

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

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE



MÉMOIRE DE FIN D'ÉTUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Science et Technologie

Spécialité : Réseau électrique

THEME

**Analyse du comportement du champ électromagnétique de la foudre initié
au sol caractérisé par une conductivité finie**

Préparé par :

Mr. Laribi Abdelaziz

Mr. Mansour Aymen

Devant le Jury :

Nom et prénoms	Grade	Qualité
Mr. HEBRI Khaled	MAA	Président
Mr. MOKHTARI Abdelkader	MAA	Examineur
Mr. OMARI Mohamed	MAB	Examineur
M^m. LAKHDAR Asmaa	MAA	Encadreur

REMERCIEMENTS

*NOUS REMERCIONS «ALLAH »
POUR LA VOLONTÉ ET LA SANTÉ QUI NOUS A ATTRIBUÉ
AFIN D'ACHEVER NOTRE MÉMOIRE
POUR L'ACCOMPLISSEMENT DE NOTRE FORMATION
EN GENIE ELECTRIQUE.*

*NOUS TENONS À REMERCIER TRÈS VIVEMENT
NOTRE ENCADREUR Dr. A. LAKHDAR POUR LE SUIVI,
LES CONSEILS, LA CONFIANCE ET QUI GRÂCE À ELLE NOUS AVONS PU
RÉALISER CE MÉMOIRE,
NOUS REMERCIONS VIVEMENT LES MEMBRES DU JURY DE NOUS FAIRE
HONNEUR D'EXAMINER ET D'ÉVALUER NOTRE TRAVAIL.
LE GRAND REMERCIEMENT VA AUSSI POUR TOUS LES ENSEIGNANTS
DU DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE
EN FIN NOUS EXPRIMONT NOS RECONNAISSANCES
À TOUS NOS AMIS ET COLLÈGUES POUR LEUR SOUTIEN ET LEUR
COMPRÉHENSION,
ET LA FAMILLE MANSOUR & LARIBI.*

Dédicaces

Nous dédions ce modeste travail...

A nos chers parents,

A nos frères et sœurs,

A toutes nos familles,

A tous nos amis,

A tous ceux qui nous ont soutenu pendant toute la durée de nos études.

Table des matières

Introduction Générale	01
Chapitre I: Généralité sur le phénomène de foudre	
I.1 Introduction	02
I.2 Formation du nuage cumulonimbus	02
I.2.1 Création des charges	03
I.2.2 Répartition des charges dans un nuage	03
I.3 Champ électrique entre terre et ionosphère	04
I.3.1 Par temps beau	04
I.3.2 Par temps nuageux	04
I.4 Décharge atmosphérique	04
I.5 L'effet avalanche	05
I.6 Catégories de décharge atmosphérique	06
I.6.1 Décharger intra-nuage	06
I.6.2 Décharge inter-nuage	06
I.6.3 Décharge nuage sol	06
I.6.3.1 Coup négatif descendant	07
I.6.3.2 Coup positif descendant	08
I.6.3.3 Coup négatif ascendant	09
I.6.3.4 Coup positif ascendant	09
I.7 Etude expérimentale	09
I.7.1 Déclenchement artificielle de la foudre	10
I.7.2 Système de localisation de la foudre (Lightning location system)	15
I.7.3 Observation par satellites	15
I.7.4 L'utilisation des tours instrumentées	16
I-8 Les effets et les conséquences de la foudre	22

I-9Conclusion	23
Chapitre II : Modélisation du rayonnement du phénomène de foudre	
II.1 Introduction	24
II.2 Principe de la méthode FDTD	24
II.2.1 Rappel sur les équations de Maxwell	25
• Equation de Maxwell Faraday	
• Equation de Maxwell Ampère	
• Equation de Maxwell Gauss	
• Equation de Maxwell flux magnétique	
II.2.2 Méthode FDTD pour un milieu isotrope en 3-D	26
II.2.3 Méthode FDTD pour un milieu isotrope en 2-D	29
II.2.4 Critère de stabilité de la FDTD	31
II.3 modèles mathématiques du courant de l'arc en retour	31
II.3.1 Equations du courant à la base du canal	31
II.3.1.1 La fonction d'Heidler	31
II.3.1.2 Fonction bi-exponentielle	32
II.3.2 Modèles de l'arc en retour	33
II.3.2.1 Modèle de gaz dynamique	33
II.3.2.2 Modèle électromagnétique	33
II.3.2.3 Modèle RLC	33
II.3.2.4 Modèles d'ingénieur	33
II.3.2.4.1 Le modèle de Bruce-Golde (BG model)	34
II.3.2.4.2 Le modèle des "ligne de transmission" (Transmission Line, TL model)	34
II.3.2.4.3 Le modèle de "ligne de transmission modifié" MTL	35
II.3.2.4.4 Le modèle de la source du courant propageant	36
II.3.2.4.5 Le modèle de Diendorfer-Uman (DU, model)	36
II.3.2.4.6 La généralisation des modèles d'ingénieurs	36
II.3.3 Champ électromagnétique de la foudre	37

II.3.3.1	Champ électrique crée par un point chargé avec un sol parfaitement conducteur	37
II.3.3.2	Champ électrique horizontal à un point quelconque	38
II.3.3.3	Champ électrique horizontal à un point P1 sur le sol	38
II.3.3.4	Champ électromagnétique d'un dipôle	39
II.3.3.5	Champ électromagnétique d'un arc en retour	40
II.4	Conclusion	41
Chapitre III : Calcul du champ électromagnétique de la foudre initié au sol		
III.1	Introduction	42
III.2	Présentation de la Géométrie du problème	42
III.2.1	Partie 1 Sol de conductivité finie ne générant aucune réflexion	42
III.2.1.1	Paramètres de simulation	43
III.2.1.2	Courant de l'arc en retour à la base du canal	43
III.2.1.3	Modèles de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour	44
III.2.1.4	Calcul du champ EM de la foudre	48
III.2.2	Partie 2 Sol de conductivité finie générant des réflexions	49
III.2.2.1	Paramètres de simulation	50
III.2.2.2	Courant de l'arc en retour à la base du canal	50
III.2.2.3	Composantes du champ électromagnétique	51
III.3	Conclusion	53
Conclusion Générale		54
Bibliographie		56

Résumé

L'évaluation des composantes du champ électromagnétique proche engendré par l'interaction de la foudre avec un sol de conductivité finie impose la connaissance préalable du courant de l'arc en retour. La plupart des modèles de la distribution spatiotemporelle du courant existants dans la littérature ne prenaient pas en considération les réflexions qui peuvent se générer au niveau du sol, ce n'est que récemment que les scientifiques ont commençaiement à s'orienter vers cet axe de recherche. L'objectif de notre travail est d'incorporer un modèle du courant de l'arc en retour qui tient en compte les réflexions du sol dans le code de calcul numérique effectué à l'aide de la méthode FDTD-2D et d'entreprendre une comparaison des formes d'ondes du champ électromagnétique de la foudre avec ceux obtenues pour le cas d'un sol qui ne génère aucune réflexion, afin de mieux cerner le phénomène de foudre et permettre la résolution des problèmes de compatibilité électromagnétique.

Introduction Générale

Introduction Générale

Depuis l'antiquité, l'humanité expliquait le phénomène de foudre par la colère des dieux. Ce n'est qu'au 18^{ème} siècle que l'on a pu découvrir la nature électrique de la foudre grâce au physicien Benjamin Franklin en 1750,

Le rayonnement EM de la foudre influe sur les systèmes électriques que ça soit dans les postes de dispatching tell que le fonctionnement erratique d'équipements (erreurs de mesure, coupure ou d'affichage) ou dans le déclenchement des systèmes d'alarme. Pour les lignes de la haute tension le courant de foudre présente un défaut externe qui cause beaucoup de problèmes soit pour le conducteur de phase ou le courant peut atteindre 200 KA lors de sa propagation et détruit les équipements électriques soit pour les isolateurs qui risqueront de perdre leur rigidité si ce courant frappe un pylône, dans ce cas toute énergie transportée par le réseau sera perdue dans la terre, le courant de foudre peut induire d'autres problèmes comme l'effet joule, effet couronne et effet de peau, surtension...Donc le mieux est de savoir comment protéger le réseau électrique des risques causés par le phénomène de foudre pour une bonne qualité d'énergie électrique.

Afin de permettre une meilleure protection que ça soit le réseau électrique où les appareils contre les coups de foudre il faut d'abord caractériser le courant de foudre et le champ EM associé.

Pour calculer ce champ EM on distingue des méthodes analytiques qui sont malheureusement inefficaces pour les cas compliqués et les méthodes numériques dont les résultats sont approximatifs, cependant elles peuvent traiter des cas très compliqués et faire des calculs très complexes en temps court. Parmi ces méthodes on peut citer la Méthode des différences finies, la Méthode des éléments finis, la Méthode des moments, la Méthode de Monte-Carlo et la méthode des lignes de transmission.

Dans notre étude, la méthode des différences finies est appliquée pour effectuer le calcul du champ EM de la foudre initiée au sol, cette technique usuelle et simple qui consiste à remplacer les dérivées partielles des équations de Maxwell par les différences divisées ou combinaison de valeurs ponctuelle de la fonction en un nombre fini de points discrets ou nœud de maillage, et pour mieux comprendre ce phénomène énigmatique nous avons présenté dans le premier chapitre de notre mémoire de fin d'étude, le mécanisme de formation de la foudre ainsi une étude expérimentale des différents procédés de mesures du champ EM de la foudre effectuée un peu partout dans le monde, le deuxième chapitre consiste en l'étude et la compréhension de la méthode de modélisation FDTD 2D et les modèles caractérisant le courant de l'arc en retour et le champ EM associé, le troisième chapitre sera consacré entièrement aux résultats de simulation et à l'analyse du comportement du champ rayonné en présence d'un sol de conductivité finie générant ou pas de réflexions et on terminera par des conclusions qui contribuerons dans la compréhension du phénomène de la foudre.

