1C à la quelle est associée un courant de 1 kA. Entre la fin du premier arc en retour et le début du traceur obscur, une activité électrique, désignée par les processus J et K, se manifeste [7][8]

La phase de l’arc en retour subséquent “Subséquent return stroke”

Le traceur obscur déclenche enfin l’arc en retour subséquent (“Subséquent return stroke”). Cette décharge est caractérisée par une trajectoire continue et sans ramification, une vitesse de progression élevée et pratiquement constante de l’ordre de 1 à 1.2×10^8 m/s et enfin par des courants intenses atteignant des amplitudes de l’ordre de 200 KA et de temps de montée de l’ordre $0.5 \mu s$. L’arc en retour subséquent est certainement la phase la plus redoutable dans le mécanisme de la foudre, en raison de raideur des fortes impulsions électromagnétiques rayonnées pendant cette phase (Endommagement possible des systèmes électriques et électroniques terrestres). De nouvelles séquences traceur-arc peuvent ensuite se produire, donnant parfois jusqu’à 15 arcs en retour. Le dernier arc en retour est souvent à l’origine d’un fort courant de l’ordre de 100 A (“Continuionscurent”) qui draine la charge résiduelle de la cellule orageuse.

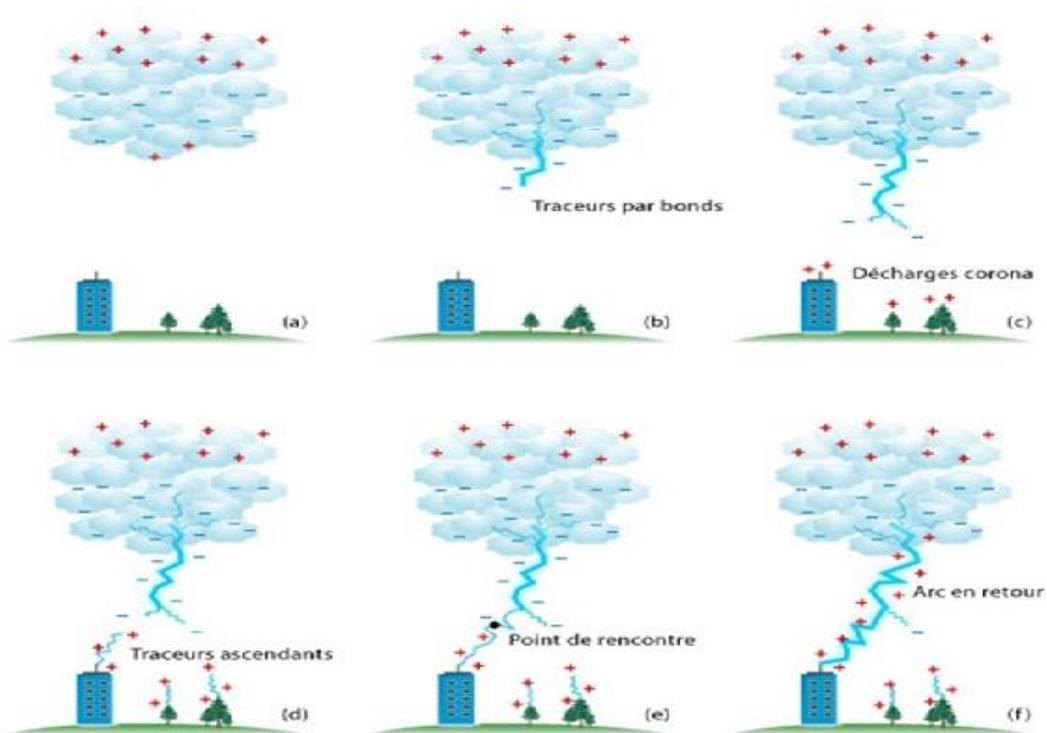


Figure I.3 : Différentes phases d’une décharge négative nuage-sol [11]

Durant ce travail, nous ne traiterons que l'étude de l'arc en retour. La phase de traceur par pas a quant à elle été étudiée, en particulier, par Hutzler [9] et Fofana [10]

I.3 Observations expérimentales

La phase de l'arc en retour (premier et subséquent) a constituée durant ces dernières décennies un souci majeur pour les chercheurs dans ce domaine en raison des variations très brutales et des amplitudes très élevées du courant mis en jeu dans cette phase. En effet, plusieurs expériences ont été effectuées lors de campagnes expérimentales reconnues à l'échelle internationale afin de permettre la caractérisation du courant traversant le canal et du champ électromagnétique rayonné. Ces expériences ont permis aussi la validation de plusieurs modèles mathématiques établis pour la description de la phase d'arc en retour et de son rayonnement électromagnétique [12]

I.3.1. Courant d'arc en retour à la base du canal de foudre

Le courant associé à un coup de foudre est un courant de court-circuit entre le nuage et le sol. Les campagnes de mesures nous donnent les différentes caractéristiques de ce courant à la base du canal de foudre. Ces caractéristiques sont d'une très grande importance dans la détermination des formules des courants d'arcs en retour à la base du canal de coup de foudre ainsi que pour la détermination de la distribution du courant de foudre le long du canal de foudre ou le long de l'axe tour-canal de foudre. [13]

I.3.2 Mesure du courant de l'arc en retour à l'aide de tours instrumentées

Depuis les années 50, plusieurs campagnes expérimentales ont été réalisées afin de caractériser le courant de foudre. La description la plus complète du courant de l'arc en retour est donnée par l'équipe de Professeur *Berger*, qui durant les années 1950 à 1980, a exploité une station expérimentale au Mont San Salvatore, près de Lugano (en Suisse). La mesure du courant a été effectuée au sommet de deux tours de 55 m de haut. Le résumé de tous les résultats obtenus concernant les caractéristiques du courant de foudre est présenté dans la référence. La figure I.4 illustre les formes moyennes des courants typiques correspondant aux arcs en retour premier et subséquent d'une décharge négative. Dans cette figure, On peut noter le temps de montée rapide du courant correspondant à l'arc en retour subséquent. La distribution statistique des paramètres principaux du courant est présentée dans le tableau I.1

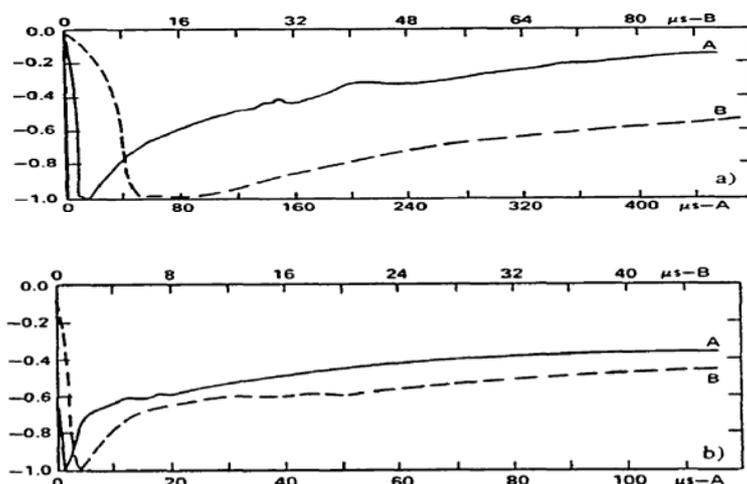


Figure I.4 : Forme moyenne normalisée de l’arc en retour(A) premier, (B) subséquent [14]

Tableau I.1 : Paramètres du courant d’un coup de foudre descendant négatif [14]

Paramètres	Unité	Nombre d’évènements	Nombre des cas dépassant la valeur Indiquée		
			95%	50%	5%
Courant de crête					
Premier arc en retour négatif	kA	101	14	30	80
Arc en retour subséquent négatif	kA	135	4.6	12	30
Charge totale					
Premier arc en retour négatif	C	93	1.1	5.2	24
Arc en retour subséquent négatif	C	122	0.2	1.4	11
Temps de montée (2 kA crête)					
Premier arc en retour négatif	μs	89	1.8	5.5	18
Arc en retour subséquent négatif	μs	118	0.22	1.1	4.5
di/dt maximal					
Premier arc en retour négatif	kA/ μs	92	5.5	12	32
Arc en retour subséquent négatif	kA/ μs	122	12	40	120
Durée de l’impulsion (2 kA amplitude)					
Premier arc en retour négatif	μs	90	30	75	200
Arc en retour subséquent négatif	μs	115	6.5	32	140

De ce tableau, on peut extraire les remarques suivantes concernant les décharges de foudre descendantes négatives: Les amplitudes du courant du premier arc en retour sont supérieures à celles des arcs en retour subséquents.

La valeur maximale de la variation du courant dans le cas d’un arc subséquent est supérieure à celle du premier arc en retour.

Le temps de montée du courant de l'arc en retour subséquent est plus rapide que celui d'un courant du premier arc en retour.

La durée de l'impulsion du courant de l'arc en retour subséquent est inférieure à celle du premier arc en retour.

D'autres campagnes expérimentales de mesure du courant d'arc en retour ont été effectuées. A titre d'exemple, on peut citer celles effectuées durant les années 70 à savoir:

Les mesures effectuées par l'équipe du Professeur *Garbagnati* au sommet de deux tours de 40 m, situées au sommet de deux montagnes une au nord et l'autre au centre de l'Italie [15]. Le courant mesuré correspond aux deux types de décharges de foudre : la décharge ascendante et la décharge descendante.

Les mesures de l'équipe du Professeur *Eriksson* sur une tour de hauteur 60 m installées sur une terre plate en Afrique du sud, la tour a été isolée du sol et le courant de foudre a été mesuré à la base à travers un transformateur de courant et une sonde Rogowski. Plus de 50% des décharges observées étaient initiées par des traceurs descendants négatifs et aucun enregistrement des traceurs positifs n'a été réalisé. Le temps de montée du courant très rapide n'a jamais été observé dans d'autres études.

On peut trouver dans la littérature des mesures plus récentes du courant de foudre obtenues en utilisant de petites tours (par exemple : les résultats de *Narita et al.* en 2000 au Japon, les résultats de *Diendorfer et al.* en 2000 et 2002 en Autriche et les résultats de *Torres et al.* en 1999 en Colombie).

D'autres chercheurs ont exploités des tours plus élevées et d'une structure géométrique plus complexe que celles utilisées dans les campagnes citées ci-avant. Parmi ces chercheurs, on peut citer par exemple le Professeur *Shostak* [16] qui a exploité en 1999 la tour CN la plus élevée dans le monde située à Toronto au Canada, elle est de 553 m de hauteur, le courant de l'arc en retour est mesuré à 474 m et à 509 m. Les résultats sont présentées sur la (figure I.5.)

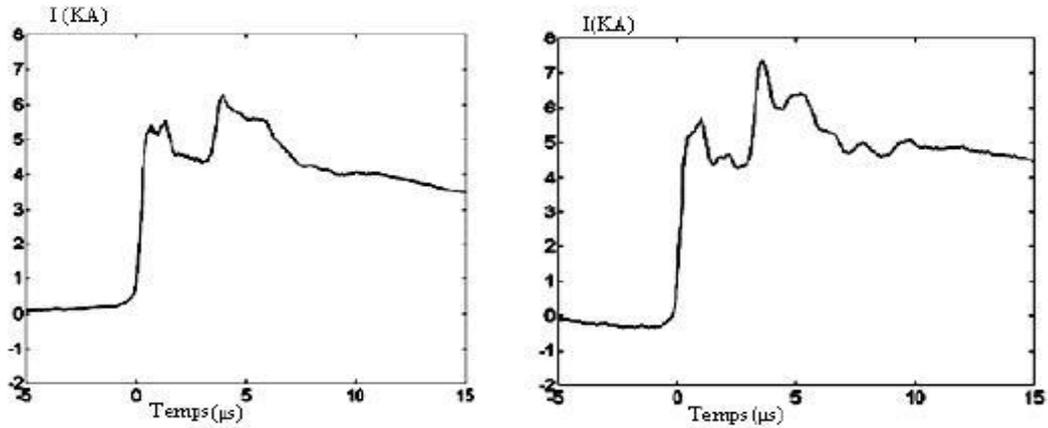


Figure I.5 : Courant de l'arc en retour mesuré à l'aide de la tour CN(a) à 509 m, (b) à 474m [16]

D'après ces résultats on remarque que la forme du courant mesuré change d'un endroit à un autre, la valeur du pic de ce courant augmente en allant du sommet de la tour vers le sol. Ceci est dû aux réflexions multiples de l'onde de courant au sommet avec un coefficient négatif et les réflexions multiples à la base de la tour avec un coefficient positif.

I.4.Déclenchement artificiel de la foudre

Le déclenchement artificiel de la foudre a été utilisé afin de maîtriser le point d'impact du courant de foudre et d'extraire le maximum d'informations concernant le courant de foudre. La méthode utilisée pour le déclenchement artificiel de la foudre s'appuie sur la technique fusée-fil [25,33].[20]

On peut trouver des stations pour le déclenchement artificiel de la foudre à l'USA, en France et au Japon. Le principe du déclenchement artificiel est décrit dans plusieurs publications [25,33].

Dans la figure (I.6), nous présentons la plate-forme de lancement de fusée pour le déclenchement artificiel de la foudre.

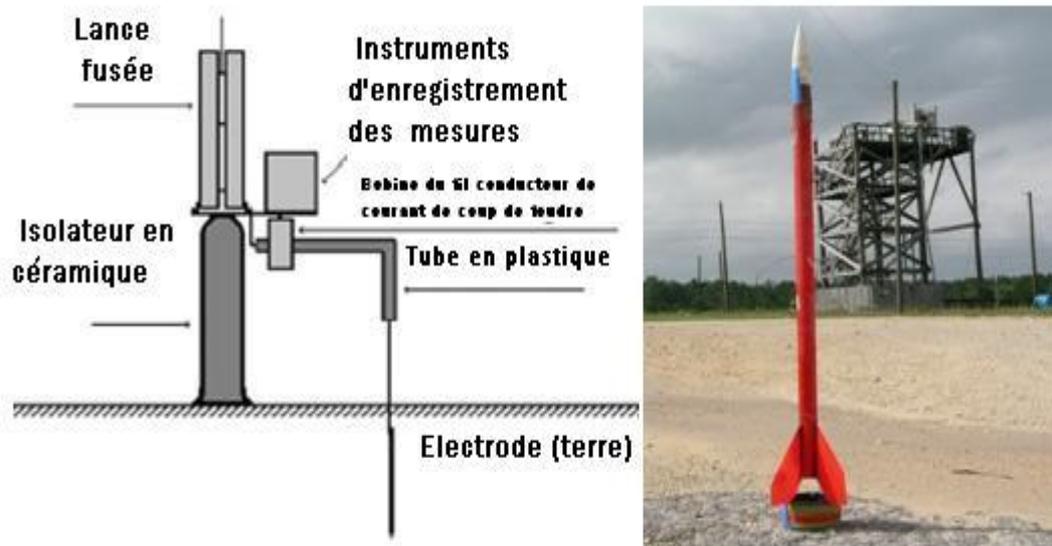


Figure I.6 :Plate-forme de lancement de fusée pour le déclenchement de la foudre [20].

I.5. Caractéristiques de la vitesse de l'arc en retour

I.5.1. Caractéristiques du champ électromagnétique associé au courant de l'arc en retour

La connaissance du point d'impact de la foudre est nécessaire pour mesurer directement le courant de l'arc en retour à la base du canal. *Lin et al* [17] ont simultanément mesuré le champ électrique vertical et le champ magnétique azimuthal des arcs en retour premier et subséquent aux différentes distances du point d'impact. Ainsi, il a été possible de caractériser les formes d'ondes du champ électromagnétique en fonction de la distance (voir les figures I.7 et I.8).

Le champ électromagnétique présente pour toute distance (entre 1 km et 200 km) un pic initial dont l'intensité est approximativement inversement proportionnelle à la distance. A des distances relativement proches, le champ magnétique présente une bosse (hump) à environ $30 \mu\text{s}$, alors que le champ électrique à une décroissance en rampe après son pic initial. Les champs électrique et magnétique lointains (distance supérieure à environ de 50 km) ont essentiellement la même forme d'onde et présentent une inversion de polarité.

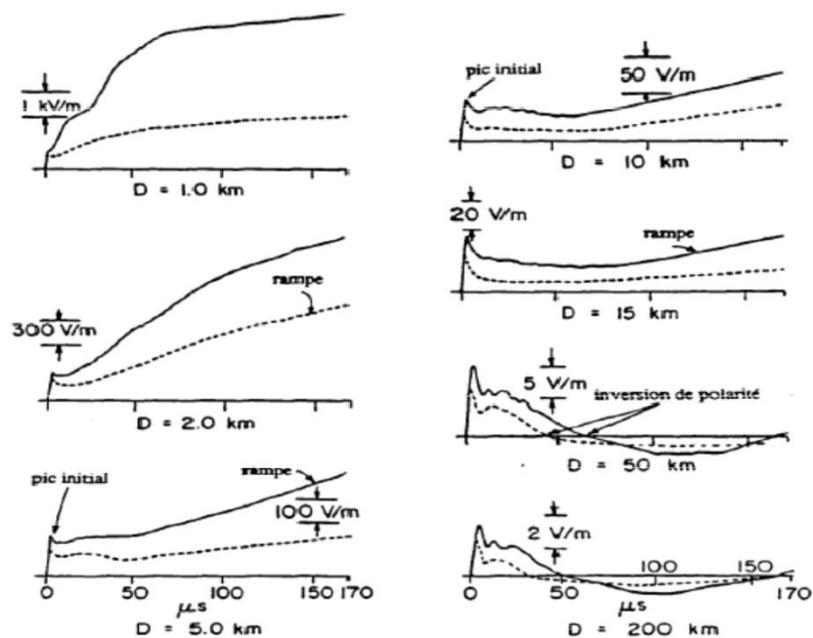


Figure I.7 : Champ électrique vertical correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km [17]

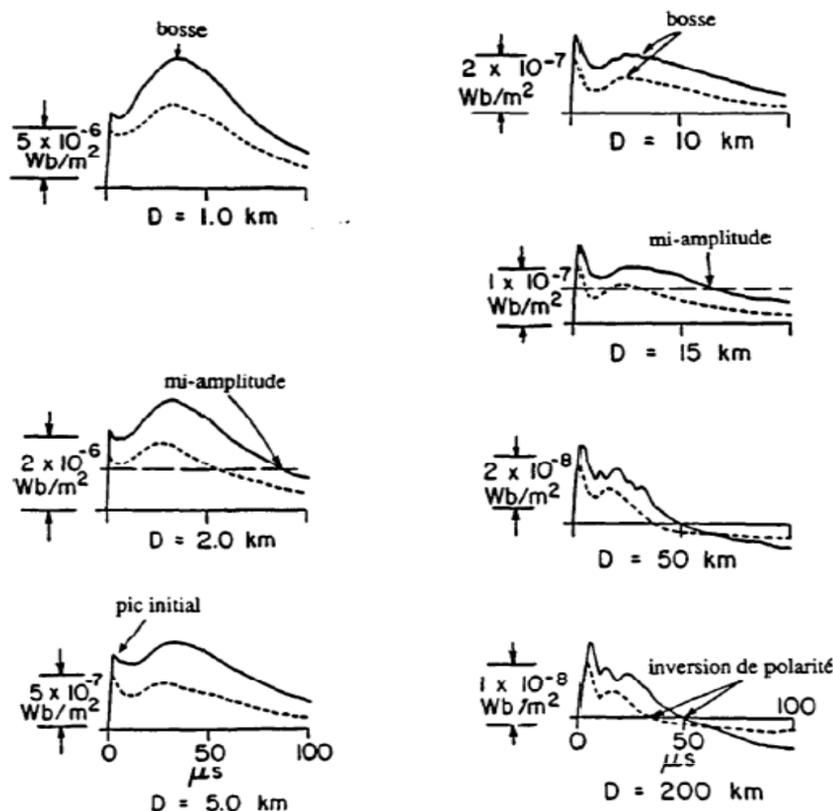


Figure I.8 : Densité du flux magnétique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km [17].

Les variations à l'échelle de la microseconde et sous la microseconde du champ électrique vertical et de sa dérivée temporelle ont fait l'objet d'études effectuées par *WiedmanetKridler*[18], [19]. Ces études ont montré que les premiers arcs en retour produisent un champ électrique vertical avec un front qui monte en 2 à 8 μs à environ la mi-amplitude, suivi par une transition rapide jusqu'à la valeur de pic en un temps de l'ordre de 90 μs .

Les arcs en retour subséquents, quant à eux, présentent aussi des transitions très rapides précédées d'un front qui dure seulement 0.5 μs à 1 μs , durant lequel l'intensité du champ monte à environ 20 % de la valeur de pic. D'autre part, les mesures publiées par ces mêmes auteurs dans les références [18] et [19], montrent des pics subsidiaires régulièrement espacés après le pic initial du champ électrique vertical.

La figure I.9 illustre les formes détaillées du champ électrique rayonné normalisé à une distance de 100 Km. On remarque des petites impulsions notées (L) correspondant au traceur par pas, ces impulsions sont suivies d'un front lent (F) et une transition rapide (R) correspondant à la phase du premier arc en retour (Figure I.9.a). Après la transition rapide, on distingue un petit pic secondaire α et les pics subsidiaires plus marqués a, b et c.

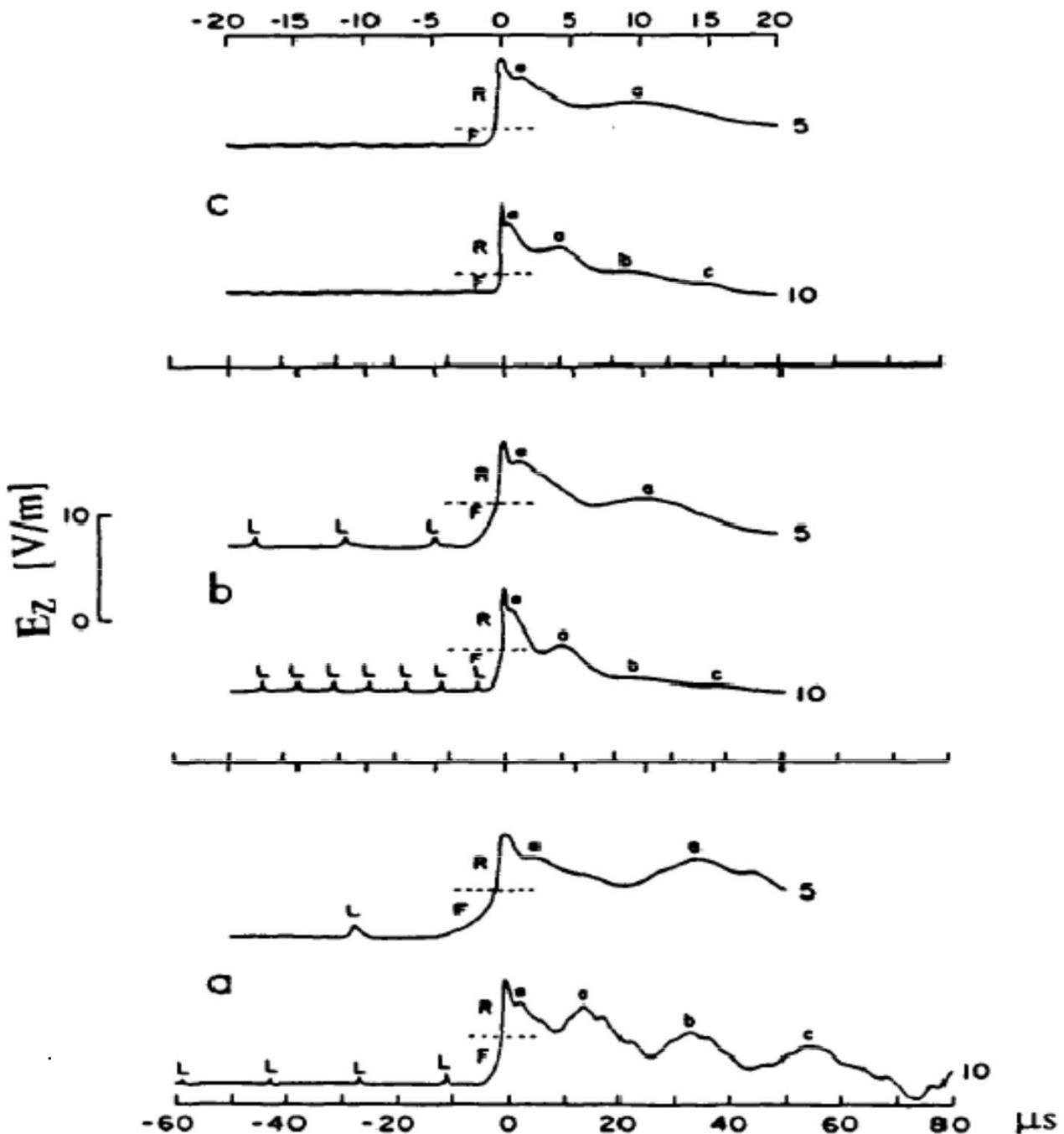


Figure I.9 : Formes détaillées du champ électrique rayonné normalisé à une distance de 100 Km
 a) premier arc en retour b) arc en retour subséquent précédé d'un traceur obscur par pas c) arc en retour subséquent précédé d'un traceur obscur [19].

I.5.2. 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. [21]

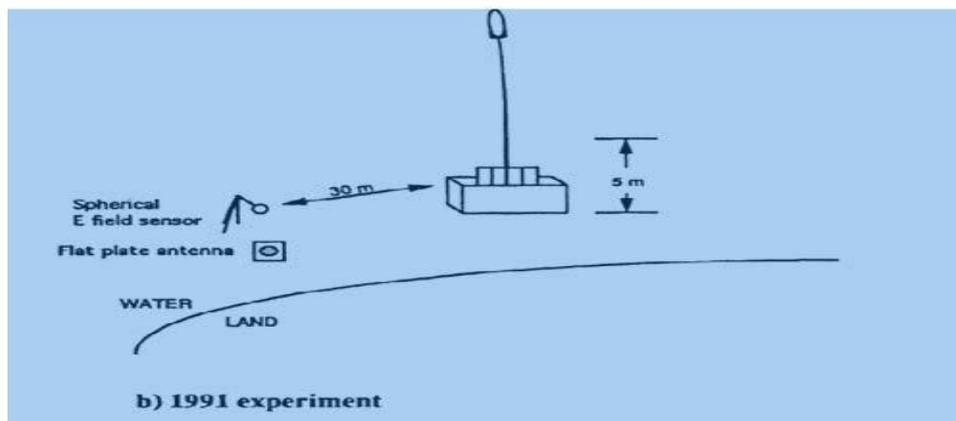


Figure I.1 : Caractéristique du champ électrique vertical au centre de recherche de Kennedy en Floride.[21]

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

Ainsi, dans la figure (I.12), nous présentons quelques équipements de mesure de courant et des composantes du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre.



Figure I.11 : Les équipements installés pour la mesure du courant de foudre et le champ électromagnétique associé [22]

Dans la figure (I.13-), on présente la tour Gaisbergen Autriche et le capteur de courant de coup De foudre.



Figure I.12 : Position du capteur de courant de foudre sur la tour Gaisberg [22]

I.6. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre, les mécanismes de génération d'une décharge de foudre notamment ceux de la phase de l'arc en retour, le principe de déclenchement artificiel de cette dernière, aux différentes observations expérimentales 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.

Du point de vue des décharges orageuses, les seuls éléments pour lesquels on possède suffisamment d'informations sont les courants mesurés au sol et la signature 23 électromagnétique des arcs en retour mesurés aux différentes distances. Ces deux grandeurs expérimentales sont souvent utilisées dans la littérature pour tester la validité des modèles mathématiques établis pour la représentation de la phase d'arc en retour et de son rayonnement électromagnétique. Le modèle ainsi testé peut être considéré comme valable s'il permet d'obtenir une bonne approximation de toutes les grandeurs mesurables.

Dans le chapitre suivant nous allons présenter une revue générale sur la modélisation du rayonnement électromagnétique de la foudre.

Chapitre II

Modélisation du courant de foudre et du champ électromagnétique associé

II.1 Introduction

Dans les études de l'interaction des champs électromagnétiques générés par la foudre avec les différents systèmes électriques et/ou électroniques la connaissance de la source de ces champs est très importante. Les signaux perturbateurs sont générés par la propagation du courant d'arc en retour le long du canal de foudre. Aussi, nous présentons dans ce chapitre la modélisation de ce dernier en donnant les modèles du courant à la base du canal de foudre, ainsi que les modèles du courant de foudre traversant le canal de foudre. Ainsi, dans ce même chapitre nous abordons les modèles dits « d'ingénieurs » et les modèles électromagnétiques

II.2 Modèles du courant de l'arc en retour

Depuis 1941, toute une série de modèles relatifs à la distribution spatio-temporelle du courant de foudre a été proposée par la communauté scientifique. Il s'agit du modèle macroscopique qui a été développés dans le but d'évaluer le rayonnement électromagnétique d'un canal de foudre [5,,23 24].

Les modèles de l'arc en retour proposés dans la littérature diffèrent l'un de l'autre. En général ils sont classés en quatre grandes classes [5,24, 25, 26].

- a. Les modèles « physiques » : les modèles appartenant à cette classe sont basés sur une approche physico-chimique décrivant l'évolution radiale d'une décharge électrique dans un plasma contenu dans un volume cylindrique. Les sorties principales du modèle incluent la température, la pression, et la masse volumique en fonction du temps.
- b. Les modèles « électromagnétiques ». Dans ces modèles le courant de l'arc en retour est représenté en s'appuyant sur la théorie des antennes. Ces modèles impliquent une solution numérique des équations de Maxwell pour trouver la distribution du courant le long du canal pour lequel le champ électrique et le champ magnétique à distance peut être calculé.
- c. Modèles dits « modèles RLC ». Ils peuvent être considérés comme une approximation des modèles électromagnétiques et ils représentent la décharge de foudre comme un processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par des résistances, des inductances et des capacités toute par unité de longueur. Ces modèles sont utilisés

pour déterminer le courant du canal et peuvent donc également utilisés pour calculer le champ magnétique et le champ électrique à distance.

- d. Modèles dit « d'ingénieurs », dans lesquels la distribution spatiale et temporelle du courant du canal de foudre est basée sur les caractéristiques observées de l'arc en retour, à savoir le courant à la base du canal et la vitesse de propagation de l'arc en retour le long du canal de foudre.

II.3 Représentation analytique du courant à la base du canal de foudre

Différentes expressions analytiques sont utilisées dans la littérature afin de simuler l'allure du courant de foudre. Le but de telles expressions est l'application dans le calcul du rayonnement électromagnétique, pour cela, une brève description est donnée sur les modèles les plus utilisés.

Différentes expressions analytiques sont utilisées dans la littérature afin de simuler l'allure du courant de foudre. Le but de telles expressions est l'application dans le calcul du rayonnement électromagnétique, pour cela, est donné une description sur les modèles le plus utilisé.

II.3.1 Modèle « bi-exponentiel »

C'est le premier modèle adopté et sans doute le plus utilisé dans la littérature [3, 4,25]. Le premier arc en retour et l'arc en retour subséquent respectivement sont représentés par les équations suivantes

Premier arc en retour :

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

Où :

I : Amplitude du courant

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

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

Arc en retour subséquent :

$$i(0, t) = i1(0, t) + i2(0, t) \quad \text{II.2}$$

$$i1(0, t) = I01 . (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \text{II.3}$$

$$i2(0, t) = I02 . (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \text{II.4}$$

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

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, ont été déterminés de manière à reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales moyennes, obtenues par Berger et al. Publiées dans [14].

Tableau II.1 Paramètres des fonctions bi-exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal [33]

Premier arc en retour		Arc en retour subséquent
$I_{01}(KA)$	37.7	14.3
$\alpha_1(s^{-1})$	9.2×10^3	18×10^4
$\beta_1(s^{-1})$	4×10^5	3×10^6
$I_{02}(KA)$	-	10
$\alpha_2(s^{-1})$	-	10^4
$\beta_2(s^{-1})$	-	9.4×10^4

Dans la (figure II.1), nous présentons les formes d'ondes normalisées du courant du premier arc en retour et celui de l'arc en retour subséquent sur une durée de 50 μs . Ces formes sont obtenues en utilisant le modèle bi-exponentiel du courant à la base du canal de foudre et en adoptant les paramètres du (tableau II.1).

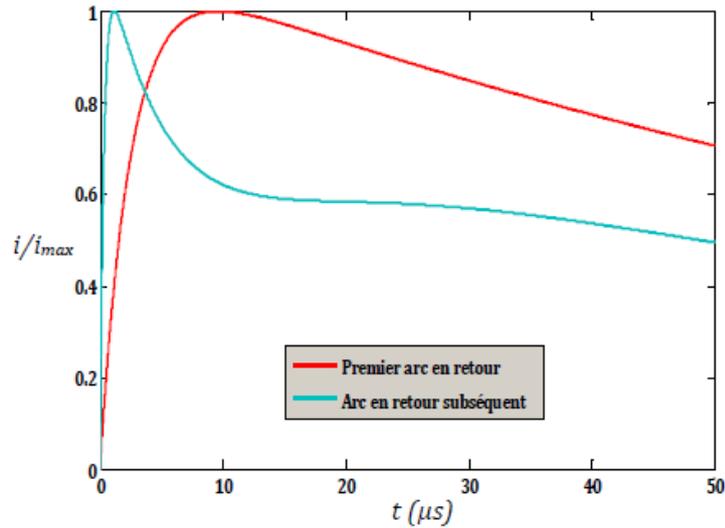


Figure II.1 : Courant à la base du canal (normalisé) correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent calculés à l'aide du modèle bi-exponentiel.