Chapitre I

**Généralité sur le phénomène
de foudre**

I.1 Introduction

Une description brève sur le phénomène de foudre qui se trouve être aléatoire, imprévisible, impressionnant et le plus énigmatique qui soit est fournie dans ce chapitre, en commençant par le principe de formation des nuages, le mécanisme de décharge électrique et les types des coups de foudre en terminant par les méthodes des mesures expérimentales munies des formes d'ondes du courant d'arc en retour mesuré.

I.2 Formation du nuage cumulonimbus

Le phénomène de foudre est défini comme une décharge électrique qui se produit entre le nuage cumulus-nimbus et la surface de la terre.

La Figure (I-1) montre le nuage orageux du type Cumulo-nimbus (forme d'enclume, couleur sombre à la base) constitue une gigantesque machine thermique dont la base est à 2 km et le sommet à 14 km d'altitude environ. Sa constitution est rendue possible par l'élévation d'air chaud en provenance du sol. Lors de son ascension, cette masse d'air se charge d'humidité jusqu'à devenir un nuage.

La partie supérieure où il fait plus froid est occupée par les particules de glace, tandis que les gouttes d'eau s'établissent dans la partie inférieure. Ces dernières se chargent positivement tandis que les 0 +30 gouttes d'eau prennent une charge négative. [1]

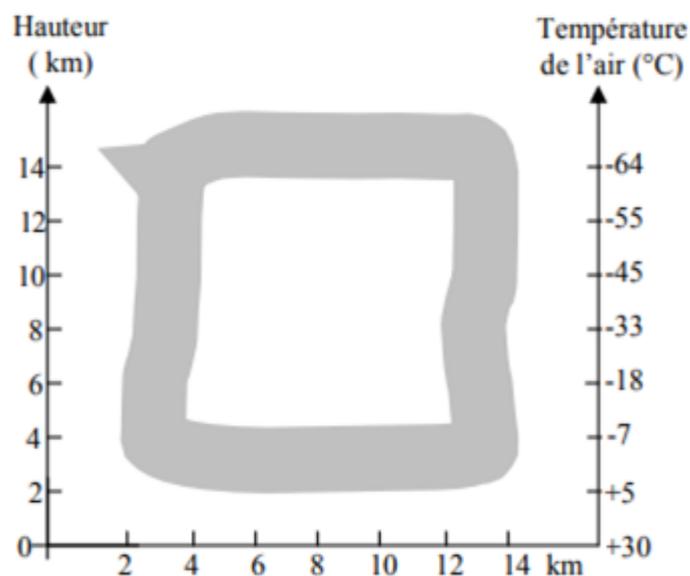


Figure (I-1) constitution des nuages [1]

I.2.1 Création des charges

Les violents courants d'air ascendants provoquent des collisions entre les gouttes d'eau et les microparticules de glace, comme c'est montré dans la figure (I-2) ce qui provoque la création des charges électriques par frottement.

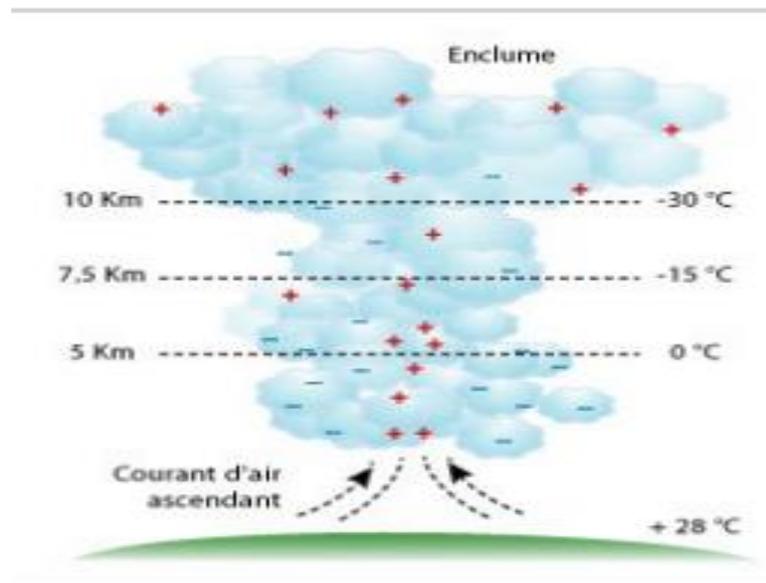


Figure (I-2) la création et distribution des charges. [1]

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

I.2.2 Répartition des charges dans un nuage

Les microparticules de glace les plus légères et qui sont chargées positivement, sont emportées par le courant d'air ascendant vers le haut, occupent la partie supérieure du nuage et forment le pôle positif. Tandis que les gouttes d'eau chargées négativement s'établissent dans la partie inférieure et créent le pôle négatif. Une petite quantité de charges positives demeurent à la base du nuage.

Le nuage fait apparaître sur la terre, par influence électrique, une charge de signe opposé et crée ainsi deux véritables dipôles électriques comme c'est montré dans la figure (I-3) où on montre la répartition des charges dans un cumulonimbus : [1]

- Un dipôle interne, généré entre les pôles positif et négatif du nuage.
- Un dipôle externe, entre la base du nuage et la surface de la terre.

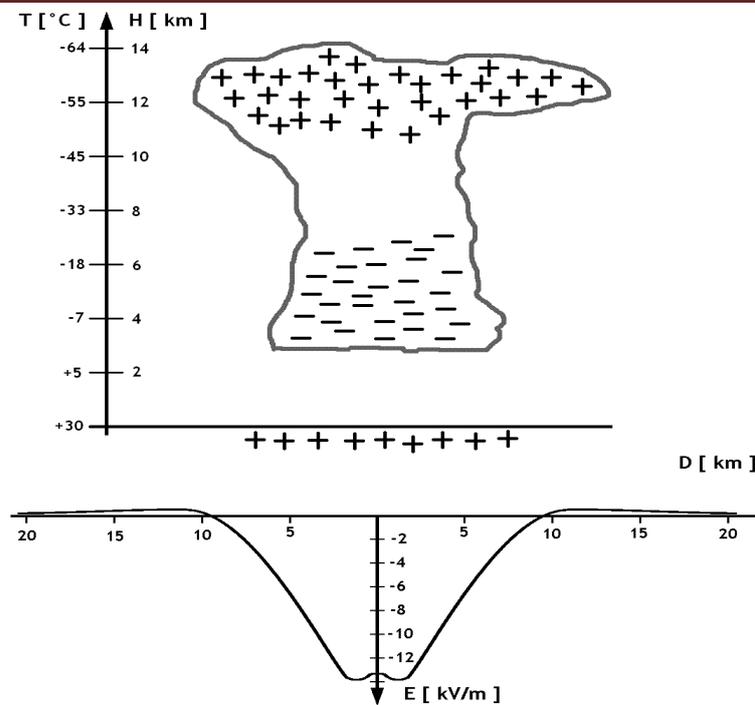


Figure (I-3) Répartition des charges dans un cumulonimbus [1]

I.3 Champ électrique entre terre et ionosphère

I.3.1 Par temps beau

L'ionosphère (une couche en haute atmosphère constituée par des ions) et la terre forment un gigantesque condensateur.

En absence de tout nuage, on met en évidence l'existence d'un champ électrique dirigé vers le bas, c'est le champ électrique de beau temps et est considéré comme l'état normal de l'atmosphère, ce champ est de l'ordre de 100 à 150 v/m.

Par convention le champ électrique est positif s'il est orienté de l'atmosphère vers le sol.

I.3.2 Par temps nuageux :

Avec l'arrivée du nuage chargé électriquement le champ électrique terrestre commence à s'inverser, puis croît lorsque son intensité atteint -15 à -20 KV/m, on peut dire qu'une décharge au sol est imminente.

I.4 Décharge atmosphérique

La première phase d'un coup de foudre est la formation d'un traceur (leader) qui est une pré-décharge peu lumineuse, ce traceur se produit par l'effet avalanche (Figure (I-4)). [2]

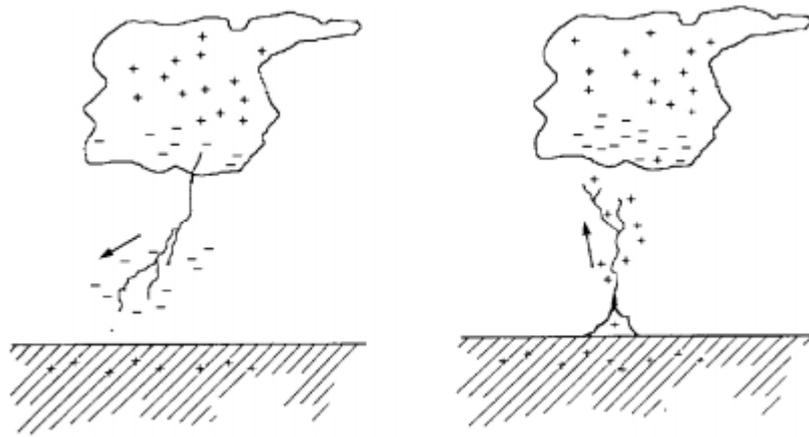


Figure (I-4) décharge atmosphérique [2]

I.5 L'effet avalanche

Avec l'existence d'un champ électrique fort un électron va subir à un certain moment une accélération donc acquérir de l'énergie cinétique et rentre en collision avec des molécules ou des atomes neutre (diélectrique), voir figure (I-5). Comme l'énergie acquise par l'électron est supérieure à l'énergie d'ionisation la collision va arracher un autre électron, ces deux électrons ionisent deux autres atomes donc on obtient quatre électrons qui ionisent quatre atomes, cette multiplication se poursuit jusqu'à la décharge [3]

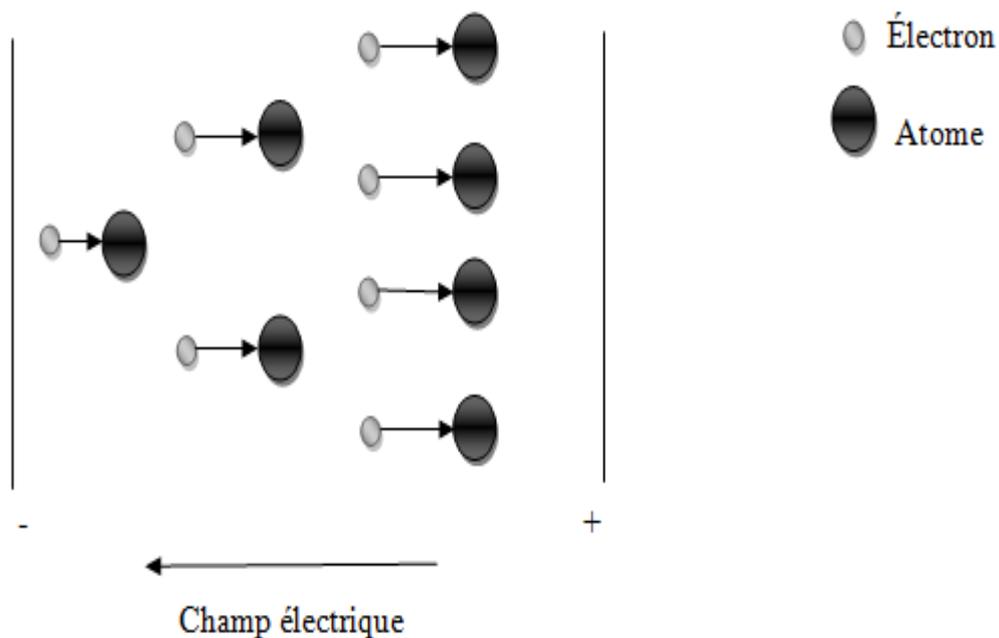


Figure (I-5) processus de l'avalanche a l'échelle microscopique. [3]

I.6 Catégories de décharge atmosphérique [4]

I.6.1 Décharger intra-nuage

Un traceur ionisé se crée entre les deux pôles du nuage et la décharge se fait à l'intérieur du nuage, la figure (I-6) montre la décharge intra nuage.

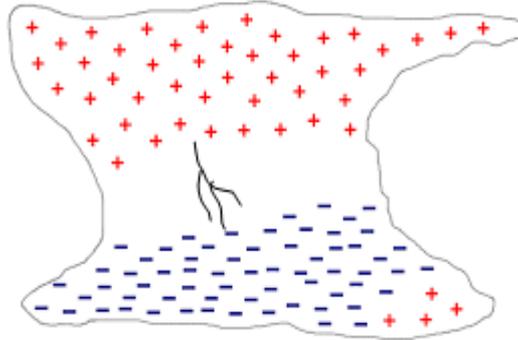


Figure (I-6) Décharger intra-nuage. [4]

I.6.2 Décharge inter-nuage

Décharge entre deux nuages voisins appelée Décharge inter-nuage montrée dans la figure (I-7).

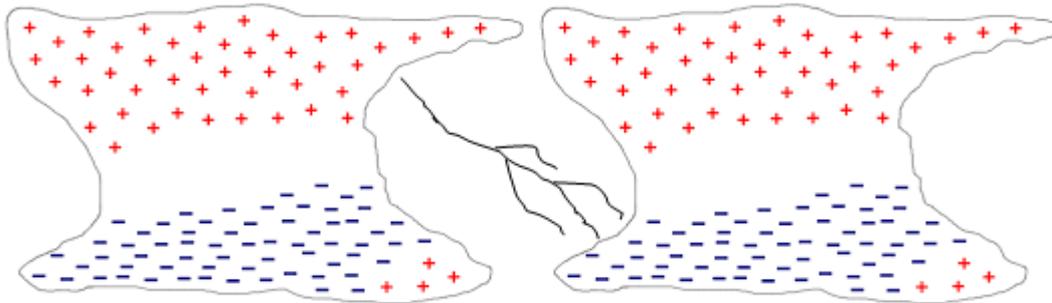


Figure (I-7) Décharge inter-nuage. [4]

I.6.3 Décharge nuage sol (Cloud to Ground)

Correspond à une décharge qui sort du cumulonimbus et qui se propage jusqu'au sol, on classe les coups de foudre nuage sol selon les sens de propagation du traceur et le signe de la charge portée par le traceur, conventionnellement on définit un coup négatif lorsque la partie négative d'un nuage se décharge et un coup positif lorsque la partie positive se décharge on distingue quatre types.

I.6.3.1 Coup négatif descendant

Ce type de coup de foudre montré à la figure (I-8), représente 90% des coups de foudre, le traceur progresse du nuage vers le sol et les charges portées à l'extrémité du leader sont négatives.

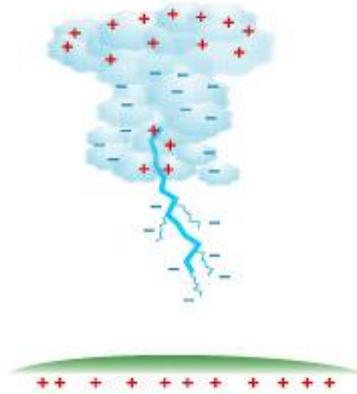


Figure (I-8) Coup négatif descendant. [5]

Le traceur prend naissance au sein des masses négatives du nuage, ce traceur progresse en direction du sol, par bonds successifs de quelque dizaine de mètres et des nombreuses ramifications s'orientent vers le bas, tandis que leur luminosité s'accroît. La figure (I-9) montre les phases d'évolution du coup négatif descendant.

Dès que la pointe du traceur s'approche du sol, le champ électrique élevé favorise la formation des effluves qui se transforment brusquement en traceur ascendant, issus généralement d'une saillie (arbre, tour, mosquée, église).

Lorsque le traceur descendant et le traceur ascendant se rejoignent, il s'établit un court-circuit entre le nuage et le sol qui va permettre un passage très fort du courant, ce courant est constitué par les charges superficielles du sol on observe à ce moment un trait lumineux qui progresse depuis le sol jusqu'au nuage c'est la seule phase qui soit visible à l'œil et on appelle l'arc en retour (return stroke).

D'autres décharges peuvent ensuite se développer dans le canal ionisé (canal conducteur formé par le premier arc en retour) désignées par les décharges subséquentes. En général un coup de foudre comporte en moyenne quatre arcs en retours. Alors que la première décharge est précédée du traceur par bonds, les décharges subséquentes sont précédées d'un traceur continu, beaucoup plus rapide, et appelé trait pilote (dart leader). Enfin, dans l'intervalle entre les décharges, qui sont des impulsions de courant de forte intensité, un faible courant de quelques centaines d'ampères,

continue à s'écouler par le canal ionisé c'est le courant persistant, qui écoule une partie non négligeable de la charge totale d'un coup de foudre. [1]

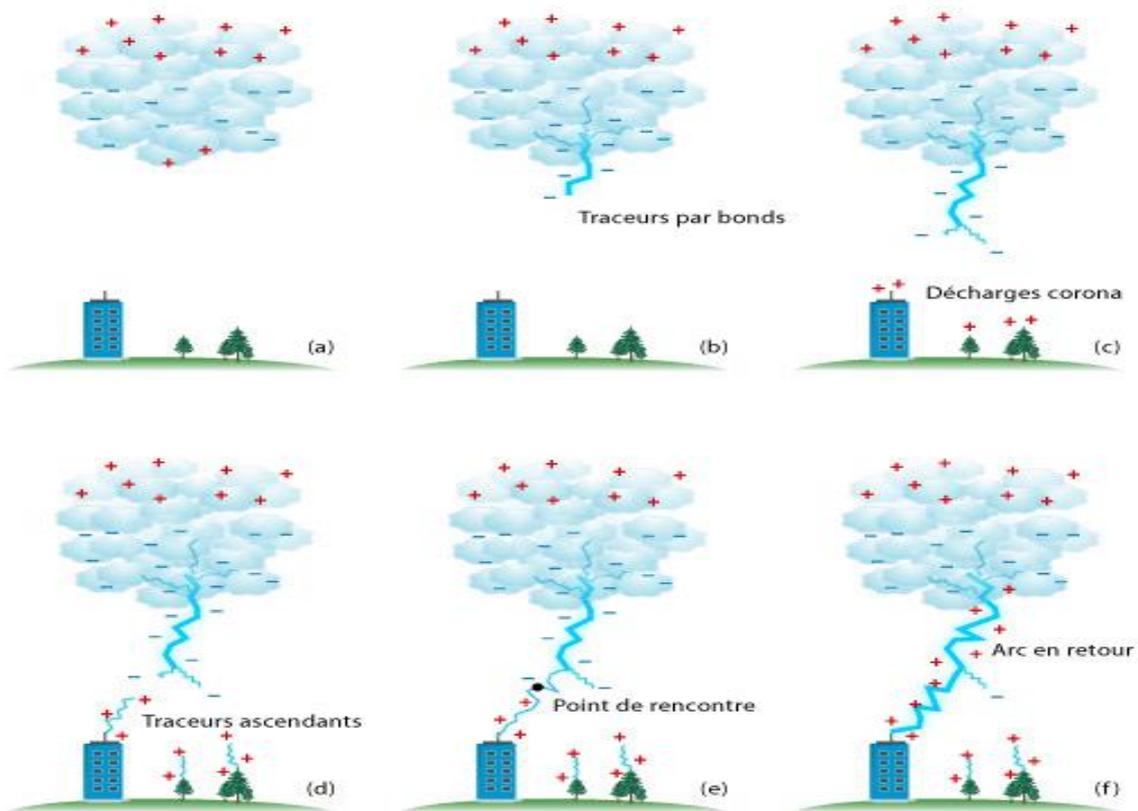


Figure (I-9) Les phases d'évolution du coup négatif descendant. [5]

I.6.3.2 Coup positif descendant

Tout comme les coups négatifs, ce coup de foudre commence toujours par la formation d'un traceur descendant porte des charges positives. Une fois le traceur arrivé près du sol (voir figure I-10).