II.3.2 Modèle de « Heidler »

En 1985, Heidler a présenté une nouvelle expression analytique présentant le courant à la base du canal de foudre. L'utilisation de cette dernière a donné des résultats qui correspondent mieux aux observations expérimentales. L'expression du courant est sous la forme suivante :

$$i(0, t) = \left(\frac{I_0}{\eta}\right) \left[\frac{(t/\tau_1)^n}{1 + (t/\tau_1)^n} \right] e^{-t/\tau_2} \quad \text{II.5}$$

Avec

I_0 : Amplitude du courant,

τ_1 : Temps de montée de l'impulsion du courant,

τ_2 : Durée de l'impulsion du courant,

n : Exposant variant de 2 à 10,

η : Facteur de correction de l'amplitude du courant donné par :

$$\eta = e^{-(\tau_1/\tau_2)(n\tau_2/\tau_1)^{\frac{1}{n}}} \quad \text{II.6}$$

Le courant d'arc en retour subséquent est modélisé par une sommation des deux fonctions d'Heidler [4,14,24] :

$$i(0, t) = i_1(0, t) + i_2(0, t) \quad \text{II.7}$$

Où :

$$i_1(0, t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta_1} \right) \left[\frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1 + (t/\tau_{11})^{n_1}} \right] e^{-t/\tau_{12}} \quad \text{II.8}$$

$$i_2(0, t) = \left(\frac{I_{02}}{\eta_2} \right) \left[\frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1 + (t/\tau_{21})^{n_2}} \right] e^{-t/\tau_{22}} \quad \text{II.9}$$

Avec :

I_{01} : Amplitude du courant i_1

τ_{11} : Temps de montée de l'impulsion du courant i_1

τ_{12} : Durée de l'impulsion du courant i_1

n_1 : Exposant variant de 2 à 10,

η_1 : Facteur de correction de l'amplitude du courant i_1 donné par une expression de type

Même définitions pour le courant. i_2

Tableau.II.2 : Paramètres des deux fonctions d'Heidler simulant le courant de foudre à la base du canal [33].

Paramètres de la première fonction d'Heidler				Paramètres de la deuxième fonction d'Heidler			
$I_{01}(KA)$	$\tau_{11}(\mu S)$	$\tau_{12}(\mu S)$	n_1	$I_{02}(KA)$	$\tau_{21}(\mu S)$	$\tau_{22}(\mu S)$	n_2
9.3	1.6	0.75	2	4.9	4.2	41	3

Le (tableau II.2) présente les paramètres des deux fonctions d'Heidler qui modélisent le courant à la base du canal correspondant à un arc en retour subséquent. Ces paramètres issus de la référence [23] ont été ajustés pour simuler un courant à la base du canal mesuré lors d'une campagne expérimentale effectuée en Août 1995 au Centre Spatial Kennedy, en Floride. La figure II.2.a présente l'allure temporelle du courant à la base du canal obtenue à l'aide du modèle d'Heidler et en adoptant les paramètres du tableau II.2. La cour

be mesurée lors de la campagne expérimentale au Centre Spatial Kennedy, est représentée dans la figure II.2.b. En comparant les deux allures, nous pouvons remarquer d'une part la bonne approximation entre la mesure du courant et la modélisation d'Heidler, et d'autre part la possibilité de reproduire la bosse caractéristique qui suit un pic initial observée lors des mesures.

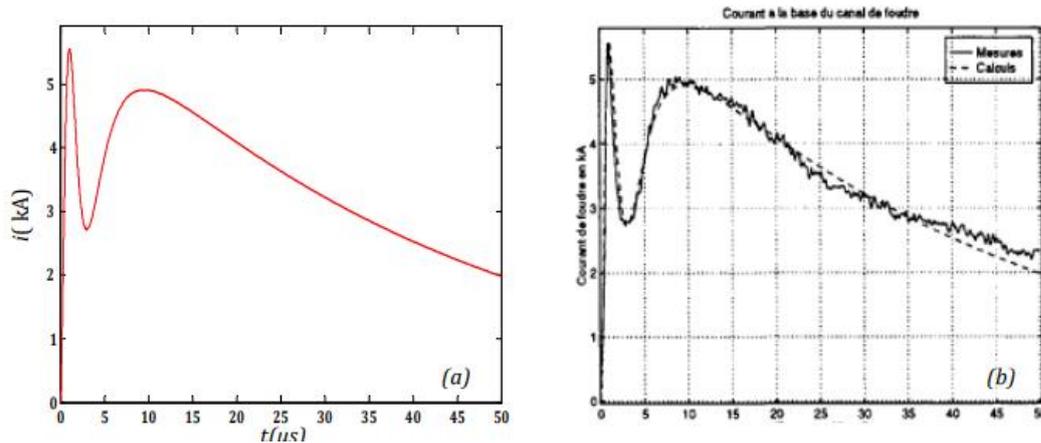


Figure II.2 : Courant à la base du canal correspondant à un arc en retour subséquent

(a) Calculé à l'aide du modèle d'Heidler, (b) issu de la référence [23]

Par ailleurs, la modélisation d'Heidler permet d'obtenir une dérivée nulle à $t = 0$, contrairement à la fonction bi-exponentielle habituellement utilisée. Enfin, elle permet d'ajustement de l'amplitude du courant, de la dérivée maximale du courant, et de la charge transférée, en faisant varier respectivement les paramètres, τ_1 , τ_2 , et I_0 , et ceci presque indépendamment.

Nous pouvons citer aussi une autre formulation analytique proposée en 1990 par Nucci et al. [35]. 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 (expression II.5), et l'autre écrit sous la forme bi-exponentielle (expression II.1). Cette formulation s'écrit comme suit :

$$i(0, t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta} \right) \left[\frac{(t/\tau_1)^n}{1+(t/\tau_1)^n} \right] e^{-t/\tau_2} + I_{02} (e^{-t/\tau_2} - e^{-t/\tau_1}) \quad \text{II.10}$$

Afin de reproduire par simulation l'onde de courant à la base du canal obtenue expérimentalement par Leteinturier et al. [36], nous utilisons l'expression II.10, et à travers le tableau II.3, nous adoptons les paramètres relatifs à cette 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/ μ s.

Tableau. II.3 : Paramètres du modèle hybride simulant le courant de foudre à la base du canal [36]

Paramètres de la fonction d'Heidler				Paramètres de la fonction bi exponentielle		
$I_{01}(KA)$	$\tau_1(\mu S)$	$\tau_2(\mu S)$	N	$I_{02}(KA)$	$\tau_3(\mu S)$	$\tau_4(\mu S)$
9.9	0.075	5	2	7.5	100	6

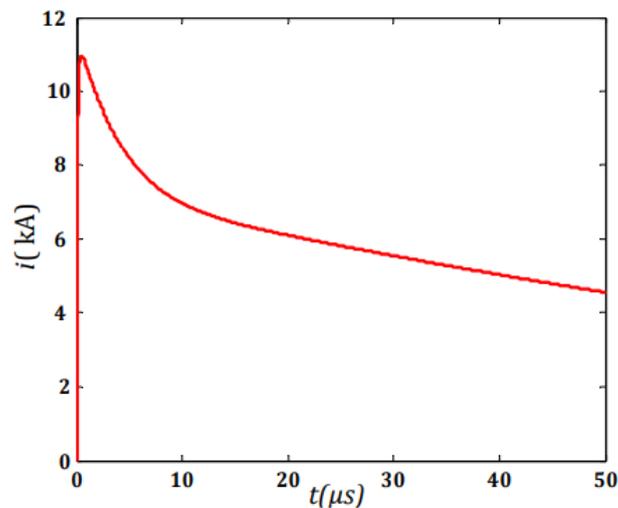


Figure II.3 : Courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride

II.3.3 Modèles d'ingénieurs [5,24,25,26]

II.3.3.1 Modèle de Bruce et Golde (BG) (1941)

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

$$\begin{cases} i(z', t) = i(0, t) & \text{Si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{Si } z' > v \cdot t \end{cases} \quad \text{II.11}$$

Où v est la vitesse de propagation de l'onde de l'arc en retour

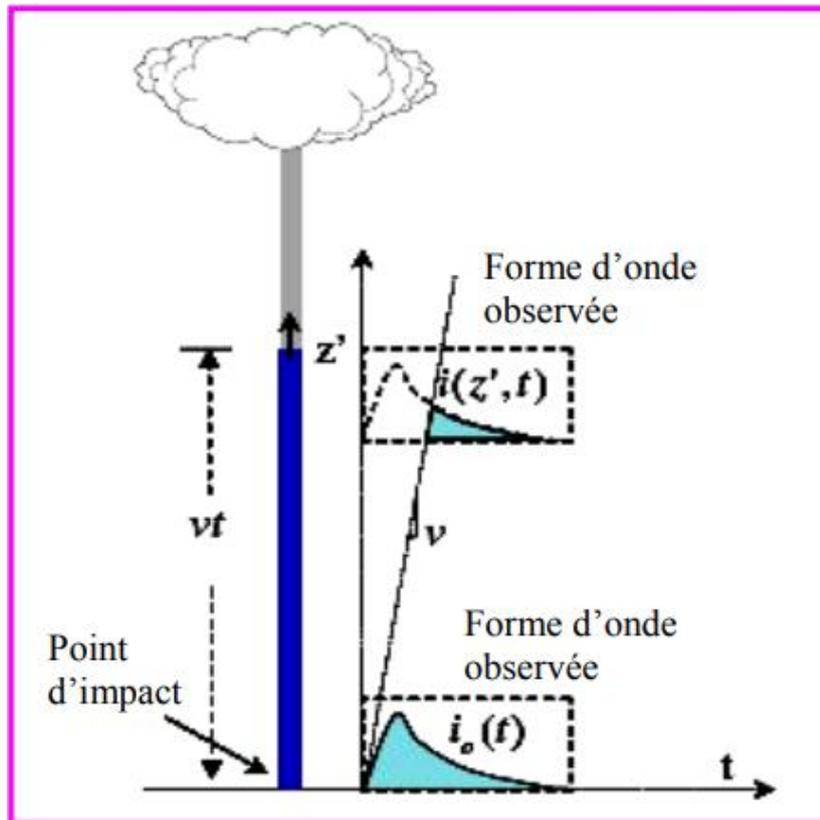


Figure II.4 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le modèle BG [5,24,25,26].

II.3.3.2 Modèle de la ligne de transmission (TL)

Ce modèle a été développé par U man et Mc Lain en 1969 [5, 24, 25, 26]. En effet, ces derniers ont représenté le canal de foudre par une ligne de transmission sans pertes. Ils supposent aussi que le courant d'arc en retour se propage le long du canal à partir du sol avec une vitesse constante et sans aucune déformation (figure II-2)

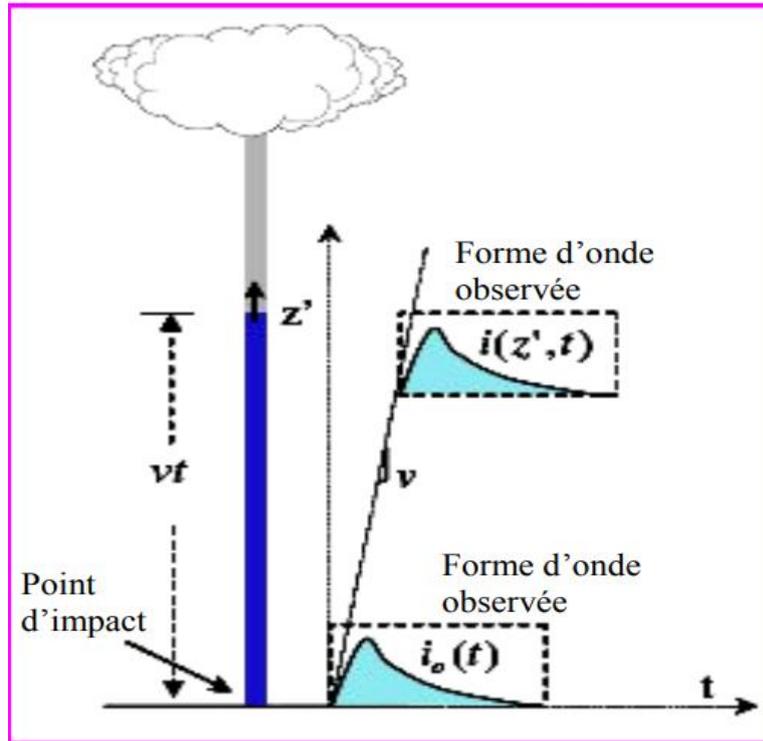


Figure II.5 : Distribution spatio-temporelle du courant d’arc en retour Selon le modèle TL [5,24,25,26]

Les équations décrivant la répartition du courant le long du canal de foudre sont :

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) & \text{Si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{Si } z' > v \cdot t \end{cases} \quad \text{II.12}$$

II.3.3.3. Modèle de la source de courant mobile (TCS : « Traveling Current Source »)

Selon ce modèle, proposé par Heidler en 1985 [5, 24, 25,26], la charge localisée dans le canal de foudre est neutralisée instantanément à l’arrivée du front de l’arc en retour. Une source decourant est associée au front de l’arc en retour et parcourt le canal à la vitesse v_0 de celui-ci. Le courant résultant se propage jusqu’au sol à la vitesse de la lumière. Le courant injecté par la source mobile à une hauteur z' atteint la base du canal avec un retard de z'/v_0 comme on peut le constater à travers l’écriture de l’expression mathématique

Suivante :

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v_0}\right) & \text{Si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{Si } z' > v \cdot t \end{cases} \quad \text{II.13}$$

II.3.3.4 Modèle de la ligne de transmission modifié (MTL)

Dans ces modèles deux modifications au modèle TL ont été introduites par Rakov et Dulzon (1987) et Nucci et al. (1988), ces deux formalismes sont décrits ci-dessous [5,24, 25,26].

a/ Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance linéaire (MTLL)

Ce modèle a été mis en point par Rakov et Dulzon en 1987. L'amplitude du courant de foudre diminue linéairement lorsque ce dernier se propage vers le haut du canal. Selon ce

$$\begin{cases} i(z', t) = i(0, t - z'/v) P(z') & \text{Si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{Si } z' > v \cdot t \end{cases} \quad \text{II.14}$$

modèle la distribution du canal de foudre s'écrit comme suit

$P(z')$ une fonction de décroissance de courant le long du canal

$$P(z') = 1 - \frac{z'}{H} \quad \text{II.15}$$

Avec H la hauteur totale du canal de foudre.

b/ Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance exponentielle (MTLE)

De même que le modèle MTLL, le MTLE proposé d'abord en 1988 par Nucci et al. [33], puis repris en 1990 par Rachidi et Nucci [37], suggère une fonction d'atténuation du courant le long du canal $P(z')$ de forme exponentielle :

$$P(z') = e^{-z'/\lambda} \quad \text{II.16}$$

Le paramètre λ représente le taux de décroissance de l'intensité du courant le long du canal. Sa valeur a été estimée par Nucci et Rachidi à 2 km [37]. Selon les travaux publiés par Lin et al. en 1979 [17]. Cette valeur est comprise entre 1.5 km et 2 km. A noter que le paramètre λ a été introduit dans la formulation du courant le long du canal afin de prendre en compte le transfert de charges entre le traceur et l'arc en retour.