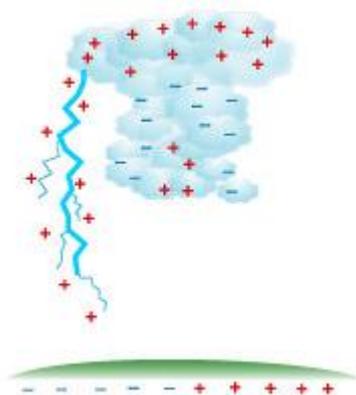


Figure (I-10) Coup positif descendant [5]

I.6.3.3 Coup négatif ascendant

Les charges portées par le traceur ascendant sont négatives (voir la figure I-11).

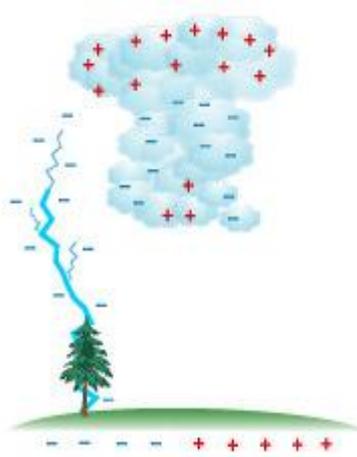


Figure (I-11) Coup négatif ascendant. [5]

I.6.3.4 Coup positif ascendant

Le leader progresse du sol vers le nuage et porte des charges positives (voir la figure I-12).



Figure (I-12) Coup positif ascendant. [5]

I.7 Etude expérimentale

La foudre est un phénomène dont l'instant et le point d'impact sont aléatoires. Pour s'affranchir à ce problème, le chercheur doit trouver un moyen de la déclencher en un point où les systèmes de mesure sont placés et à l'instant où l'appareillage d'enregistrement est en attente. Il existe différentes méthodes de mesures expérimentales de la foudre, on peut citer :

I.7.1 Déclenchement artificiel de la foudre

Le déclenchement artificiel de la foudre permet d'effectuer des mesures simultanées du courant à la base du canal, du champ électrique et magnétique, de la vitesse de l'arc en retour, des tensions induites sur une ligne expérimentale. Le principe de ce déclenchement consiste à lancer en direction du nuage orageux une fusée qui déroule derrière elle un fil métallique dont l'autre extrémité est fixée au point de mesure offrant ainsi un chemin privilégié à la décharge de foudre pour atteindre la terre. Aussi, le potentiel de la terre est amené au sommet de la fusée se comportant comme une pointe initiant en son sommet une décharge ascendante comme c'est montré dans la figure I-13 [5,6] [6,7]

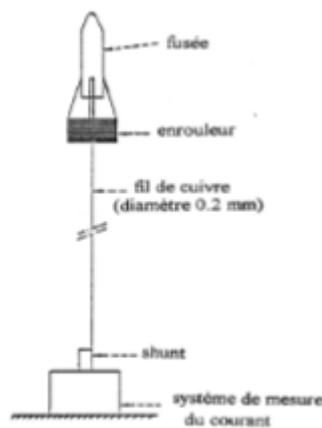


Figure (I-13): Système de déclenchement artificiel de la foudre [6]

Le premier déclenchement réussi d'une décharge de foudre par voie artificielle a été effectué sur un navire de recherche en mer à proximité de St. Petersburg, en Floride [7]. Ensuite, la technique de déclenchement a été améliorée et exécutée à Saint-Privat d'Allier, en France, ce qui a été le premier éclair déclenché sur terre avec succès.[8]

Dans l'expérience de la foudre qui déclenche la fusée, les roquettes sont habituellement installées sur un site de lancement, avec la capacité de lancer plusieurs roquettes pendant un orage.

La figure (I-14) montre une photo du lance-roquettes pour l'expérience de déclenchement artificiel de Shandong, en Chine. La vitesse de montée de la fusée est généralement d'environ 200 m/s après l'allumage [1], [9]. Cette vitesse garantit une extension relativement rapide de la force de traction associée ne serait pas trop grande pour casser le fil. Les fils de déclenchement (en acier en Chine ou en cuivre aux États-Unis) d'un diamètre d'environ 0,2 mm sont enroulés sur une bobine qui est soit fixée dans la fusée, soit installée au sol. Peu importe où la bobine est installée, une extrémité du fil de déclenchement monte avec la fusée. En raison des différents modes de mise à la

terre des fils de déclenchement, les techniques de déclenchement de la foudre sont divisées en déclenchement conventionnel et le déclenchement d'altitude. Pour le déclenchement conventionnel, le fil est bien mis à la terre, tandis que pour le déclenchement de l'altitude, la fusée dévisse généralement 50-100 m de nylon isolant suivi de plusieurs centaines de mètres de fil conducteur, de sorte que le fil de déclenchement n'est pas directement attaché à la terre.



Figure (I-14) - Site de lancement de fusées dans le Shandong, en Chine [10]

Diverses approches de l'observation de la foudre déclenchée peuvent être préconçues et menées à proximité du lanceur de fusée.

La figure (I-15) présente un aperçu du Centre international de recherche et d'essais sur la foudre (CICLRT) en Floride, aux États-Unis. Afin de mesurer le courant de décharge de la foudre déclenchée, des capteurs de courant sont installés sur le site de lancement de la fusée qui a été connu pour être frappé par la foudre déclenchée conventionnelle. En général, les signaux de courant sont transmis par un système de liaison à fibre optique à une salle de contrôle (à des dizaines ou des centaines de mètres) pour l'enregistrement des données. Des instruments de détection des champs EM de la foudre déclenchée peuvent être installés à différentes distances déterminées du lanceur de fusée. Les observations optiques, par caméra linéaire dans les premières années ou par caméra vidéo à haute vitesse dans les dernières années, sont utilisées pour observer l'évolution du canal lumineux de la foudre. En outre, certaines observations particulières peuvent également être effectuées à l'aide d'instruments spécialement conçus, tels que le capteur pour détecter le champ électrique très proche du canal de foudre [10]. Dans l'ensemble, profitant de la certitude de l'apparition de la foudre déclenchée à la fois dans le temps et dans l'espace, l'observation synthétisée par différents moyens peut être conçue et réalisée, alors qu'elle n'est pas faisable pour la foudre naturelle.

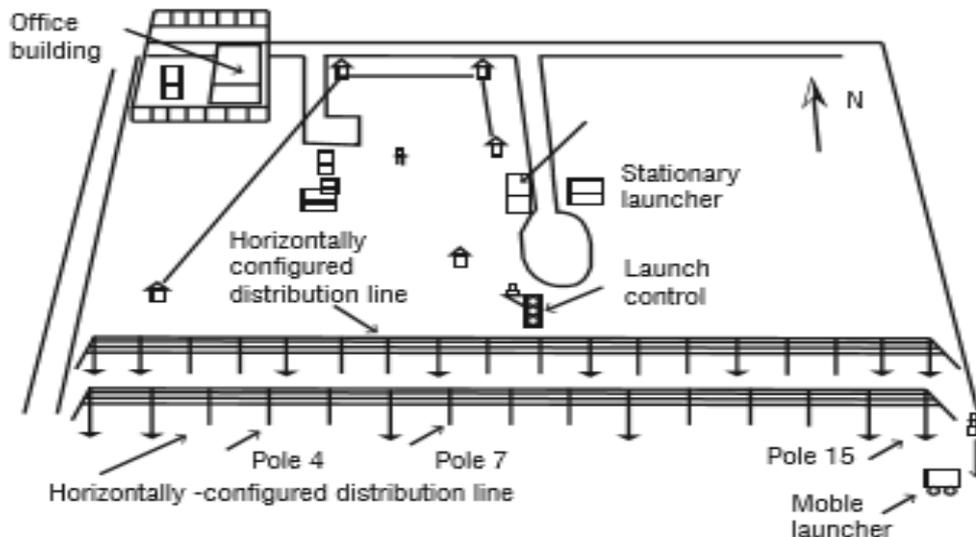


Figure (I-15) - Aperçu du Centre international de recherche et d'essais sur la foudre en Floride, Amérique. [11]

Le champ électrique au niveau du sol est généralement utilisé comme référence pour lancer une fusée pour déclencher la foudre, bien que le champ électrique en altitude soit plus indicatif [12] mais difficile à mesurer. Le champ électrique de surface est généralement de 5 à 10 kV/m lorsque la foudre est déclenchée avec succès.

La figure I-16 montre deux photographies de la foudre déclenchée en utilisant la technique conventionnelle (avec le fil mis à la terre) et la technique d'altitude (avec le fil non arrondi), respectivement. La luminosité des canaux est due au processus de décharge et la partie verticale droite correspond au canal de vaporisation de fil.

La figure I-17 montre les processus de la foudre déclenchée par l'ascension des fusées sous des nuages chargés négatifs, pour la technique de déclenchement conventionnelle et la technique de déclenchement d'altitude.



Figure (I-16) Photographies d'éclairs déclenchés par une fusée. (a) avec une technique conventionnelle, dans ICLRT, Florida American [13], (b) avec une technique d'altitude, dans SHATLE, Shandong China. [14]

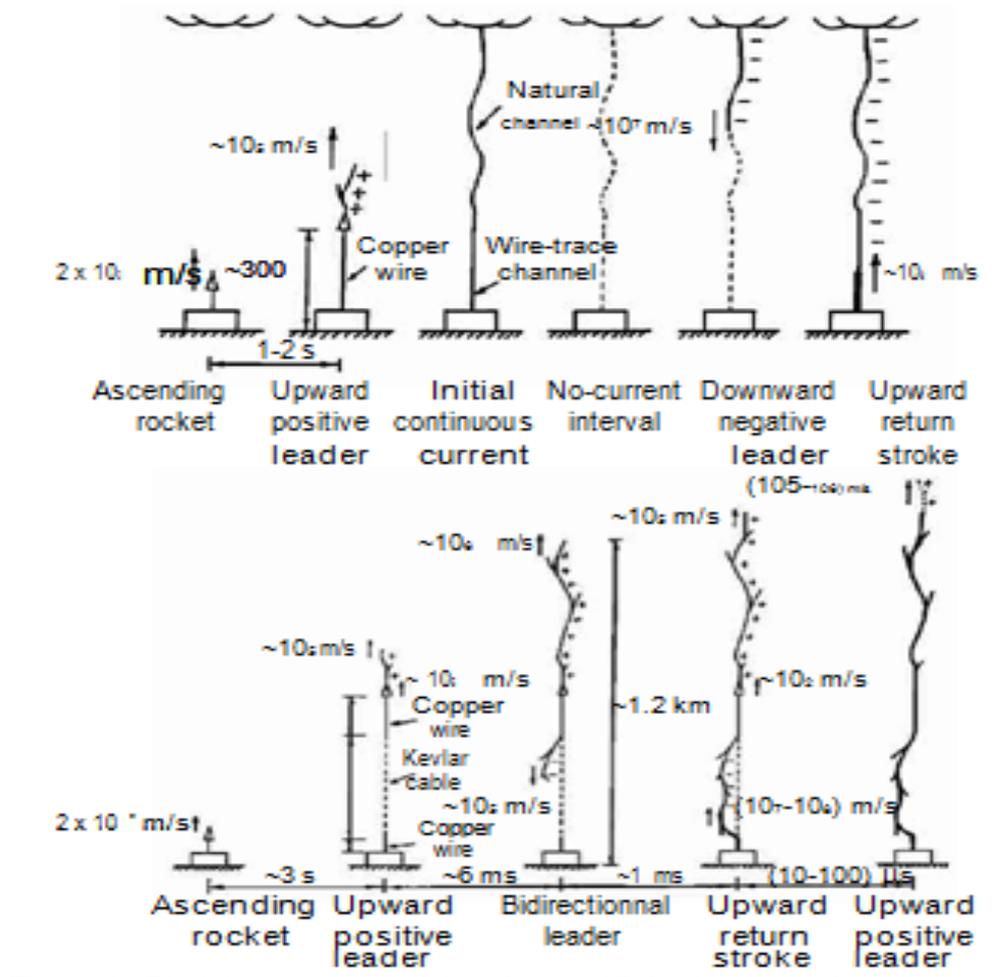


Figure (I-17) - Croquis des processus de la foudre déclenchée depuis l'ascension des fusées, sous des nuages chargés négativement. (a) technique de déclenchement conventionnelle, (b) technique de déclenchement en altitude.[1]

- **Déclenchement classique**

Cette méthode de déclenchement implique le lancement d'une petite fusée traînant un mince fil mis à la terre vers un nuage chargé au-dessus, comme illustré à la figure (I-18) , Le taux de réussite du déclenchement est généralement relativement faible pendant les périodes d'orages très actives, l'une des raisons étant que pendant ces périodes, le champ électrique est plus susceptible d'être réduit par une décharge de foudre naturelle avant que la fusée n'atteigne une hauteur suffisante pour le déclenchement.

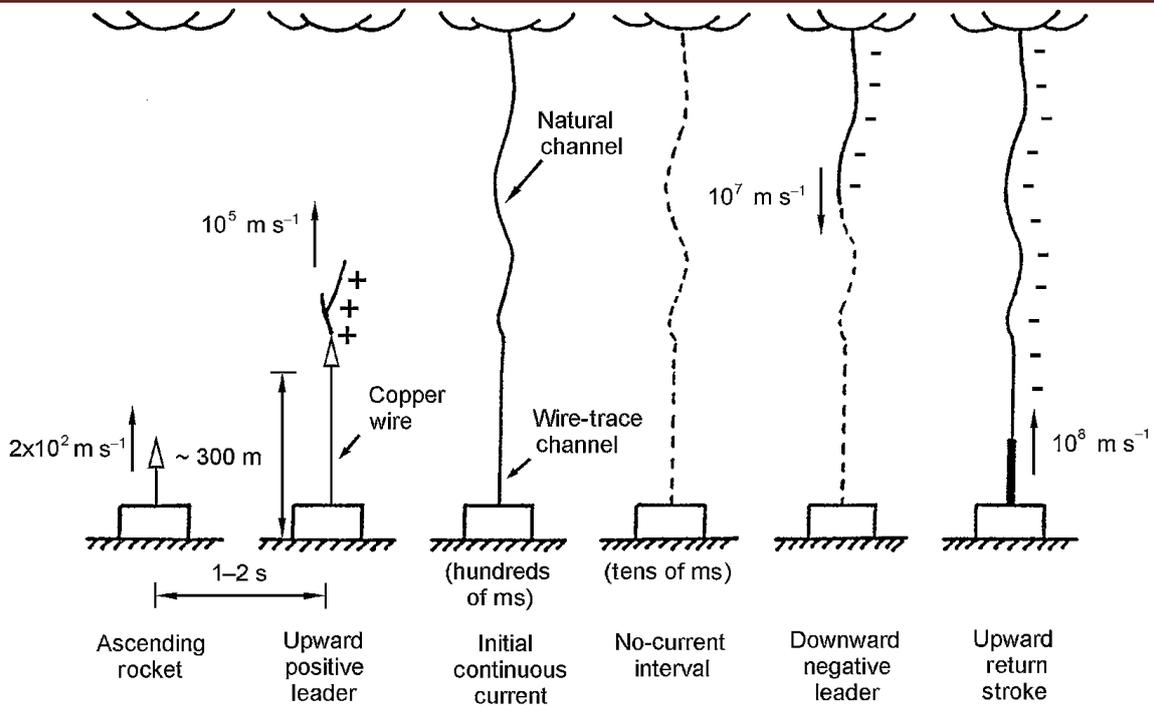


Figure (I-18) Déclenchement classique [1]

- Déclenchement d'altitude

Le déclenchement de la foudre se fait via un fil métallique qui n'est pas attaché au sol. Cette technique de fil non mis à la terre est généralement appelée déclenchement d'altitude et est illustrée à la figure I-19 qui montre qu'un processus leader bidirectionnel (charge positive vers le haut et charge négative vers le bas) est impliqué dans l'initiation de le premier arc en retour du sol.

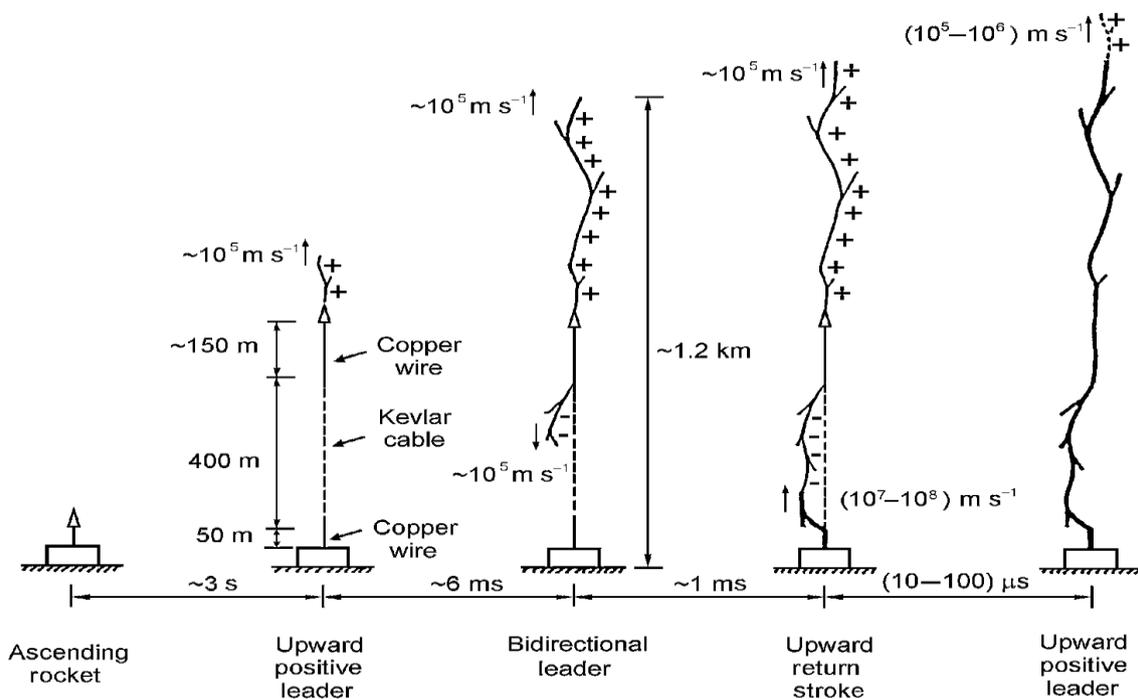


Figure (I-19) Déclenchement d'altitude [1]