Les (figures II.7 et II.8) présentent respectivement la représentation tridimensionnelle de la distribution du courant le long du canal selon les modèles MTLL et MTLE. Dans ces deux figures, nous pouvons distinguer entre les deux modèles à travers la décroissance du courant le long du canal qui est facilement remarquable sur ces deux exemples. Les donnée

s adoptées dans ces exemples sont celles utilisées précédemment pour une hauteur $H = 8\text{Km}$ pour le modèle MTLL et $\lambda = 2\text{Km}$ pour le modèle MTLE

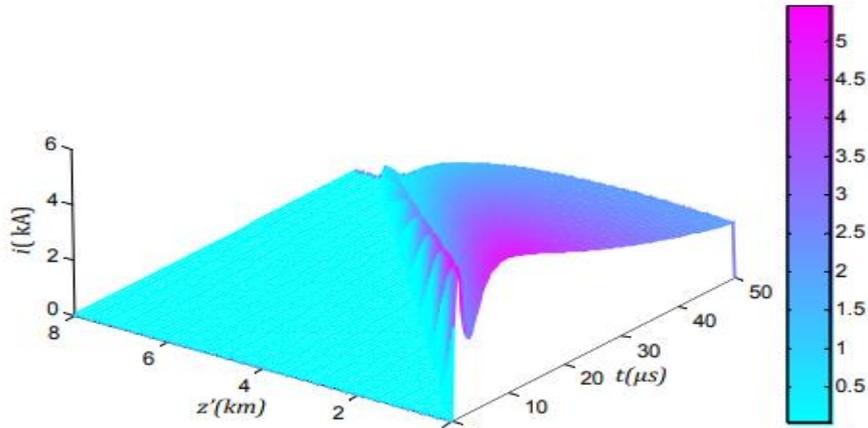


Figure II.6 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLL [12]

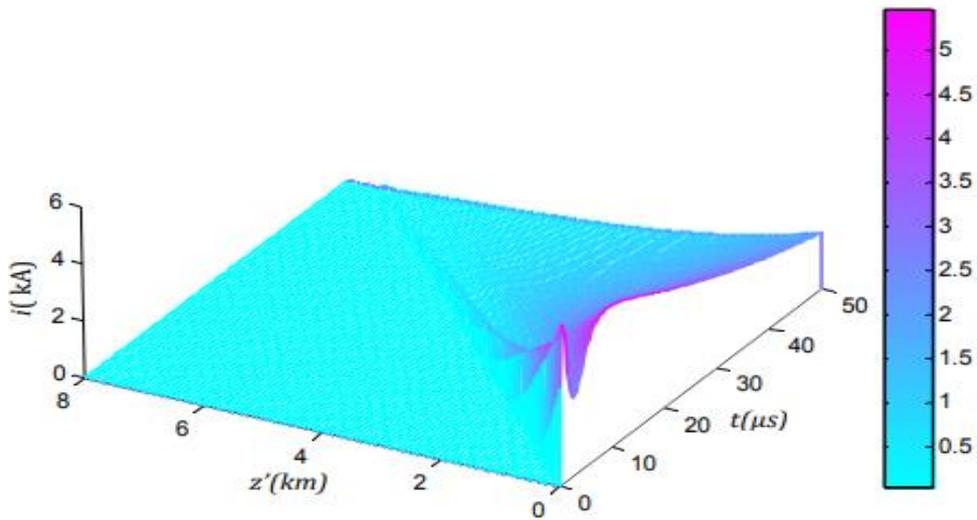


Figure II.7 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLE [12]

II.3.3.5 Modèle de Diendorfer et Uman (DU) (1990)

Le modèle DU implique deux termes [5,24,25,26], l'un est le même que celui du modèle TCS, et l'autre est un courant avec une polarité opposée qui monte instantanément à une valeur égale à l'amplitude du courant de front et décroît exponentiellement en fonction du temps τ_D . Mathématiquement les équations de ce modèle sont :

$$\begin{cases} i(z', t) = i(0, t - z'/v_0) - e^{-\left(t - \frac{z'}{v_f}\right) \tau_D} \cdot i(0, t - z'/v^*) & \text{Si } z' \leq v_f \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{Si } z' > v_f \cdot t \end{cases} \quad \text{II.17}$$

$$\begin{cases} v_f = c^{Ste} \\ \tau_D = c^{Ste} \end{cases} \quad \text{II.18}$$

Avec :

$$v^* = \frac{v_f}{1 + \frac{v_f}{c}} \quad \text{II.19}$$

II.4. Généralisation des modèles d'Ingénieurs

Dans les références [27,28], Rakov a présenté les modèles d'Ingénieurs à savoir les modèles : TL, MTLE, MTLL, BG et TCS, à l'aide d'une seule expression. Cette dernière s'écrit comme

Suit :

$$i(z', t) = P(z') \cdot u\left(t - \frac{z'}{v_f}\right) \cdot i(0, t - \frac{z'}{v}) \quad \text{II.20}$$

Où :

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

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

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

u : Fonction échelon d'unité donné par :

$$u(t) = \begin{cases} t \geq 0 \\ t < 0 \end{cases} \quad \text{II.21}$$

Tableau II.4 : Les paramètres $P(z')$ et v pour les cinq modèles d'Ingénieur [27, 28]

Modèle	$P(z')$	v
TL	1	v_f
MTLL	$1 - \frac{z'}{H}$	v_f
MTLE	$e^{-z'/\lambda}$	v_f
BG	1	∞
TCS	1	$-c$

II.5. Approches d'évaluation du champ électromagnétique rayonné par la foudre

La principale étapes intervenant dans modélisation du problème du rayonnement électromagnétique de la foudre est celle qui consiste en l'évaluation des cartographies du champ électromagnétique rayonné pour être utiles d'une part à la caractérisation spatio-temporelle de ce champ, et d'autre part, à la prédiction des effets de la foudre à travers l'estimation du couplage de ce champ avec les différentes composantes électroniques et/ou électriques en déterminant les courants et les tensions induit dans ces composante. Aussi, différentes approches issues de la théorie relative à la propagation du champ électromagnétique ont été utilisées par la communauté scientifique. Nous essayons à travers cette partie de ce chapitre, de présenter ces différentes approches

II.6.1 Calcul du champ électromagnétique au-dessus du sol

II.6.1.1 Formules générales

Le problème du rayonnement électromagnétique d'un dipôle au-dessus d'un plan conducteur a été traité par Baños en 1966 [38] en déterminant la solution analytique exacte des équations de Maxwell pour chaque milieu en accord avec les conditions aux limites sur l'interface air-sol. En coordonnées cylindriques, les expressions du champ créé par un dipôle électrique placé à une hauteur z' , sont données dans le domaine fréquentiel par l'expression suivante [29] (voir figure II.9) :

Avec :

$$G_{21} = \frac{e^{jK_2 R_d}}{R_d} = \int_0^{+\infty} \frac{e^{-\gamma_2 |z'+z|}}{\gamma_2} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \quad \text{II.23}$$

$$\begin{pmatrix} dE_r(r, z, j\omega) \\ dE_z(r, z, j\omega) \\ dH_\phi(r, z, j\omega) \end{pmatrix} = \frac{I(z', j\omega) dz'}{4\pi} \begin{pmatrix} \frac{j\omega\mu_0}{K_2^2} \frac{\partial^2}{\partial_r \partial_z} \\ \frac{j\omega\mu_0}{K_2^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial_z^2} \right) \\ -\frac{\partial}{\partial_r} \end{pmatrix} (G_{22} - G_{21} + K_1^2 V_{22}) \quad \text{II.24}$$

$$G_{21} = \frac{e^{jK_2 R_r}}{R_r} = \int_0^{+\infty} \frac{e^{-\gamma_2 (z'+z)}}{\gamma_2} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \quad \text{II.22}$$

$$V_{22} = \int_0^{+\infty} \frac{2e^{-\gamma_2 (z'+z)}}{K_2^2 \gamma_1 + K_1^2 \gamma_2} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \quad \text{II.25}$$

et

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

$$\gamma_1 = \sqrt{\lambda^2 - K_1^2} \gamma_2 = \sqrt{\lambda^2 - K_2^2}$$

$$K_1 = \sqrt{\omega^2 \mu_g \varepsilon_g + j\omega \mu_g \sigma_g} \quad K_2 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$$

Où $E_r(r, z, j\omega)$, $E_z(r, z, j\omega)$, et $H_\phi(r, z, j\omega)$ sont respectivement les composantes radiale et verticale du champ électrique et le champ magnétique azimuthal. Les paramètres μ_g , ε_g et

σ_g étant respectivement la permittivité diélectrique, la perméabilité magnétique et la conductivité électrique du sol, J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0, $I(z', j\omega)$ désigne la transformée de Fourier de la distribution du courant le long du canal.

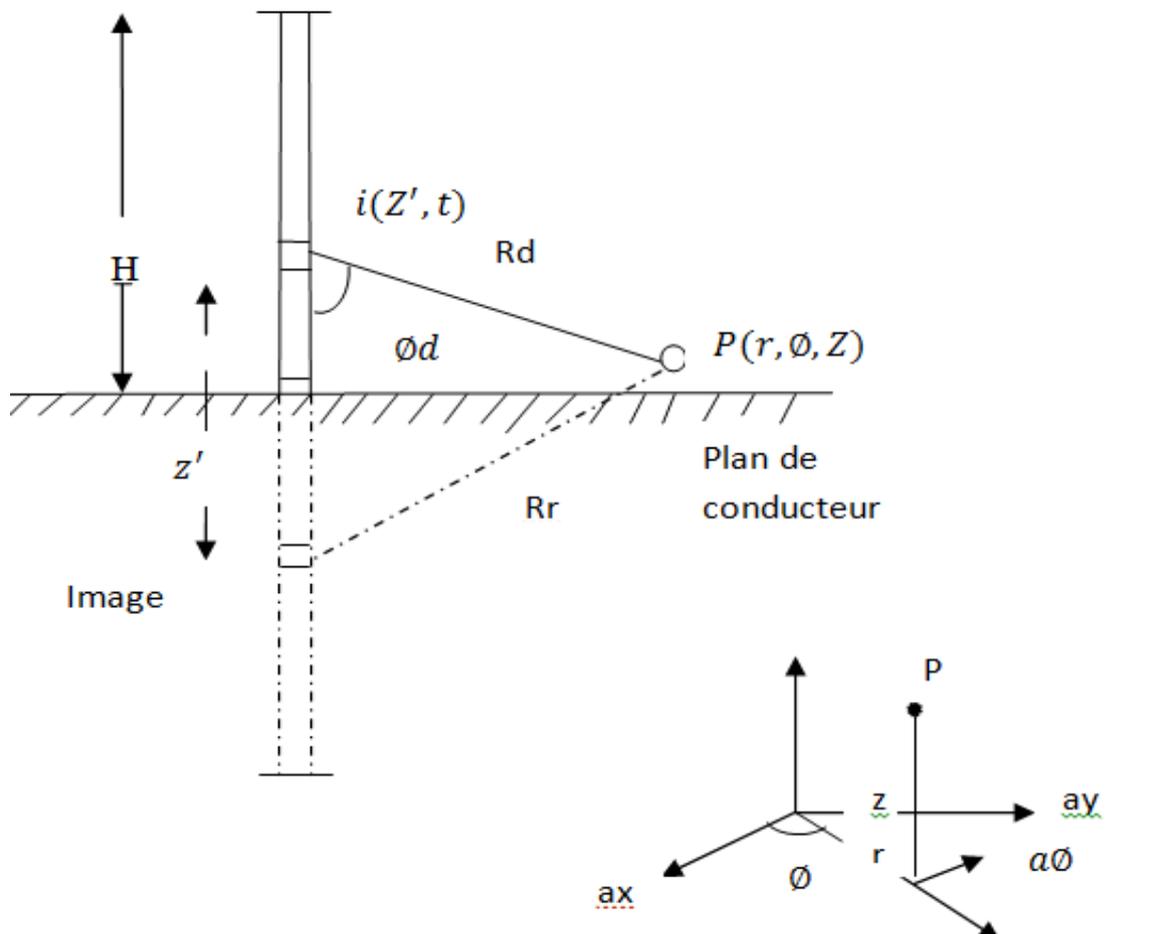


Figure II.8 : Modèle géométrique intervenant dans les équations du champ électromagnétique [29].

L'expression (II.21) contient les intégrales (II.22), (II.23) et (II.24) dites de *Sommerfeld* [39] qui présentent l'inconvénient d'être gourmandes en temps de calcul [30]. De plus, la nécessité d'effectuer une transformée de Fourier inverse afin de revenir dans le domaine temporel, n'est pas sans poser des problèmes d'ordre numérique [30].

II.6.1.2 Approximation d'un sol parfaitement conducteur

En adoptant l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur, le calcul du champ électromagnétique devient plus simple. Dans ce cas, les formes d'ondes du champ électromagnétique peuvent être obtenues dans le domaine temporel de deux

manières différentes : D'une part, grâce à l'utilisation des équations de Maxwell et de la théorie des images (présentée par *Uman* dans la référence [15]), et d'autre part en faisant tendre la conductivité du sol vers l'infini dans les intégrales de Sommerfeld citées auparavant (*Le teinturier* [41]).

On suppose que le courant de l'arc en retour se propage du sol vers le sommet du canalet répond aux différents modèles d'ingénieur présentés dans la section II.2.3. Le champ total rayonné en un point $p(r, \emptyset, z)$ situé au-dessus du sol, s'obtient donc par sommation des contributions de chaque dipôle et de son image de longueur infinitésimale dz' , situé à la hauteur z' et traversé par un courant $i(z', t)$ comme représenté sur la Figure II-9. En approximant le canal foudre à une antenne filaire rectiligne perpendiculaire à un sol parfaitement conducteur, on peut alors exprimer le rayonnement total du canal en point $p(r, \emptyset, z)$ par l'intégration le long du canal de six expressions (II.25), (II.26) et (II.27) :

$$dE_{zp}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \begin{array}{l} \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i\left(z', \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau \text{ contribution électrostatique} \\ + \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) \text{ contribution induite} \\ - \frac{r^2}{c^2R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \text{ contribution rayonnée} \end{array} \right. \quad \text{II.26}$$

$$dE_{rp}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{3(z-z')}{R^5} \int_0^t i\left(z', \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau \text{ contribution électrostatique} \\ + \frac{3(z-z')}{cR^4} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) \text{ contribution induite} \\ - \frac{r(z-z')}{c^2R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \text{ contribution rayonnée} \end{array} \right. \quad \text{II.27}$$

$$dH_{\emptyset p}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi} = \left\{ \begin{array}{l} + \frac{r}{R^3} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) \text{ contribution induite} \\ + \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \text{ contribution rayonnée} \end{array} \right. \quad \text{II.28}$$

Avec :

$$R = \sqrt{r^2 + (z - z')^2}$$

Où l'indice "P" indique que le sol est parfaitement conducteur, ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, μ_0 la perméabilité magnétique du vide, c la vitesse de la lumière, R la distance du dipôle au point d'observation, r la distance radiale entre le canal de foudre et le point d'observation et z' la hauteur du point d'observation par rapport au sol. Cependant, le champ électrique vertical et le champ électrique radial représentent la somme de trois contributions :

1. Une contribution électrostatique ayant pour source l'intégrale du courant de l'arc en retour et représentant la charge du canal,
2. Une contribution induite ayant pour source le courant de l'arc en retour
3. Une contribution rayonnée ayant pour source la dérivée du courant de l'arc en retour.

Le champ magnétique azimutal est, quant à lui, composé par une composante rayonnée (ayant pour source la dérivée du courant de l'arc en retour) et une composante induite (ayant pour source le courant de l'arc en retour).

Bien que l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur permette une simplification importante des équations du champ, elle n'est pas toujours valable. Pour des distances ne dépassant pas quelques kilomètres, elle est une approximation raisonnable dans le calcul du champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal comme il a été montré par plusieurs auteurs (*Rachidi et al.* [42], *Rubenstein* [65], *Zeddamet Degauque* [43]). Quant à la composante radiale du champ électrique, elle est beaucoup plus affectée par la conductivité finie du sol (voir les références [40], [44] et [45]). Pour les distances supérieures à plusieurs kilomètres, la propagation au-dessus d'un sol de conductivité finie n'est plus négligeable et a pour conséquence majeure une atténuation des composantes hautes fréquences, qui se traduit par une diminution de la valeur de pic et de la raideur du front du champ [29].

II.6.1.3 Approximation de CoorayRubenstein

La prise en compte rigoureuse de la conductivité du sol nécessite l'utilisation des Intégrales de Sommerfeld qui présente l'inconvénient d'être lentement convergentes. Ainsi, différents auteurs ont proposé des formules simplificatrices permettant de calculer le champ horizontal en tenant compte de la conductivité du sol [45]. La formule la plus simple est celle connue sous le nom « *l'approximation de CoorayRubenstein* (*Rubenstein* [65], *Cooray* [46]) qui

permet d'obtenir un bon compromis entre le temps de calcul et la précision. La formulation proposée considère que le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal sont indépendants de la conductivité du sol. Selon cette approximation le champ électrique radial est donné dans le domaine fréquentiel par l'expression suivante:

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\phi p}(r, z = 0, j\omega) \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_g + \sigma_g/j\omega}} \quad \text{II.29}$$

Si la conductivité du sol est élevée, l'expression (II.28) peut être simplifiée comme suit :

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\phi p}(r, z = 0, j\omega) \frac{1 + j}{\delta \sigma_g} \quad \text{II.30}$$

Avec :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \varepsilon_g \sigma_g}}$$

δ Désigne l'épaisseur de peau,

Cette approche hybride indépendamment dans [65] et [46], est une des approches qui semble maintenant la plus prometteuse [4]. Elle a été bonne approximation du champ électrique radial dans certains cas significatifs. En effet, cette approche permet de retrouver les polarités positives et négatives du champ aux différentes distances du point d'impact de la foudre (champ proche et champ lointain).

D'autre part les résultats obtenus à l'aide de cette approximation sont proches de ceux obtenus par des expressions rigoureuses.

Récemment en 2002, *Cooray* [47] a rapporté qu'une erreur de plus de 25% est observée sur le pic initial du champ horizontal calculé par l'expression (II.28) à une hauteur de quelques dizaines de mètres. Et il a proposé une modification dans le terme du champ électrique radial correspondant au cas d'un sol parfaitement conducteur et intervenant

à l'expression (II.28). Cette modification minimise l'erreur à moins de 5% :

$$E_{rp}(r, z, j\omega) = [E_{rp}(r, z, j\omega)]_s + [E_{rp}(r, z, j\omega)]_i + 0.4[E_{rp}(r, z, j\omega)]_r \quad \text{II.31}$$

Les indices “s”, “i” et “r” désignent, respectivement, les contributions : électrostatique, induite et de rayonnée correspondantes au champ électrique radial calculé avec l’hypothèse d’un sol parfaitement conducteur.

II.6.2 Champ électromagnétique en dessous du sol

Le problème de l’évaluation des perturbations induites par la foudre dans les câbles souterrains a récemment attiré plus d’attention des chercheurs comparé au passé, et ceci à cause de l’augmentation du nombre des installations électriques situées en dessous du sol durant ces dernières années. L’objectif a été le développement de modèles et d’outils de calcul du champ électromagnétique produit par la foudre en dessous du sol, afin de permettre ensuite l’estimation des courants et des tensions induites par ce champ dans les câbles enterrés. La formule générale citée au paragraphe II.3.1.1 (expression II.21) et qui a été développée par *Bañós*[38], est mathématiquement adaptable au problème de rayonnement électromagnétique de la foudre en un point situé en dessous du sol, mais malheureusement, du point de vue numérique, elle présente toujours les inconvénients cités auparavant.

II.6.2.1 Approximation de Cooray

En 2001, *Cooray*[48] a proposé des expressions simplifiées permettant le calcul des champs électriques pénétrant dans le sol et générés par une onde de type foudre. Ces expressions de champ se basent sur la connaissance du champ électrique dans le cas d’un sol de conductivité finie, au niveau de l’interface sol-air. Ainsi dans le domaine fréquentiel, et sachant que la coordonnée verticale du point d’observation z est négative, ces expressions sont données par :

$$E_z(r, z, j\omega) = E_z(r, z = 0, j\omega) \frac{\varepsilon_0 e^{k_g z}}{\sigma_g + j\omega\varepsilon_g} \quad \text{II.32}$$

$$E_r(r, z, j\omega) = E_r(r, z = 0, j\omega) e^{k_g z} \quad \text{II.33}$$

$$H_\phi(r, z, j\omega) = H_\phi(r, z = 0, j\omega) e^{k_g z} \quad \text{II.34}$$

$$\text{Avec : } k_g = \sqrt{j\omega\mu_0\sigma_g + \omega^2\mu_0\varepsilon_g}$$

En 2004, *Petrache*[58] a fait une comparaison entre les expressions simplifiées de *Cooray* et les solutions numériques exactes publiées par *Zeddani*[31]. Le point d'observation est situé à une distance de 100 m du canal de foudre à deux profondeurs en dessous du sol (1 m et 10 m) et pour deux valeurs de conductivités du sol : 0.01 S/m et 0.001 S/m. Il a trouvé que l'approximation de *Cooray* donne des résultats très satisfaisants.

II.6.2.2 Algorithme de Delfino et al.

Récemment, en 2006 *Delfino et al.* [49] ont proposé un algorithme efficace pour l'évaluation exacte du champ électromagnétique en dessous d'un sol imparfait. Ces auteurs ont présenté l'expression (II.21) à une autre forme connue sous le nom « *fonction de Green* » [49] qui s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{cases} E_z(r, z, j\omega) = \frac{j}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^H \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^2}{n^2\gamma_2 + \gamma_1} I(z', j\omega) J_0(\lambda r) \exp(\gamma_1 z - \gamma_2 z') d\lambda dz' \\ E_r(r, z, j\omega) = \frac{-j}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^H \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^2 \gamma_1}{n^2\gamma_2 + \gamma_1} I(z', j\omega) J_1(\lambda r) \exp(\gamma_1 z - \gamma_2 z') d\lambda dz' \\ H_\phi(r, z, j\omega) = \frac{n^2}{2\pi} \int_0^H \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^2}{n^2\gamma_2 + \gamma_1} I(z', j\omega) J_1(\lambda r) \exp(\gamma_1 z - \gamma_2 z') d\lambda dz' \end{cases} \quad \text{II.35}$$

Avec :
$$n = \frac{K_1}{K_2}$$

Le paramètre n désigne le nombre de réfraction complexe, K_1 et K_2 désignent les nombres d'onde dans le sol et l'air respectivement, J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1. En effet, les auteurs de cette même référence [49] ont remédié à l'inconvénient de la semi-infinité de l'intervalle d'intégration par rapport à la variable complexe λ intervenant dans l'expression (II.34), par une technique mathématique qui consiste à trouver un point M appartenant à cette intervalle et qui peut minimiser l'écart entre l'intégration sur l'intervalle semi infini et celle sur la sous intervalle limité par ce point M , ce dernier est obtenu par des procédures itératives (pour plus de détails voir la référence [49]).

Par ailleurs, l'algorithme de *Delfino et al.*, développé sur la base des expressions (II.34) a été utilisé pour tester la validité de la formule de *Cooray*. Cette dernière utilisée pour la prédiction du champ électromagnétique permet l'obtention d'un bon accord avec la solution exacte pour les grandes valeurs de la conductivité du sol (≈ 0.01 S/m). Cependant, pour les petites valeurs

de la conductivité (≈ 0.001 S/m), la formule de Cooray donne des résultats moins satisfaisants par rapport à la formulation exacte.

II.6.2.3 Approximation par la méthode FDTD

La méthode numérique des différences finies points centrés dite, FDTD (Finité Différence Time Domain) a été introduite dans le domaine de l'électromagnétisme en 1966 par *Yee*. Elle a été ensuite raffinée et employée par beaucoup de chercheurs dans différents secteurs comportant des phénomènes de dispersion d'ondes électromagnétiques, et de couplage onde structure. Cependant, dans le domaine de recherche lié à la foudre, la méthode FDTD a été largement utilisée, pour calculer les surtensions et les courants induits dans les lignes aériennes causés par des coups de foudre indirects (voir par exemple : [32], [23], [50] [52-55]). En revanche, pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre, cette méthode a été présentée dans plusieurs travaux sur la base des approches hybrides combinant la FDTD et d'autres méthodes analytiques (voir les références : [55], [56],[57], [59]). A notre connaissance, la méthode FDTD a été introduite pour la première fois d'une manière complète dans le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre, en 2007 par *Mimouniet al.* [60]. Le calcul a été effectué par ces auteurs au-dessus et en dessous d'un sol caractérisé par une conductivité finie. En outre, cette méthode consiste à résoudre les équations de Maxwell par l'utilisation des différences finies et sera abordée plus largement dans le quatrième chapitre. Par ailleurs, les auteurs de la référence [61] ont présenté une comparaison entre les résultats du champ électrique radial obtenus à l'aide de la méthode FDTD, et ceux obtenus en utilisant deux approches, à savoir l'algorithme de *Delfinoet al.* et l'approche de *Cooray*. La comparaison a été effectuée pour des points d'observation situés en dessous du sol à une distance radiale de 50m du canal de foudre, et pour deux valeurs de la conductivité du sol (0.01 S/m et 0.001 S/m). Contrairement à l'approximation de *Cooray*, cette comparaison a permis l'obtention d'un bon accord avec la solution exacte pour les faibles valeurs de la conductivité (0.001 S/m) en plus de son accord dans le deuxième cas (0.01 S/m)

II.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la modélisation de l'arc en retour d'une décharge de foudre nuage-sol. En premier temps les formules analytiques du courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre ont été données. Par la suite les différentes classes de modèles décrivant la propagation de l'onde de courant d'arc en retour ont été présentées. Une attention particulière a été réservée aux modèles dits « d'Ingénieurs » ainsi qu'aux modèles

électromagnétiques Concernant le calcul du champ électromagnétique en dessous d'un sol de conductivité finie, nous avons cité trois approches à savoir :

1. La formule de Cooray qui est une bonne approximation pour des grandes valeurs de la conductivité du sol soit les valeurs supérieures à 0.001 S/m.
2. L'algorithme de *Delfino et al.* qui donne la solution exacte du champ électromagnétique en dessous du sol pour toutes les valeurs considérées de la conductivité du sol.
3. La méthode FDTD qui présente l'intérêt d'être capable de calculer le champ électromagnétique rayonné dans n'importe quelle position du point d'observation considérées (au-dessus ou bien en dessous du sol), tout en abordant le problème du rayonnement électromagnétique de la foudre avec moins d'hypothèses simplificatrices.

Chapitre III

**Calcul du champ électromagnétique
lointain rayonné par la foudre à l'aide
d'une méthode hybride (FDTD - Intégrales
de Sommerfeld)**

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 (par exemple : la supposition d'un canal rectiligne et vertical, sol parfaitement conducteur,...etc.). 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.

Par ailleurs, les études menées par plusieurs chercheurs spécialisés dans ce domaine ont été orientées dans la majorité vers le développement de différentes approches de calcul du champ électromagnétique rayonné afin de caractériser le phénomène le plus fidèlement que possible à la réalité physique de ce dernier. L'objectif est l'implémentation numérique des modèles prédictifs valable qui peuvent constituer une base solide pour la simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre ce qui permettra en suite de réduire le cout de l'expérimentation. Et comme nous avons vu dans le chapitre précédant, nous distinguons entre les approches analytiques qui réduisent le problème du rayonnement électromagnétique de la foudre à l'évaluation mathématique des Intégrales de Sommerfeld qui sont en générale très gourmandes en terme de convergence notamment en absence de l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur qui peut soulager les calculs, et celles des approches numériques qui consistent en la résolution des équations de Maxwell tout en adoptant un maillage spatial prédéfinie. En effet, l'une des plus importantes difficultés connues vis-à-vis aux approches numérique est l'infinité de la région d'analyse ce qui a créé la nécessité de la troncature fictive de ce dernier à travers l'utilisation des conditions aux limites prenant en compte le domaine extérieur. Ces conditions aux limites sont dites absorbantes (« Absorbing Boundary Conditions » : ABC) car elles minimisent, quand elles ne sont pas exactes, les réflexions non physiques sur la frontière de sorte que celle-ci apparaisse quasi transparente aux ondes sortant du domaine et se propageant vers l'infini.

Dans ce chapitre, nous présentons le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre en considérant l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur. Tout d'abord, les

principes de base de la méthode FDTD utilisée dans nos simulations seront décrits. Notre apport dans ce calcul basé sur cette méthode, se traduit par l'exploitation d'un type de conditions aux limites absorbantes qui sont fondées sur le calcul des valeurs du champ magnétique aux frontières fictives de la région d'analyse à travers l'évaluation numérique des intégrales de Sommerfeld [1]. Le code de calcul développé dans le cadre de ce mémoire, sur la base cette approche, sera passée par une phase de validation à travers la comparaison de nos résultats obtenus en exploitant notre code de calcul avec ceux obtenus expérimentalement. Nous présentons ensuite, une évaluation de cette approche par la comparaison des résultats obtenus en adoptant les conditions aux limites absorbantes exploitées dans ce travail, avec ceux obtenus en adoptant les conditions aux limites absorbantes habituelles dites de « Mur du premier ordre ».

III.2. Formulation du champ électromagnétique

Les équations de Maxwell gouvernent tous les phénomènes électromagnétiques. Ainsi, l'utilisation de la méthode FDTD consiste à ramener la résolution de ces équations dans le domaine de calcul compte tenu des conditions aux limites, à celle d'un système d'équations algébriques dont la solution conduit à la distribution spatio-temporelle du champ électromagnétique rayonné aux nœuds d'un maillage spatio-temporel prédéfini. La formulation standard des équations de Maxwell s'écrit comme suit [12]

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

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

Avec :

\vec{E} : Champ électrique;

\vec{H} : Champ magnétique;

μ : Perméabilité magnétique;

ε : Permittivité diélectrique;

σ : Conductivité électrique.

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) $\sigma = 0$, $\varepsilon = \varepsilon_0$

et $\mu = \mu_0$. Ce qui peut rendre le 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.Principe de base de la méthode FDTD [28]

III.3.1.Discrétisation spatio-temporelle

La résolution du système d'équations aux dérivées partielles (III.4) 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 .

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

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

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

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

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

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

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

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:

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

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

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.4), 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 :

Champ électrique vertical

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

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

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

Champ électrique radial

$$E_r^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) = E_r^n\left(i + \frac{1}{2}, j\right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} \left[H_\varphi^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - H_\varphi^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}\right) \right] \quad \text{III.12}$$

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

Champ magnétique azimutal

$$H_\varphi^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) = H_\varphi^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta r} \cdot \left[E_z^n\left(i + 1, j + \frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right) \right] - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} \cdot \left[E_r^n\left(i + \frac{1}{2}, j + 1\right) - E_r^n\left(i + \frac{1}{2}, j\right) \right] \quad \text{III.13}$$

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

Enfin, il est à noter que le choix des pas spatiales Δr et Δz , et le pas temporel Δt , doivent remplir une condition de stabilité de calcul qui est exprimée par l'équation:

$$\Delta t < \frac{\min(\Delta r, \Delta z)}{2c} \quad \text{III.14}$$

III.3.2. Conditions aux limites absorbantes (ABC)

La modélisation d'un problème électromagnétique en milieu ouvert par une méthode finie, utilisant une discrétisation de la région d'analyse, nécessite la troncature du domaine infini par une frontière fictive.

Pour respecter l'aspect non borné du problème du rayonnement électromagnétique de la foudre, il est essentiel d'imposer sur cette frontière des conditions aux limites qui prennent

en compte le domaine extérieur. Ces conditions aux limites sont dites absorbantes ("Absorbing Boundary Conditions" : ABC) (Figure III.1) car elles minimisent, quand elles ne sont pas exactes, les réflexions non physiques sur la frontière de sorte que celle-ci apparaisse quasi transparente aux ondes sortant du domaine et se propageant vers l'infini. Dans leur forme asymptotique, où le bord artificiel est rejeté vers l'infini. Ces conditions sont aussi dénommées conditions transparentes, conditions non réfléchissantes, conditions de rayonnement, conditions d'espace libre ou conditions ouvertes. [12]

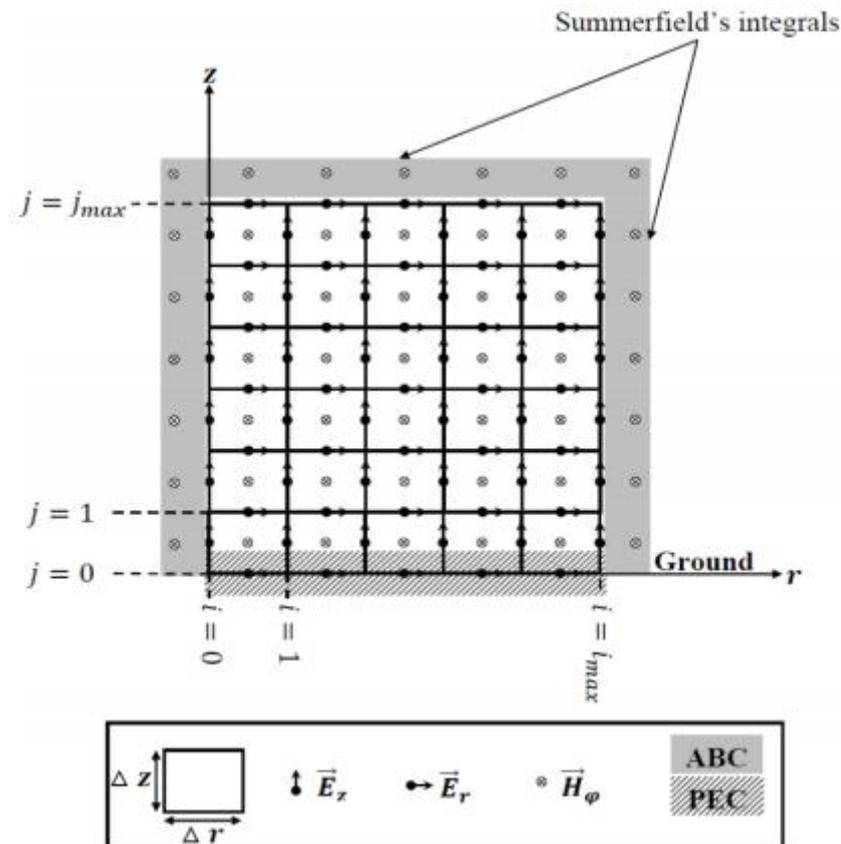


Figure III.1. Maillage 2 D-FDTD (coordonnées cylindriques). [1]

Il existe dans la littérature plusieurs types de conditions aux limites absorbantes. Parmi celles-ci, on peut citer :

Les conditions aux limites de Mur[62]

Ces conditions développées par Mur [62], possèdent l'avantage d'être faciles à implémenter numériquement. En effet, Elles consistent en l'extrapolation des valeurs du champ magnétique aux nœuds situés sur les limites du domaine discrétisé suivant le principe

de discrétisation de la méthode FDTD (figure III.1), à partir des valeurs du champ magnétique pré-calculées aux nœuds situés au voisinage intérieur immédiat de ces limites. Si ces dernières sont suffisamment éloignées de la source du champ électromagnétique, les valeurs du champ magnétique sur les frontières du domaine sont obtenues par l'extrapolation du premier ou du deuxième ordre.