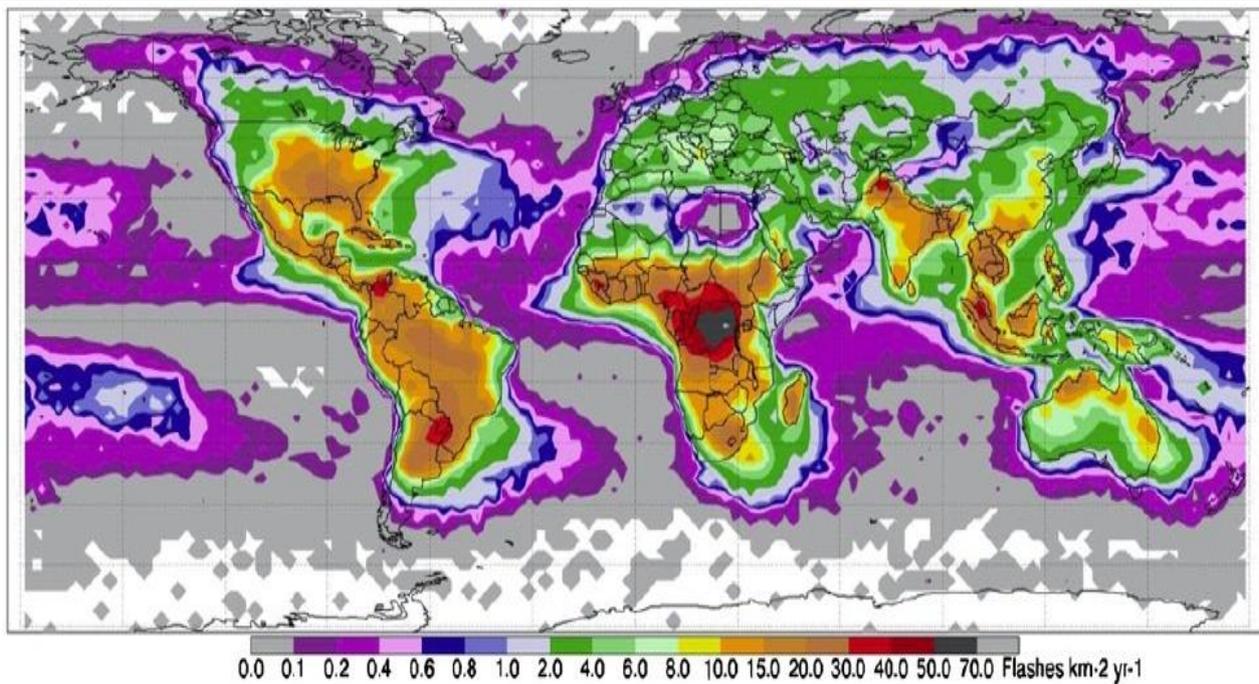
I.7.2 Système de localisation de la foudre (Lightning location system)

Aujourd'hui, les systèmes de localisation de la foudre (LLS) sont utilisés dans des nombreux pays du monde afin de surveiller l'activité globale de la foudre, Lorsque des impulsions de courant transitoire de grande amplitude se propagent dans de longs canaux, tels que ceux qui se produisent dans les arcs en retour des coups nuage-sol, les émissions électromagnétiques les plus puissantes se trouvent dans les gammes de fréquences LF et VLF. Les impulsions transitoires polarisées verticalement dans la gamme de fréquences LF et VLF se propagent le long de la surface de la Terre et ont été utilisées pour détecter et localiser les arcs en retour dans les coups nuage-sol depuis de nombreuses années. Les capteurs qui fonctionnent dans la gamme LF et VLF peuvent également être utilisés pour détecter et localiser les impulsions plus importantes produites par les éclairs de nuages. La détection des décharges de foudre avec de tels systèmes nécessite des impulsions de courant à montée rapide dans le canal de la foudre afin de rayonner des impulsions de champ électromagnétique d'amplitudes suffisamment élevées pour être détectées par des capteurs à des distances allant jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres.[3]

I.7.3 Observation par satellites

L'utilisation des satellites peut déterminer la distribution mondiale des coups de foudre par l'enregistrement des éclairs en utilisant la lumière qu'ils génèrent, mais avec cette méthode on ne peut pas distinguer entre les coups nuage-sol et nuage-nuage.

La figure (I-20) présente la répartition des éclairs obtenue par les données satellitaire, on observe que la plupart des coups de foudre produisent dans les régions terrestres plutôt que sur les océans, cette différence revient au courant d'air ascendant qui est important dans les région terrestre et faible dans la mer.



**Figure (I-20) distribution mondiale de la foudre obtenue par (team TRMM-LIS and OTD),
Les numéros au-dessus des couleurs présentes le nombre de coup par km² [15]**

I.7.4 L'utilisation des tours instrumentées

En 1984 Gorlin et Shkilev ont enregistré la forme de courant de foudre à l'aide de tour Ostankino à Moscou (voir figure I-21), l'enregistrement a été fait au sommet (533m), au milieu (272m) et près de la base de la tour à (47m) on note que la forme du courant mesuré est différent à des hauteurs de 47m, 272m et 533m, Rakov a suggéré que cette différence est liée à l'impédance de mise à la terre effective de la tour qui est beaucoup plus petite que son impédance caractéristique et que cette dernière est inférieure à l'impédance équivalente du canal de la foudre. [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.

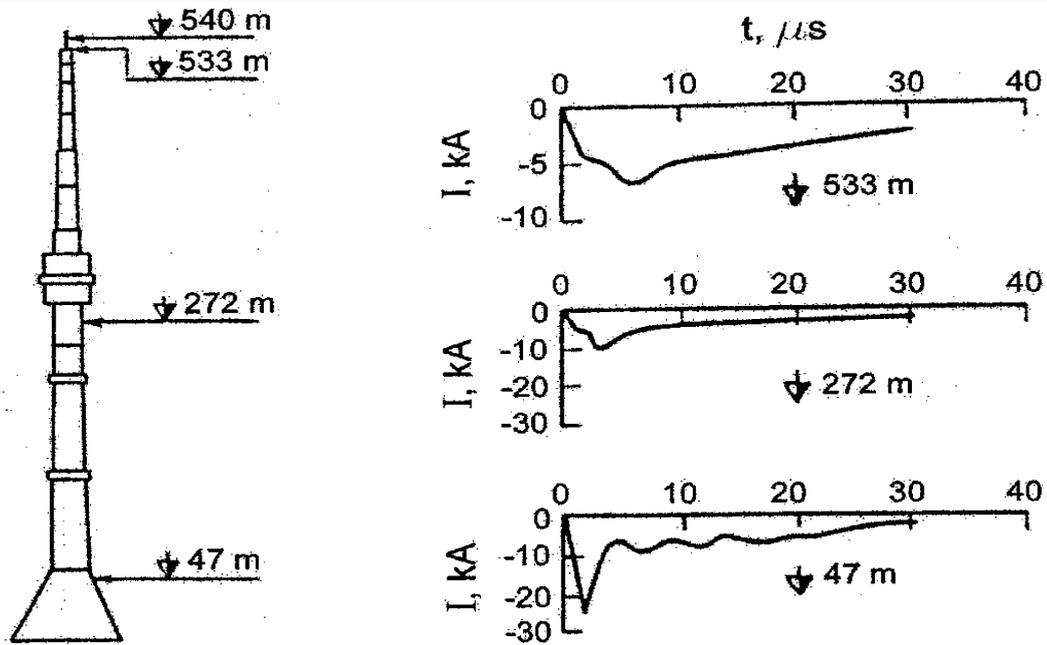


Figure (I-21) Tour Ostankino a Moscow. [17]

Un autre tour utilisée pour mesuré le courant de la foudre c'est le tour CN à Toronto au Canada, de hauteur 553m, présentée dans la figure (I-22), où le courant d'arc en retours est mesuré à 474 m (oldRogowskicoil) et à 509 m (nwRogowskicoil), les figures(I-24 jusqu'à I-26) présentent la forme de courant de l'arc en retour enregistré le 2 janvier 1999, les formes d'ondes du courant sont obtenues par l'intégration numérique du courant correspondant à la figure (I-23)[17]

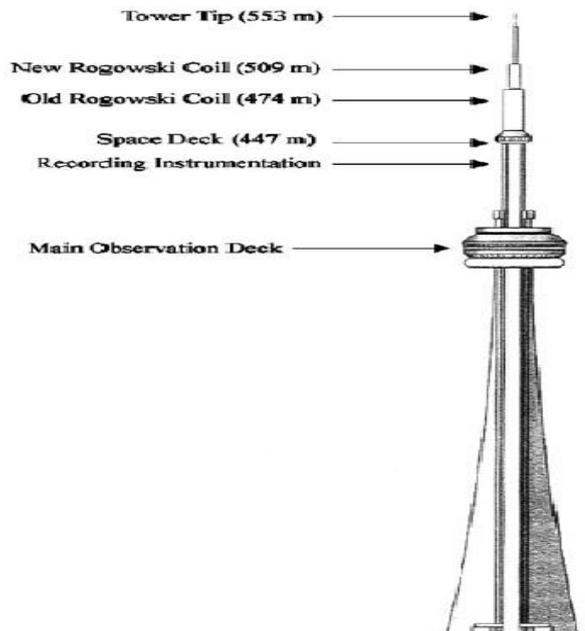


Figure (I-22) tour CN et l'emplacement des instruments [18]