La couche parfaitement absorbante PML ("Perfectly Matched Layer") [63]

Ce type de conditions aux limites a été présenté par *Bérenger* [63]. Son principe est basé sur l'utilisation d'une couche absorbante autour des frontières du domaine de calcul afin d'éviter toute réflexion d'ondes électromagnétiques sortantes à travers ces frontières. L'avantage de ce type de conditions réside dans la possibilité de les placer à des endroits extrêmement proches de la source du rayonnement électromagnétique vu que la couche extérieure (PML) qui entoure le domaine de calcul est parfaitement absorbante.

Les conditions aux limites absorbantes CBO ("Complimentary Boundary Operator") [64]

Les conditions aux limites absorbantes CBO présentent une technique de troncature des domaines de calcul ouverts. Cette technique a été développée par *Ramahi* [64], elle est conçue proprement pour l'évaluation du champ proche, ainsi que pour l'analyse du rayonnement électromagnétique engendré par des courants caractérisés par une durée d'impulsion très courte.

L'algorithme de limite à basse fréquence LFBA ("Low Frequency Boundary Algorithme") [65]

Ces conditions aux limites ont été présentées par *Rudolph et al.* [68] Afin d'analyser les effets directs de la foudre sur les avions. L'avantage de cet algorithme est la facilité d'implémentation sur le plan informatique notamment avec des codes de calcul basés sur la méthode FDTD. Cependant, cet algorithme présente aussi l'inconvénient d'avoir des problèmes liées à la stabilité numérique pour des temps d'analyse très lents.

Dans le but de simplification de la mise en œuvre du code de calcul développé dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé les conditions aux limites absorbantes au premier ordre développées par *Mur* [62]. Leurs approximations aux différences finies sont comme suit :

Dans la direction radiale

$$H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) = \frac{r_{-\frac{1}{2}}}{4\pi} \int_{-H}^H \left[\frac{i\left(z', t_{n+\frac{1}{2}} - \frac{R_{-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}}{c}\right)}{\left(R_{-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}\right)^3} + \frac{\frac{1}{c} \frac{\partial i\left(z', t_{n+\frac{1}{2}} - \frac{R_{-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}}{c}\right)}{\left(R_{-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}\right)^2 \partial t}}{\partial t} \right] dz' \quad \text{III.16}$$

et

$$H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{max} + \frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) = \frac{r_{i_{max}+\frac{1}{2}}}{4\pi} \int_{-H}^H \left[\frac{i\left(z', t_{n+\frac{1}{2}} - \frac{R_{i_{max}+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}}{c}\right)}{\left(R_{i_{max}+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}\right)^3} + \frac{\frac{1}{c} \frac{\partial i\left(z', t_{n+\frac{1}{2}} - \frac{R_{i_{max}+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}}{c}\right)}{\left(R_{i_{max}+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}\right)^2 \partial t}}{\partial t} \right] dz' \quad \text{III.15}$$

Dans la direction verticale

$$H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}\right) = \frac{r_{i+\frac{1}{2}}}{4\pi} \int_{-H}^H \left[\frac{i\left(z', t_{n+\frac{1}{2}} - \frac{R_{i+\frac{1}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}}}{c}\right)}{\left(R_{i+\frac{1}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}}\right)^3} + \frac{1}{c} \frac{\partial i\left(z', t_{n+\frac{1}{2}} - \frac{R_{i+\frac{1}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}}}{c}\right)}{\left(R_{i+\frac{1}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}}\right)^2 \partial t} \right] dz' \quad \text{III.16}$$

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

z' Représente une hauteur dans le canal de foudre varie entre $-H$ et H , les valeurs négatives de cette hauteur représentent l'image du canal qui modélise la réflexion totale du champ électromagnétique sur la surface du sol puisque ce dernier est considéré comme parfaitement conducteur. $R_{i,j}$ est la distance entre le dipôle élémentaire dz' dans le canal de foudre et le point d'observation ayant les coordonnées r_i et z_j . Cette distance est donnée par l'expression suivante:

$$R_{i,j} = \sqrt{r_i^2 + (z' - z_j)^2} \quad \text{III.17}$$

III.4. Conditions aux limites au niveau du sol et à la limite complétant le canal de foudre [1]

- *Au niveau du sol*

Comme montre la (figure III.1), la condition à la limite assurant l'hypothèse d'un sol parfaitement est celle qui consiste à mettre le champ électrique tangentiel à la surface du sol égal à zéro. Cette condition est connue sous le nom « condition de conducteur parfait » (« *The Perfect électrique Conducteur* » **PEC**). Elle est donnée par la relation suivante:

$$E_r^n \left(i + \frac{1}{2}, 0 \right) = 0$$

III.22

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

III.5. Résultats de simulation et analyses

III.5.1. Validation expérimentale du code de calcul développé

La validation expérimentale du code de calcul développé est réalisée à travers une comparaison entre les résultats de simulation obtenus en exploitant notre code de calcul développé sur la base de l'approche décrites ci-dessus ,et des mesures issues de la référence [23] et qui ont été effectuées lors d'une campagne expérimentale en Août 1995 au Centre Spatial Kennedy, en Floride.

Le courant à la base du canal est modélisé par la somme de deux fonctions d'Heidler dont les paramètres, sont ceux illustrés dans le (tableau III.1.)

Dans la (figure III.2.a) nous présentons l'allure temporelle du courant à la base du canal calculée à l'aide du modèle d'Heidler. La (figure III.2.b) présente l'Allure temporelle mesurée lors de la campagne expérimentale suscitée.

Tableau III. 1: Paramètres des deux fonctions d'Heidler simulants le courant de foudre à la base du canal [23].

Paramètres de la première fonction d'Heidler				Paramètres de la deuxième fonction d'Heidler			
$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{11} (\mu\text{s})$	$\tau_{12} (\mu\text{s})$	n_1	$I_{02}(\text{KA})$	$\tau_{21} (\mu\text{s})$	$\tau_{22} (\mu\text{s})$	n_2
10.5	0.6	0.9	2	7	1.4	14	2

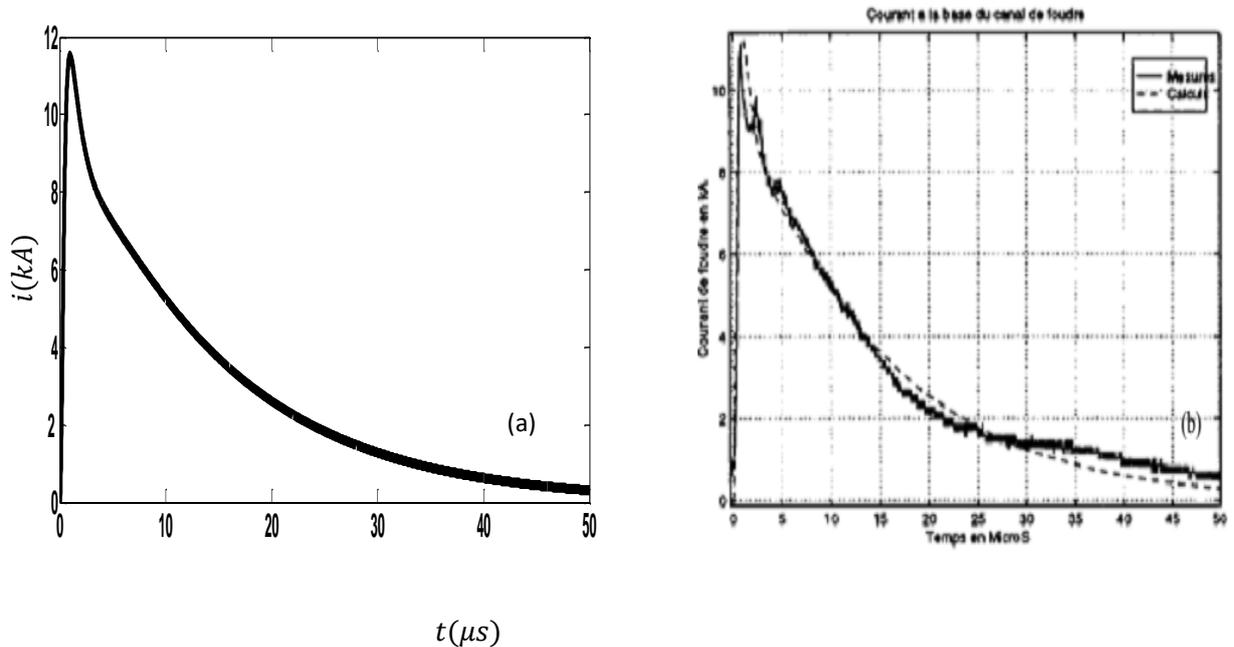


Figure III. 2. Variations temporelles du courant à la base du canal (a) calculée à l'aide du modèle d'Heidler, (b) courbe mesurée issue de la référence [23].

A l'issue de cette comparaison, nous pouvons conclure que les résultats du courant à la base du canal obtenus à travers notre code de calcul, concordent avec ceux obtenus expérimentalement (figure III.2).

Les figures (III.3.a et III.4.a) présentent respectivement la forme d'onde du champ électrique vertical évaluée à une distance radiale (par rapport au canal de foudre) $r = 62 m$ et à une hauteur (par rapport au sol) $z = 1 m$ ainsi que celle du champ magnétique azimutal évaluée à une distance radiale $r = 97 m$ et à une hauteur $z = 1 m$. La forme d'onde mesurée du champ électrique vertical et celle du champ magnétique azimutal sont présentées respectivement dans les (figures III.3.b et III.4.b).

Le canal de foudre est représenté par le modèle MTLE, avec une vitesse de propagation du courant le long du canal $v_f = 0.8 \times 10^8 m/s$, et un taux de décroissance de ce courant le long du canal $\lambda = 1 km$

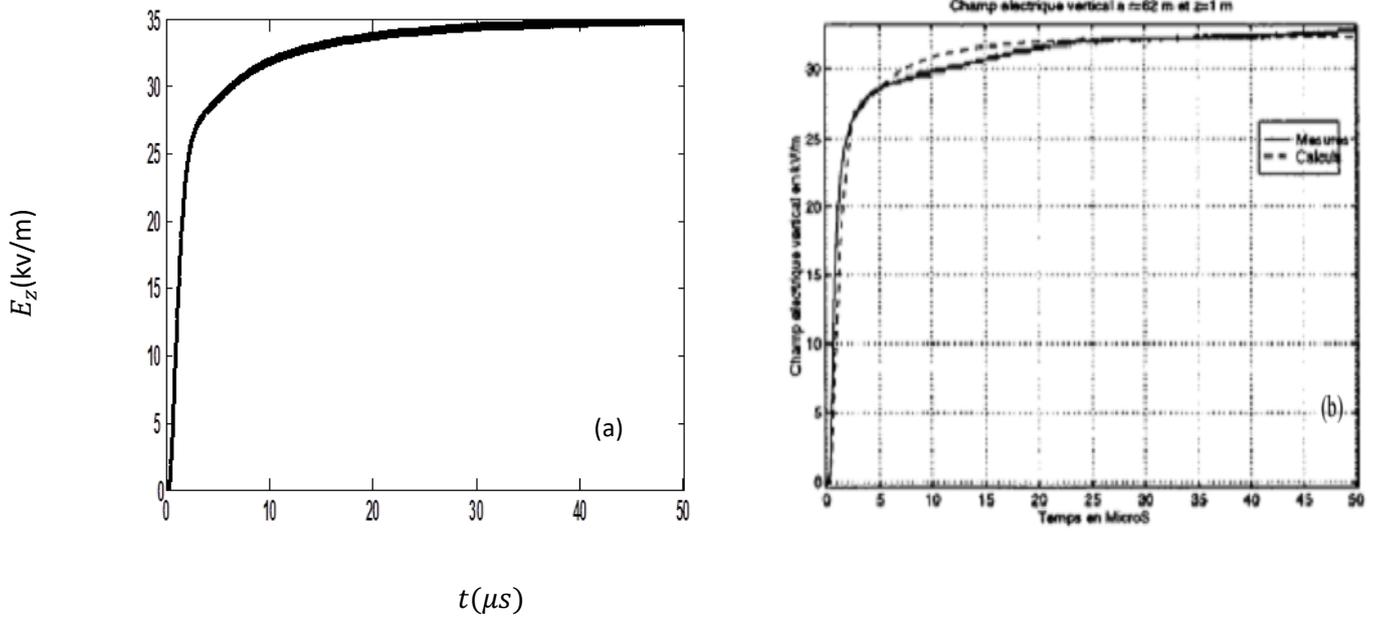


Figure III. 1 . Variations temporelles du champ électrique vertical pour $r = 62 \text{ m}$ et $z = 1 \text{ m}$ (a) calculée par l'approche hybride, (b) courbe mesurée issue de la référence [23].

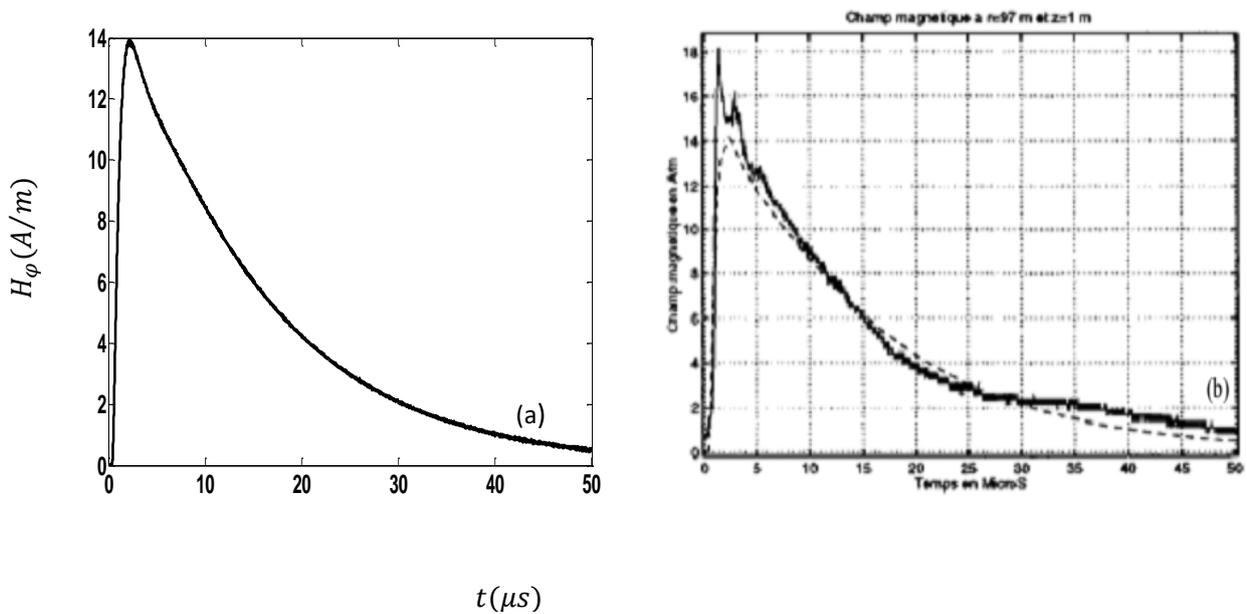


Figure III. 2 . Variations temporelles du champ magnétique azimuthal pour $r = 97 \text{ m}$ et $z = 1 \text{ m}$ (a) calculée par l'approche hybride, (b) mesurées référence [23].

D'après cette comparaison, nous pouvons remarquer la bonne concordance entre les courbes calculées à l'aide de l'approche hybride exploitée dans ce travail, et celles obtenues à travers des mesures effectuées lors de la campagne expérimentale au Centre Spatial Kennedy [23].

III.5.2. Comparaison avec des résultats obtenus par la méthode FDTD utilisant les conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre

III.5.2.1. Point d'observation situé à 1000m du canal

Dans une optique de mettre en évidence de quelques avantages de l'approche de calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre et qui est basé sur une hybridation entre la méthode FDTD, et ceux des intégrales de Sommerfeld qui ont été utilisés comme des conditions aux limites absorbantes, nous avons choisi de comparer les résultats obtenus à travers cette approche à ceux obtenus en utilisant la même méthode FDTD mais en adoptant des conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre. Nous allons essayer à travers cette comparaison de montrer que le rapprochement de la limite verticale de la région d'analyse, calculée par les conditions aux limites de Mur du premier ordre, vers le point d'observation apporte une erreur notable sur les résultats obtenus. Par contre, ce rapprochement est presque négligeable lorsqu'il s'agit des conditions aux limites absorbantes calculées analytiquement en utilisant les intégrales de Sommerfeld. Cette comparaison a été réalisée dans ce travail de la manière suivante :

Les (figures III.5, III.6) présentent respectivement les formes d'ondes du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal évaluées au point d'observation ($r = 1 \text{ km}$, $z = 5 \text{ m}$). Pour voir l'effet du rapprochement de la limite verticale vers ce point d'observation, nous avons tracé à nouveau chacune de ces formes d'ondes pour les trois cas suivants:

- Limite suffisamment éloignée du point d'observation pour avoir une bonne précision, placée à $r_{max} = 2000 \text{ m}$, et calculée en adoptant les conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre.
- Limite très proche du point d'observation, placée à $r_{max} = 1005 \text{ m}$, et calculée en adoptant les conditions aux limites absorbantes de Mur du premier ordre.
- Limite très proche du point d'observation, placée à $r_{max} = 1005 \text{ m}$, et calculée analytiquement à travers des intégrales de Sommerfeld.