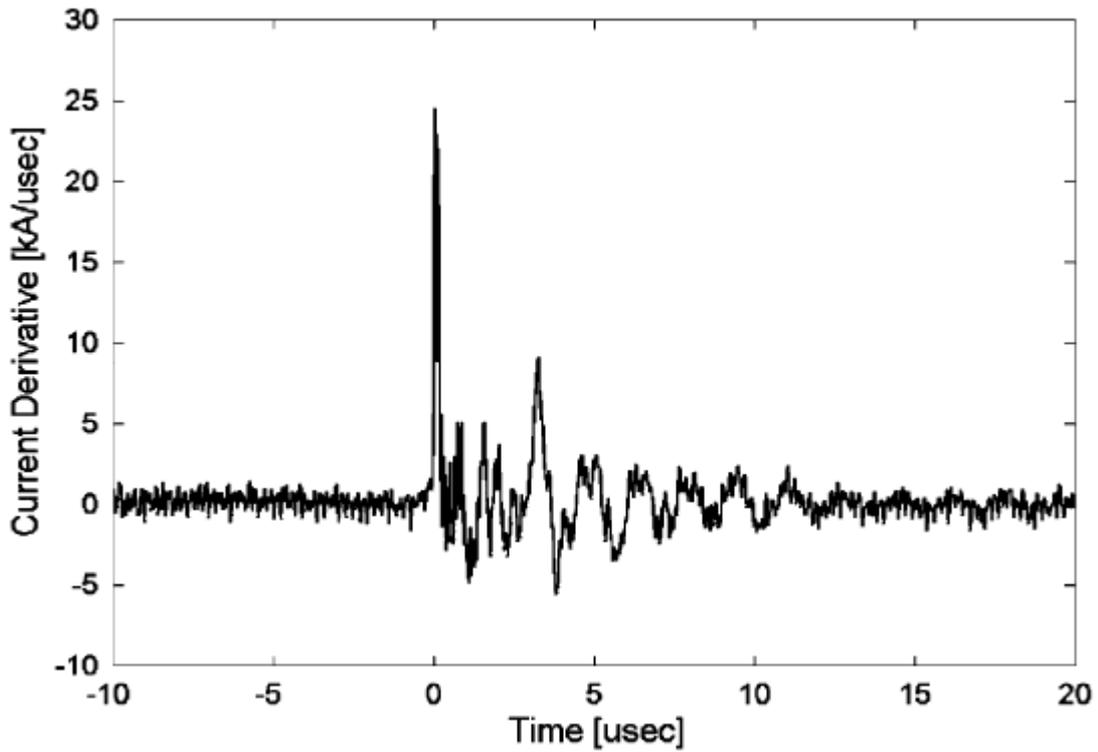


Figure (I-23) signal de dérivé de courant d'arc en retour capturé par old coil (à474m) [18]

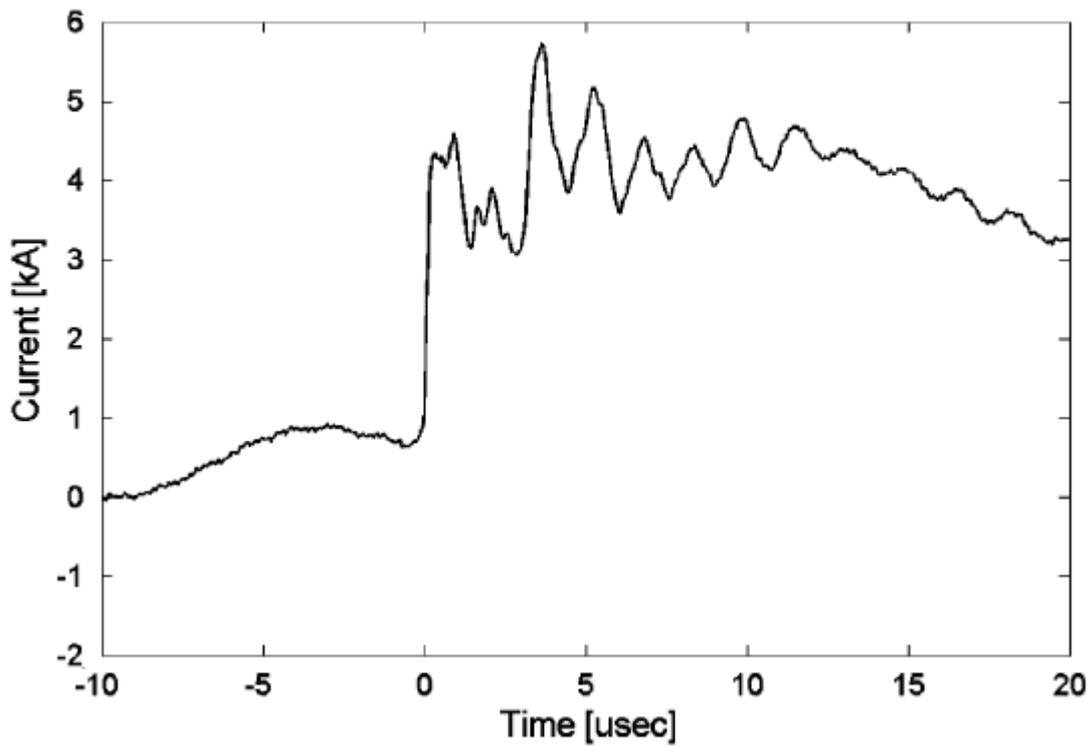


Figure (I-24) forme d'onde de courant à 474m [18]

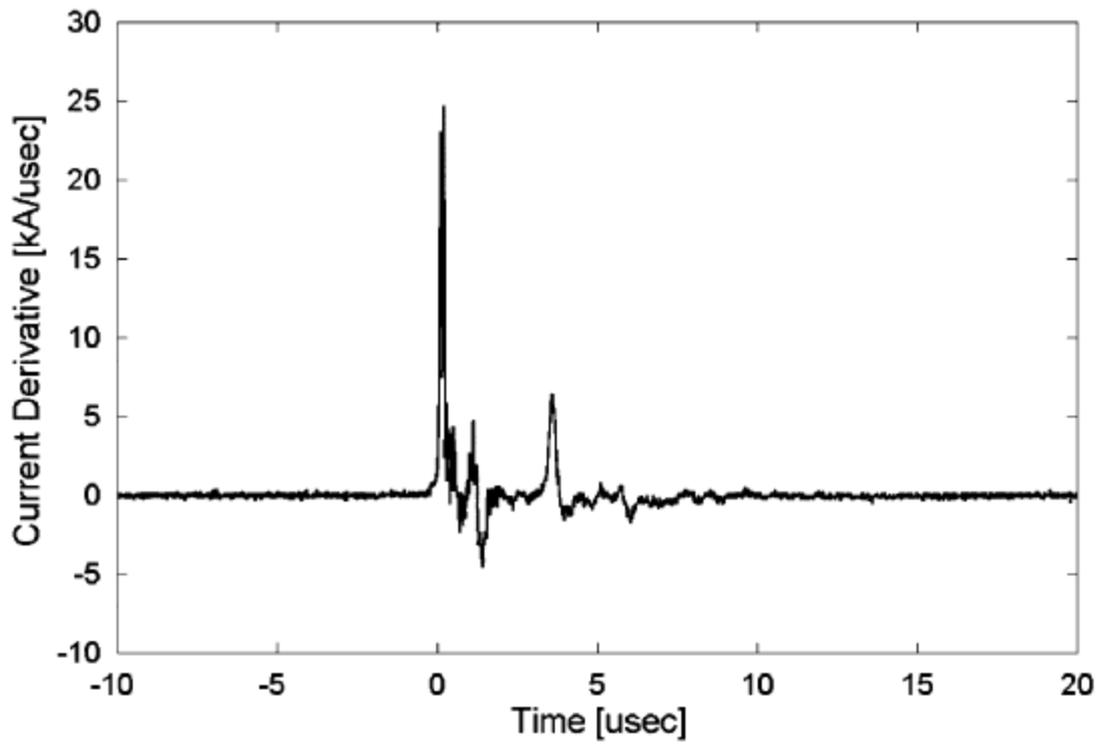


Figure (I-25) signal de dérivé de courant d’arc en retour capturé par new coil (à 509m) [18]

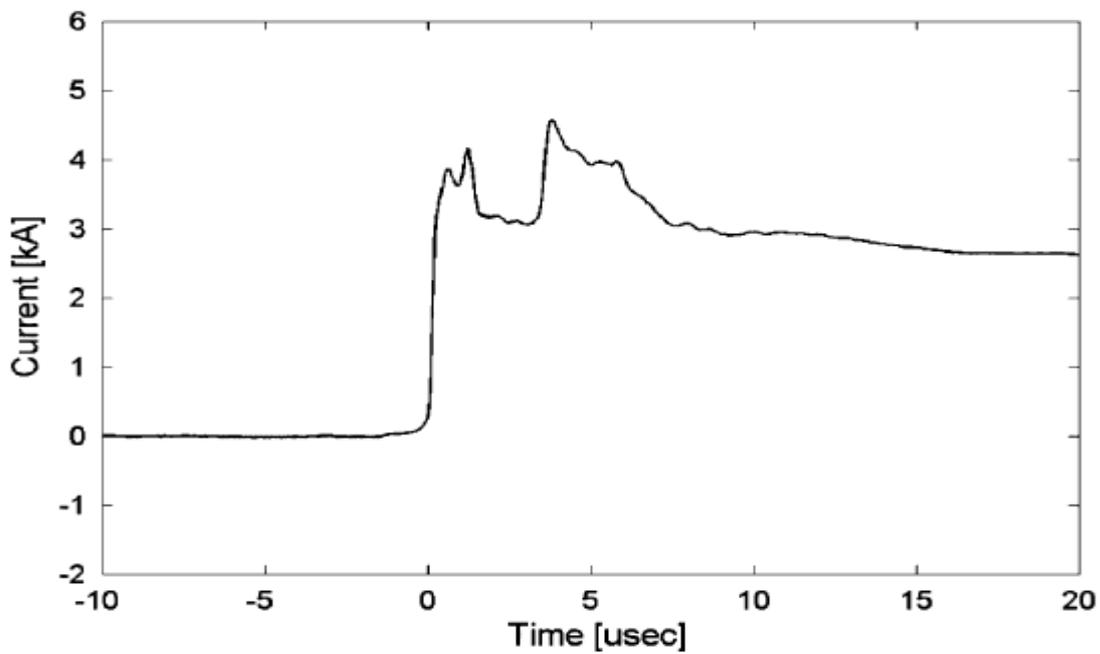


Figure (I-26) forme d’onde de courant à 509m [18]

On remarque que dans le cas de tour CN- Toronto au Canada Figure (I-22) que la forme du courant est plus complexe (voir les figures (I-23-I-26)), Shostak [18] rapporte que ceci est dû à la structure complexe de la tour CN.