Les paramètres du courant à la base du canal ainsi que ceux de sa répartition le long de ce dernier sont les mêmes paramètres cités auparavant dans le (paragraphe III.5.1).

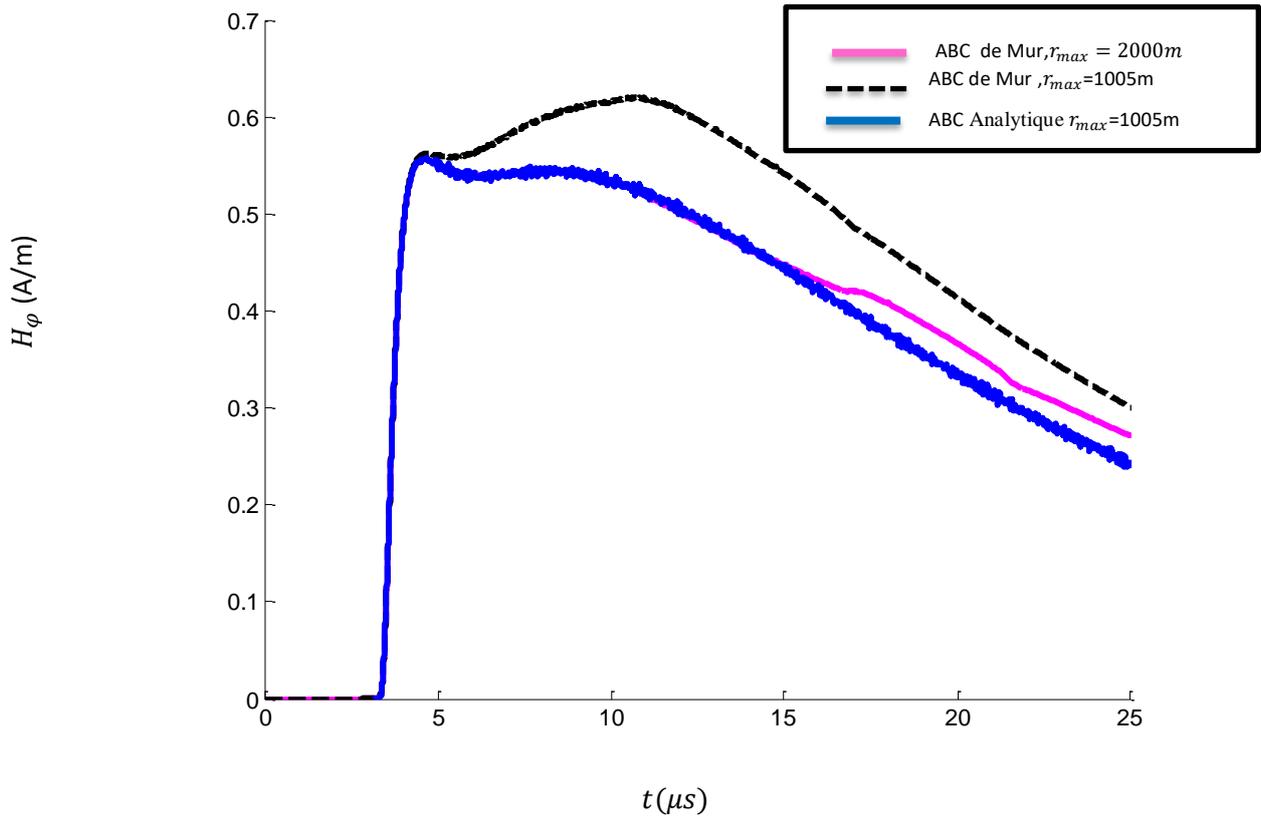


Figure III.5. Forme d'onde de champ magnétique vertical à $r = 1km$ et $z = 5m$.

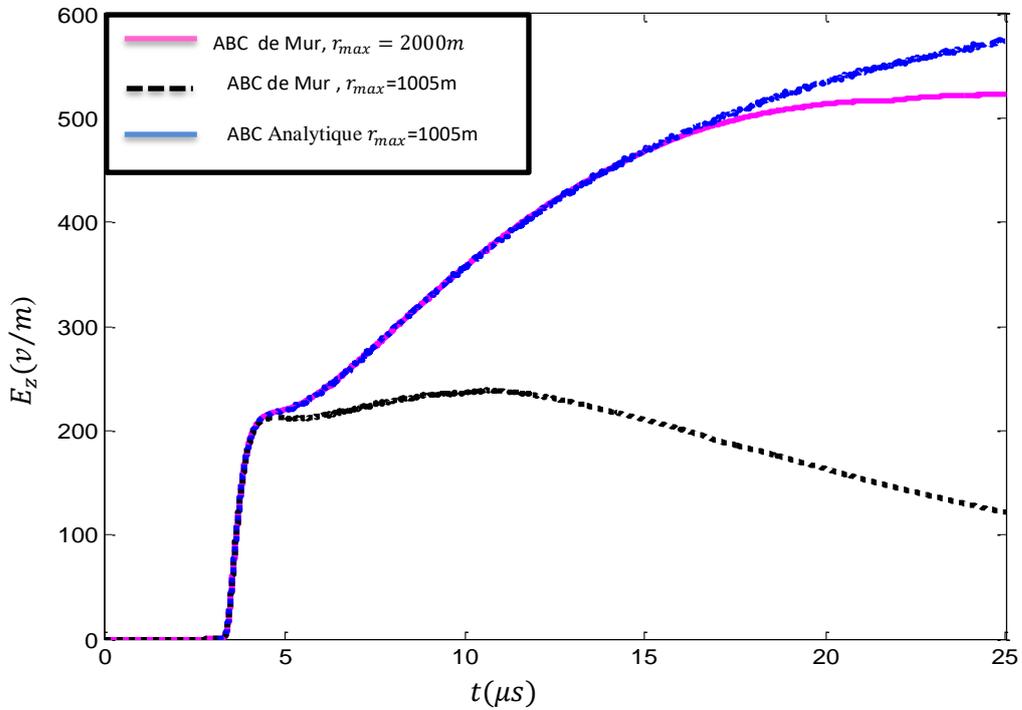


Figure III.6. Forme d'onde de champ électrique vertical à $r = 1km$ et $z = 5m$.

D'après cette comparaison, et si nous considérons que les formes d'ondes obtenues pour le premier cas correspondant à une ABC de Mur placée à $r_{max} = 1000 \text{ m}$, ont une bonne précision vu que cette ABC est suffisamment éloignée du point d'observation, nous pouvons mettre le doigt sur l'erreur notable apportée sur ces formes d'ondes lorsqu'il s'agit du deuxième cas relatif à une ABC de Mur placée à $r_{max} = 60 \text{ m}$. Cette erreur est moins significative par rapport à la forme d'onde du champ magnétique du fait que cette composante est toujours tangentielle sur les limites de la région d'analyse. Contrairement à ce comportement des formes d'ondes par rapport au rapprochement de la limite verticale de la région d'analyse vers le point d'observation, les courbes obtenues en adoptant les conditions aux limites calculées analytiquement à travers l'évaluation numérique des intégrales de Sommerfeld ont une bonne précision même si ces conditions aux limites absorbantes sont calculées au voisinage immédiat du point d'observation.

Nous pouvons affirmer donc que cette approche de calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre porte une certaine particularité qui n'existe pas dans les ABC de Mur. C'est la bonne précision même pour des nœuds dans la région d'analyse très proches des limites de cette dernière. Ce qui nous a encouragés de chercher d'autres résultats pour des distances lointaines (10000 m).

III.5.2.2. Point d'observation situé à 10000m du canal

Les premières simulations effectués et qui ont été basées sur cette approche hybride sont celles publiées dans la référence [1]. En fait, les résultats obtenus ont été calculées pour une distance très proche du canal (50 m) juste pour voir son efficacité de calcul. A cette effet, l'objectif ici c'est de montrer que les avantages de cette approche commencent à apparaître d'une façon très claire lorsqu' on va vers les distances lointaines notamment en termes d'espace mémoire utilisé et par conséquent du temps de calcul.

Dans ce contexte, nous avons exploité notre code de calcul Matlab élaboré dans le cadre de ce travail et basé sur cette approche pour tracé les (figures III.7, III.8) qui présentent respectivement les formes d'ondes, du champ magnétique azimutal et du champ électrique vertical évaluées au point d'observation ($r = 10 \text{ km}$, $z = 5 \text{ m}$). A titre de comparaison, nous avons tracé à nouveau sur chacune de ces deux figures les formes d'onde obtenues en adoptant des conditions aux limites de Mur du premier ordre.

Nous avons utilisé toujours les mêmes paramètres du courant à la base du canal ainsi que la répartition de ce courant le long de ce dernier

La limite verticale a été éloignée dans cette simulation pour les deux cas à la distance de $r_{max} = 11 \text{ km}$

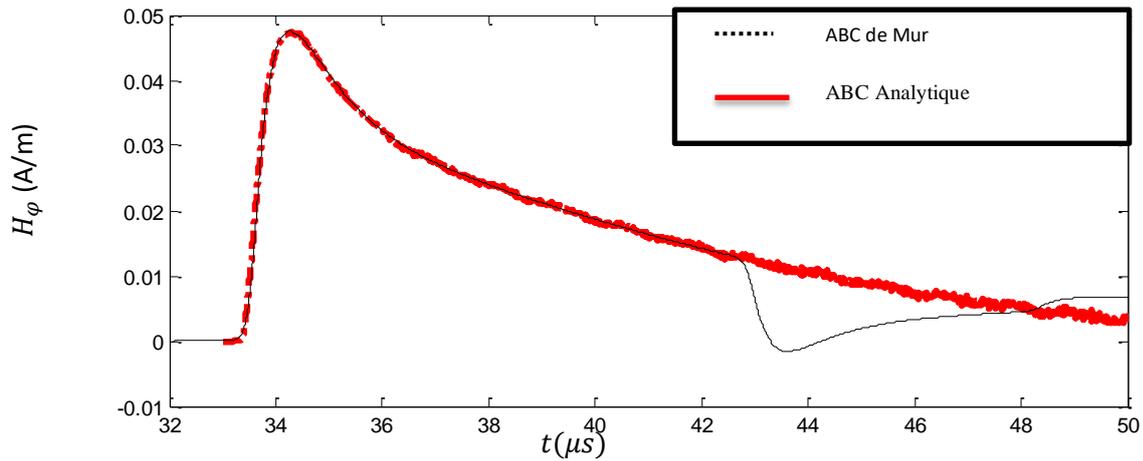


Figure III.7 Forme d'onde de champ magnétique à $r = 10000m$ et $z = 5m$.

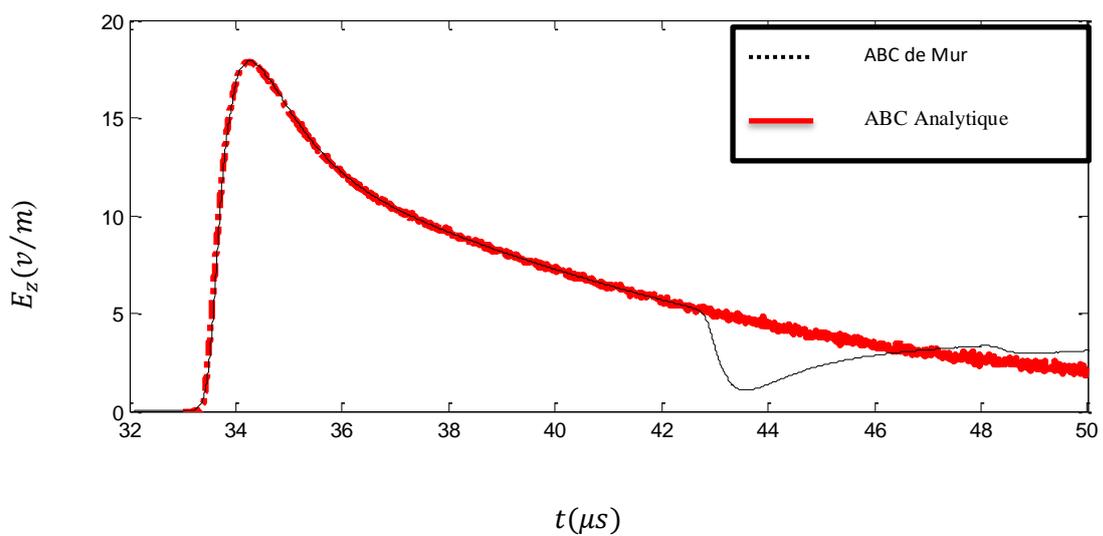


Figure III.8 : Forme d'onde de champ électrique vertical à $r = 10000m$ et $z = 5m$.

Nous pouvons remarquer clairement sur les deux figures ce qui est probablement une superposition d'une onde réfléchie numériquement à travers les conditions aux limites de Mur contrairement aux allures calculées en adoptant les intégrales de Sommerfeld. Ceci constitue un avantage pour cette approche.

Ainsi, le tableau (III.2) illustre une comparaison entre les tailles des matrices mises en jeu lors des calculs pour les deux cas cités ci-dessus (FDTD+ABC Mur et FDTD+ABC Sommerfeld) la comparaison a été effectuée pour chaque composant du électromagnétique. Nous pouvons remarquer à travers cette comparaison une diminution importante des tailles des Matrices lorsqu'il s'agit du calcul basé sur l'approche FDTD adaptant des ABC de Sommerfeld. Cette diminution est de 99 % de l'espace mémoire utilisé lors du calcul basé sur la même méthode FDTD utilisant des ABC de Mur. Ce qui peut constituer un grand avantage pour cette approche dans le cas de l'étude du champ électromagnétique lointain rayonné par la foudre.

Tableau III.2. Tailles des Matrices de trois composants de champ électromagnétique intervenants dans le calcul

	E_r	E_z	H_φ
ABC de Mur	2020×801 $\times 10001$	$2021 \times 800 \times 10001$	2021×80 $\times 10001$
ABC de Sommerfeld	$40 \times 21 \times 3402$	$41 \times 20 \times 3402$	$42 \times 21 \times 3402$

III.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le rayonnement électromagnétique de la foudre à la lumière d'une approche hybride basée principalement sur la méthode FDTD qui a été utilisée pour déterminer le champ électromagnétique rayonné lointain, et ceux des intégrales de Sommerfeld pour évaluer ce champ dans les limites de cette région. Dans un but de simplification, nous avons utilisé l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur. En effet, la validation expérimentale du code de calcul développé sur la base de cette approche, a été réalisée à travers une comparaison entre les résultats obtenus à l'issue de la simulation, et des mesures tirées de la littérature et qui ont été effectuées lors d'une campagne expérimentale en Août 1995 au Centre Spatial Kennedy, en Floride. Ainsi, cette comparaison a montré

clairement la bonne concordance entre résultats obtenus en exploitant notre code de calcul et ceux obtenus à travers des mesures.

Dans ce même chapitre, et comparativement à un code de calcul basé sur la méthode FDTD en adoptant les ABC de Mur du premier ordre, nous avons pu mettre en évidence que l'hybridation entre la méthode FDTD et des conditions aux limites absorbantes calculées analytiquement à travers l'évaluation numérique des intégrales de Sommerfeld, a un grand avantage de la bonne précision lorsqu'il s'agit des points d'observation très proches aux limites de la région d'analyse, ainsi que la réduction importante de l'espace mémoire utilisé lors des calculs dans le cas des champs lointains.

Conclusion et perspectives

Conclusion général

Le travail présenté dans ce mémoire, s'inscrit dans le cadre général de l'étude de la compatibilité électromagnétique consistant en la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la l'étude du champ électromagnétique lointain rayonné par la foudre toutes en essayant d'avoir une précision acceptable avec un espace mémoire réduit. Aussi, cette étude a pour objectif d'exploiter une méthode hybride combinant entre la méthode FDTD et les intégrales de Sommerfeld sachant cette méthode été proposée récemment dans la référence [1]. Elle été utilisée dans cette référence pour une distance très proche du canal de foudre.

Après avoir rappelé dans le premier chapitre la théorie relatif 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 associé à 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. Nous avons présenté dans ce même chapitre, les différentes approches utilisées par la communauté scientifique afin de déterminer le champ électromagnétique rayonné par la foudre au dessus et en dessous d'un sol homogène et celui du sol stratifié.

Dans le dernier chapitre, nous avons étudié le rayonnement électromagnétique de la foudre à la lumière d'une approche basée principalement sur une hybridation entre la méthode FDTD qui a été utilisée pour déterminer le champ électromagnétique rayonné a l'intérieur de la région d'analyse, et ceux des intégrales de Sommerfeld pour évaluer ce champ dans les limites de cette région. Dans un but de simplification, nous avons utilisé l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur. En effet, la validation expérimentale du code de calcul développé sur la base de cette approche, a été réalisée à travers une comparaison entre les résultats obtenus à l'issue de la simulation, et des mesures tirées de la littérature et qui ont été effectuées lors d'une campagne expérimentale en Août 1995 au Centre Spatial Kennedy, en Floride. Ainsi, cette comparaison a montré clairement la bonne concordance entre résultats obtenus en exploitant notre code de calcul et ceux obtenus à travers des mesures.

Dans ce même chapitre, et comparativement à un code de calcul basé sur la méthode FDTD en adoptant les ABC de Mur du premier ordre, nous avons pu mettre en évidence que

l'hybridation entre la méthode FDTD et des conditions aux limites absorbantes calculées analytiquement à travers l'évaluation numérique des intégrales de Sommerfeld, a un grand avantage de la bonne précision lorsqu'il s'agit des points d'observation très proches aux limites de la région d'analyse, ainsi que la réduction importante de l'espace mémoire utilisé lors des calculs dans le cas des champs lointains.

Enfin, cette approche exploitée dans le cadre de ce mémoire constitue un outil appréciable pour la détermination du champ électromagnétique lointain rayonné par la foudre notamment que ce travail présenté dans ce mémoire, complète d'une part les travaux de recherche effectués par le groupe de compatibilité électromagnétique au niveau de l'université d'Ibn Khaldoun de Tiaret sur les effets indirects de la foudre, et d'autre part, il ouvre des perspectives intéressantes dans la continuation de ces travaux. Parmi ces perspectives nous pouvons citer :

- Hybridation entre la méthode FDTD et l'approximation de Cooray-Rubenstein pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre en présence d'un sol caractérisé par une conductivité finie.
- Hybridation entre la méthode FDTD et la formulation de Wait pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre en présence d'un sol stratifié.

Enfin, nous espérons par ce modeste travail avoir contribué à l'étude de la foudre sous un éclairage nouveau.

Références Bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] K. Habri, Z. Azzouz and A. Mimouni, "Hybridization between the FDTD Method and Sommerfeld Integrals for Lightning Electromagnetic Field Calculation," 2019 International Conference on Advanced Electrical Engineering (ICAEE), Algiers, Algeria, 2019, pp. 1-8, doi: 10.1109/ICAEE47123.2019.9015116.
- [2] F. Rachidi « La foudre et ces effets électromagnétiques » Notes de cours de la CEM, EPFL de Lausanne, Suisse 2004.
- [3] C. Gary « Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions » Edition EYROLLES, Paris 1984
- [4] F. Rachidi « Effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes de transmission aériennes: modélisation et simulation », thèse N° 974 (1991), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [5] K. Arzag « Couplage des perturbations électromagnétiques rayonnées par un coup de foudre avec des lignes électriques» Mémoire de magister, USTO-MB, Oran, Algérie 2008
- [6] http://www.foudre-ineo.com/rep-la_foudre/rub-influence.htm,4-09-2020
- [7] C. Gary « Les propriétés diélectriques de l'air et les hautes tensions », collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricité de France, Eyrolles, 1985.
- [8] A.Darcherif « Contribution à la modélisation des phénomènes d'interférences électromagnétiques dans les réseaux électriques », Thèse de Doctorat de L'INPG de Grenoble, 1990.
- [9] B. Hultzer, D. Hutzler « A model of the breakdown in large air gaps », Bulletin de D.E.R. d'EDF, Vol. 4. 1982
- [10] I. Fofana « Modélisation de la décharge positive dans les grands intervalles d'air », Thèse N°d'ordre: ECL 96-48, Ecole Central de Lyon, France, Novembre1996.
- [11] <https://tpecoeurfoudre.files.wordpress.com/2014/03/formation-foudre.jpg,4-09-2020>
- [12] K.Habri,«Etude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié », Mémoire de magister Université des Sciences et de technologie d'ORAN, 2010.
- [13] A.Lotfi« calcul du champ électromagnétique de foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement et d'une tour élevée » Mémoire de magister Université des Sciences et de technologie d'ORAN, 2010
- [14] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger « Parameters of lightning flashes », Electr a N° 41, pp. 23-37, 1975
- [15] M.A. Uman « The lightning discharge », Dover Publications, INC, Mineola, New York, 2001

- [16] V. Shostak « Modeling of return stroke current for lightning events at a complex tall structures », International Workshop on Electromagnetic radiation from lightning to tall structures, pp. 4, Toronto, Canada, 2001.
- [17] Y. T. Lin, M. A. Uman, J. A. Tiller, R. D. Brantley, W. H. Beasley, E. P. Krider, and C. D. Weidman « Characterization of lightning return stroke electric and magnetic fields from simultaneous two station measurements », Journal Of Geophysical Research, 84 (C10), pp. 6307-6314, 1979.
- [18] C. D. Wiedman, E. P. Krider « The fine structure of lightning return stroke waveforms », Journal Of Geophysical Research, vol. 83, pp. 6239-6274, 1978. Correction, vol. 87, pp. 7351, 1982.
- [19] C. D. Wiedman, E. P. Krider « Submicrosecond risetimes in lightning return stroke fields », Journal Of Geophysical Research letters, vol. 7, pp. 955-958, 1980. Correction, J. Geophys, Res., vol. 87, pp. 3751, 1980.
- [20] Célio F. Barbosa, José Osvaldo S. Paulino, Glassio Costa de Miranda, Wallace do Couto Boaventura, Flavio Eduardo Nallin, Sylvain Person et Ahmed Zeddani. «Measured and Modeled Horizontal Electric Field From Rocket-Triggered Lightning», IEEE transactions on electromagnetic Compatibility, Vol. 50, n°4, November 2006.
- [21] 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.
- [22] S. A. Mosaddeghi, A. Mimouni, F. Rachidi, M. Rubenstein, 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
- [23] D. Orzan « Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de ligne multifilaires » Thèse doctorat es science, EPFL, Lausan, Suisse, 1998
- [24] K. Arzag « Calcul du champ électromagnétique rayonné par la un coup de foudre à l'aide de la méthode FDTD en trois dimensions» Thèse de Doctorat en sciences, USTO-MB, Oran, 2017
- [25] E. Petrache « Lightning electromagnetic coupling to overhead transmission line networks and to buried cables» Thèse doctorat es science, EPFL, Lausan, Suisse, 2004
- [26] H.K. Hoidalén « Analytical formulation of lightning induced voltages on multiconductor overhead lines above lossy ground » IEEE Trans. On EMC, vol.45, No.1, fev.2003
- [27] V. A. Rakov et M. A. Uman « Lightning physics and effects », Cambridge University

Press, 2003

- [28] 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
- [29] A. Mimouni « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre », Thèse de doctorat, Université des Sciences et de la Technologie d' Oran Mohamed BOUDIAF, 2007.
- [30] F. Rachidi « Effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes de transmission aériennes: modélisation et simulation », thèse N° 974 (1991), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [31] C. Gomes, and V. Cooray « Concepts of lightning return stroke models », IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 42 (1), pp. 82-96, 2000
- [32] Y. Bourgeois « Modélisation des perturbations électromagnétiques générées sur un réseau de télécommunications par une agression de type foudre », Thèse N° 4-2009, Université de Limoges, France, Février 2009.
- [33] 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
- [34] F. Heidler « Analytic lightning current functions for LEMP calculations », 18th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 63-66 Munich, Germany, 1985
- [35] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, and C. Mazzetti « Lightning return stroke current models with specified channel base current: A review and comparaison », Journal Of Geophysical research, Vol. 95, n°. D12, pp. 20395-20408, 1990
- [36] C. Leteinturier, C. Weidman, and J. Hamelin « Current and electric field derivatives in triggered lightning return strokes », Journal Of Geophysical research, Vol. 95, pp. 811- 828, 1990.
- [37] C. A. Nucci, and F. Rachidi « Experimental validation of a Modification to the Transmission Line model for LEMP calculations », 8th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, pp. 6, Zurich, Switzerland, 1989

- [38] A. Baños « Dipole radiation in the presence of a conducting half-space », Oxford, 1966.
- [39] A. Sommerfeld « *Über die Ausbreitung des wellen in der drahtlosen Telegraphie* », *Annal Physics*, Vol. 28. 1909.
- [40] C. Leteinturier « Champ électromagnétique émis par une décharge orageuse. Modèle théorique intégrant les variations de la résistivité du sol », Centre National d'Etude de Télécommunications, Note technique, NT/LAA/RLM/66, Nov. 1980
- [41] J. H. Rakotonandrasana « Modélisation de la décharge négative dans les grands intervalles d'air - Application à la foudre », Thèse N°d'ordre: ECL 2008-35, Ecole Central de Lyon, France, Décembre 2008.
- [42] F. Rachidi, C. A. Nucci, M. Ianoz, and C. Mazzetti « Influence of a lossy ground on lightning – induced voltages on overhead lines », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 38(3), pp. 250-264, 1996.
- [43] A. Zeddami, and P. Degauque « Current and voltage induced on a telecommunication cable by a lightning stroke », edited by H.P. Corp., pp. 377-400, 1990
- [44] B. Djebbari, J. Hamelin, C. Leteinturier, and J. Fontaine « Comparaison between experimental measurements of the electromagnetic field emitted by lightning and different theoretical models. Influence of the upward velocity of the return stroke », 14th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, Zurich, Switzerland, 1981
- [45] A. Zeddami « Couplage d'une onde électromagnétique rayonnée par une décharge orageuse à un câble de télécommunication », Thèse de Doctorat, Université de Lille ,France, 1988.
- [46] V. Cooray « Horizontal fields generated by return strokes », *Radio Science*, Vol. 27, and n °. 4, pp. 529-537, 1992
- [47] V. Cooray « Some considerations on the Cooray-Rubinstein Formulation used in deriving the horizontal electric field of lightning return strokes over finitely conducting ground », *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 44 (4), pp.560-566, 2002.

- [48] V. Cooray « Underground electromagnetic fields generated by the return strokes of lightning flashes », IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 43 (1), pp.75-84, 2001.
- [49] F. Delfino, R. Procopio, M. Rossi, F. Rachidi, and C.A. Nucci, « Evaluation of underground lightning electromagnetic fields », IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 49, N° 2, pp. 401-411, May 2007
- [50] M. Paolone, C. A. Nucci, F. Rachidi « A new finite difference time domain scheme for the evaluation of lightning induced overvoltage on multiconductor overhead lines », International Conference on power System Transients IPST'01, Rio de Janeiro, June 2001.
- [51] C. A. Nucci and F. Rachidi, « Lightning Induced Overvoltages », IEEE Transmission and Distribution Conference, Panel Session “Distribution Lightning Protection », New Orleans, April 14, 1999.
- [52] C. A. Nucci, F. Rachidi, M. Ianoz and C. Mazzetti « Comparison of Two Coupling Models for Lightning Induced Overvoltage Calculations », IEEE Trans. On Power Delivery, Vol.10, N° 1, Jan 1995, pp 330-336.
- [53] M. Paolone, C. A. Nucci, E. Petrache and F. Rachidi « Mitigation of lightning Induced Overvoltages in Medium Voltage Distribution Lines by Means of Periodical Grounding of Shielding Wires and of Surge Arresters : Modeling and Experimental Validation », IEEE Trans. On Power Delivery, Vol. 19, N° 1, Jan 2004, pp 423-431.
- [54] A. Mimouni, Z. Azzouz and B. Ghemri « Lightning induced overvoltages on overhead lines: Modeling and experimental validation », Journal of Electrical Engineering, Vol.58, N°. 3, pp. 152- 157, 2007.
- [55] Z.Azzouz, B.Ghemri, A. Mimouni, A.Cherifi « Modélisation et Simulation du Couplage du Champ Electromagnétique de Foudre avec une Ligne de Transmission-Validation Expérimentale », 4th International Conference on Electrical Engineering 07 - 08 November 2006, Batna
- [56] C. A. F. Sartori, J. R. Cardoso « An analytical-FDTD method for near LEMP calculation », IEEE Transactions on Magnetics, vol. 36, No. 4, 2000, pp. 1631-1634.

- [57] C. Yang, B. Zhou « Calculation Methods of Electromagnetic Fields Very Close to Lightning », IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, Vol. 46, N° 1, 2004, pp 133-141.
- [58] A. Darcherif « Contribution à la modélisation des phénomènes d'interférences électromagnétiques dans les réseaux électriques », Thèse de Doctorat de L'INPG de Grenoble, 1990.
- [59] B.Ghemri, Z.Azzouz, A. Mimouni, A.Cherifi « Méthode hybride pour le calcul du champ électromagnétique associé à un coup de foudre validation expérimentale », 4th International Conference on Electrical Engineering 07 - 08 November 2006, Batn
- [60] A.Mimouni, F. Rachidi and Z. Azzouz, « Electromagnetic environment in the immediate vicinity of a lightning return stroke, » Journal Of Lightning Research (JOLR), Vol. 2, pp 64-75, 2007.
- [61] A. Mimouni, F. Delfino, R. Procopio and F. Rachidi, « On the computation of underground electromagnetic fields generated by lightning: A comparison between different approaches », Presented in the IEEE PES PowerTech'07, Lausanne, Switzerland, 1-5 July (2007).
- [62] G. Mur, « Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations », IEEE Transactions on Electromagnetic Co mpatibility, Vol. 23, N°. 4, 1981, pp. 377-382.
- [63] J. P. Bérenger, « A perfect matched layer for the absorption of electromagnetic waves », *J Comput Phys*, vol. 114, n° 2, p. 185-200, 1994.
- [64] O. M. Ramahi, « Complimentary boundary operators for wave propagation problems », *J Comput Phy*, vol. 133, p. 113-128, 1997.
- [65] T. Rudolph, T. He, B. D. Sherman, and B. Nozari, « Low frequency boundary condition for the time-domain finite difference technique », *Proc 1995 IEEE Int Symp Electromagn. Compat. Atlanta GA Aug 14-18*, p. 163-167, 1995.
- [66] M. Rubinstein « An approximate Formula for the calculation of the horizontal electric field fro m lightning at close, intermediate, and long range », IEEE Transactions on Electromagne tic Compatibility, 38(3), pp. 531-535, 1996.

Résumé

L'objectif de ce mémoire a été la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre pour un sol considéré comme parfaitement conducteur en se basant sur le développement de codes de calcul élaborés sous environnement Matlab, utilisant une approche numérique fondé essentiellement sur une méthode aux différences finies, appelée FDTD (*Finite-Difference Time-Domain*). L'apport principal de ce travail se repose sur l'exploitation des conditions aux limites absorbantes proposées récemment par d'autres chercheurs dans ce domaine, pour calculer le champ électromagnétique lointain rayonné par la foudre sachant que ces chercheurs ont obtenus des résultats à une distance très proche du canal. Contrairement aux conditions aux limites absorbantes habituellement utilisées, Ces conditions aux limites sont calculées analytiquement à travers l'évaluation numérique des intégrales de Sommerfeld sur les limites fictives de la région d'analyse et ceci d'une manière indépendante aux valeurs du champ à l'intérieur de cette région.

ملخص

كان الهدف من هذه الأطروحة هو توصيف الإشعاع الكهرومغناطيسي للصواعق للأرض التي تعتبر موصلة تمامًا ، بناءً على تطوير رموز الكمبيوتر الموضوعية في بيئة Matlab ، باستخدام نهج عددي قائم أساسًا على طريقة الفروق المحدودة. ، يسمى FDTD (المجال الزمني ذو الفروق المحدودة). تعتمد المساهمة الرئيسية لهذا العمل على استغلال شروط حدود الامتصاص التي اقترحها باحثون آخرون مؤخرًا في هذا المجال ، لحساب المجال الكهرومغناطيسي البعيد المشع بواسطة الصواعق مع العلم أن هؤلاء الباحثين حصلوا على النتائج عن بعد قريب جدًا من القناة. على عكس شروط حدود الامتصاص المستخدمة عادةً ، يتم حساب شروط الحدود هذه بشكل تحليلي من خلال التقييم العددي لتكاملات (Sommerfeld) على الحدود الوهمية لمنطقة التحليل وهذا بشكل مستقل عن قيم الحقل في داخل هذه المنطقة.

summary

The objective of this thesis was the characterization of the electromagnetic radiation of lightning for a ground considered to be perfectly conductive, based on the development of computer codes elaborated in a Matlab environment, using a numerical approach based essentially on a finite difference method. , called FDTD (Finite-Difference Time-Domain)

The main contribution of this work is based on the exploitation of the absorbing boundary conditions recently proposed by other researchers in this field, to calculate the far electromagnetic field radiated by lightning knowing that these researchers obtained results at a distance very close to the canal. Contrary to the absorbing boundary conditions usually used, These boundary conditions are calculated analytically through the numerical evaluation of Sommerfeld integrals on the fictitious boundaries of the analysis region and this independently of the field values at the interior of this region.