Le Pic du Midi de Bigorre est un massif des Pyrénées françaises, culminant à une altitude de 2877 m (Figure 1-13), et haut lieu de l'observation astronomique depuis la fin du 19^{ème} siècle [19]. Bien que l'astronomie soit encore à l'heure actuelle le domaine d'investigations scientifiques le plus important sur le site, d'autres recherches y sont menées sur la qualité de l'air ambiant ou l'observation des décharges électriques en haute atmosphère [20]. Par ailleurs, la météorologie, la navigation aérienne et la télédiffusion font également partie des activités présentes sur le site. Nous noterons notamment la construction, en 1962, d'une antenne de 104 m, nommée « Antenne TDF » (pour Télé Diffusion de France).

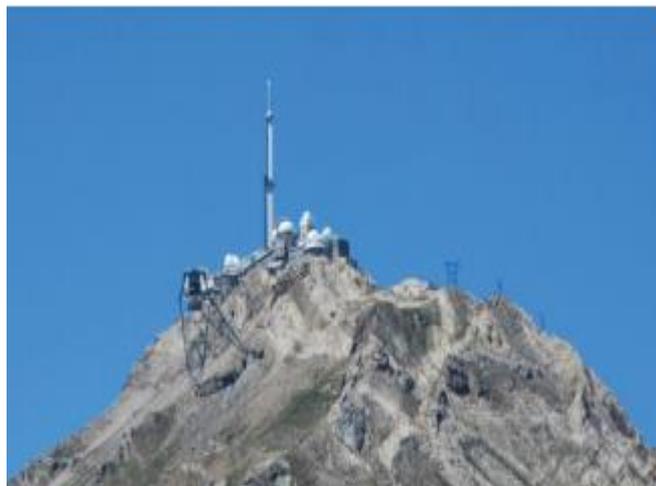


Figure (1-13) : Vue du Pic du Midi de Bigorre [20]

Mont San Salvatore, culminant à 915 m d'altitude, en Suisse [21]. Ce sommet, où sont placées deux tours de télécommunication d'une hauteur de 55 m, est situé à 640 m au-dessus du lac de Lugano. Le courant de foudre écoulé par les tours était mesuré à l'aide de shunts résistifs et le développement des arcs était filmé au moyen de caméras vidéo et notamment une caméra dite « rapide ».

Et d'autres études sont encore menées sur divers sites. Nous citerons notamment la tour Säntis, en Suisse qui culmine à 2502 m, et dont la hauteur est de 124 m. Le courant y est mesuré par des boucles de Rogowski et des capteurs B-dot installés à deux hauteurs différentes (24 m et 82 m) [22].



Figure (1-14) : Vue de la tour Säntis, en Suisse. [21]

Et la tour de Skytree en Japon, est une tour de radiodiffusion du Japon, située dans l'arrondissement Sumida de Tokyo. Haute de 634 mètres, elle devient, le jour de son inauguration en 2012, la deuxième plus haute structure autoportante du monde.[23]

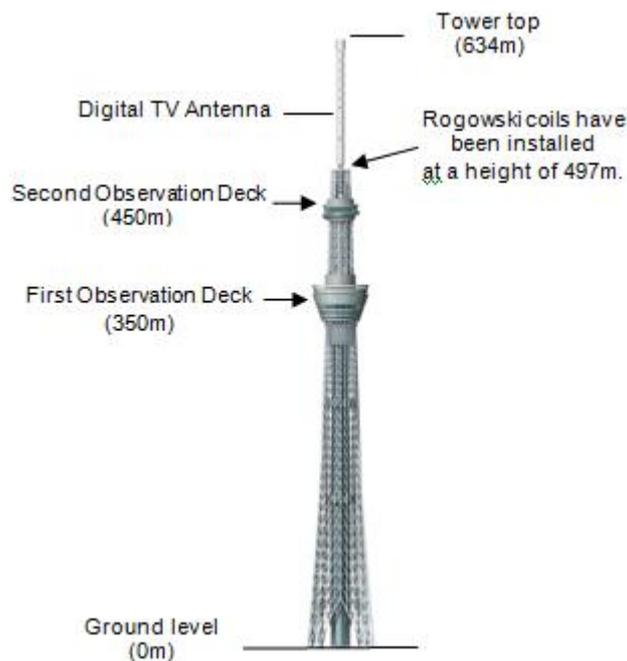


Figure (I-15) Position de Rogowski coils installés sur TOKYO SKYTREE. [23]

En Autriche, l'expérimentation de la tour Gaisberg mesure le courant de foudre par un shunt résistif. Cette tour, située à 1287 m d'altitude, a initialement été équipée d'un moulin à champ et d'une caméra rapide, fonctionnant à 1000 images par seconde, placés à une distance de 200 m [24]. Par la suite, les composantes verticale et radiale du champ électrique ont été enregistrées à l'aide de capteurs sphériques placés à 20 m de la base de la tour [25] ainsi qu'une antenne capacitive à 170 m [26]. Enfin, le champ magnétique est mesuré à 20 m par une antenne-cadre [27].

À une altitude de 988 m au-dessus du niveau de la mer, la tour Peissenberg, dans le sud de l'Allemagne, est située au sommet d'une crête de 250 m. Les variations du courant dans le temps (di/dt) y étaient mesurées par une boucle inductive et les coups de foudre enregistrés par deux appareils photo placés à 90° à une distance de 1000 m [28]. Initialement d'une hauteur de 160 m, l'antenne a été modifiée et sa hauteur ramenée à 150 m. Aujourd'hui, le courant de foudre, les champs électrique et magnétique ainsi que leurs dérivées y sont mesurés au pied de l'antenne et à une distance de 200 m [29]. Une caméra fonctionnant à 1000 images par seconde complète l'instrumentation pour enregistrer le développement des coups de foudre [30].

Dans les Pyrénées espagnoles, le site nommé « Eagle Nest » atteint une altitude de 2537 m et accueille une antenne de 20 m de haut, équipée d'une sonde de Rogowski pour la mesure du courant [31]. Durant l'été 2011, une caméra rapide fonctionnant à 4000 images par seconde et une antenne capacitive pour la mesure du champ électrique y ont également été installées [32].

Au Brésil, le site de « Morro Do Cachimbo », situé à 15 km de Belo Horizonte et à une altitude de 1430 m, est équipé d'une antenne de 60 m [33] [34]. Accueillant initialement une mesure de courant et de deux caméras placées à environ 500 m, la tour est aujourd'hui équipée de sondes Pearson et d'un shunt pour la mesure du courant. Le champ électrique et sa dérivée sont quant à eux enregistrés par un moulin à champ et deux antennes fouet. Une caméra rapide fonctionnant à 4000 images par seconde est également placée à environ 600 m.

Des études sont également menées sur des structures élevées en terrain considéré comme plat. Nous citerons notamment les observations réalisées au milieu du 20ème siècle sur l'Empire State Building de New York [35], et encore sur deux tours de 432 m et 610 m, à Canton en Chine [36].

I-8 Effets et conséquences de la foudre :

La foudre est un phénomène naturel qui se reconnaît lorsqu' un éclair surgit accompagné d'un bruit de tonnerre. Il s'agit d'une décharge électrostatique qui intervient lorsque de l'électricité statique s'accumule entre plusieurs nuages d'orage (type cumulonimbus) et la terre.

Elle présente de nombreux dangers : électrocution, incendie ou encore interférence électromagnétique, surtensions... Plusieurs techniques ont été développées pour prévenir et canaliser les éclairs de la foudre afin de protéger les êtres vivants, les biens, et les équipements.

Les effets de la foudre sont

- Thermiques, se traduisant par une élévation de température aux niveaux des impacts.

- Il y a ensuite les effets de déflagration : A proximité du canal de la foudre, la dilatation de l'air presque instantanée provoque une onde de choc, qui elle-même entraîne une surpression extrêmement intense.
- Enfin, les effets électriques : Quand la foudre touche une ligne électrique, une énergie considérable est absorbée par la ligne électrique. Ce qui entraîne dans la plupart des cas une surtension importante qui entraînera une destruction des équipements raccordés à la ligne.

Les conséquences de la foudre concernent aussi bien les hommes que les biens. Pour les personnes, la conséquence principale est le foudroiement. Il en existe différentes sortes : le foudroiement direct, ou encore le foudroiement par tension de pas, le foudroiement par éclair latéral etc.

Les conséquences sur les biens : Les impacts de foudre peuvent provoquer d'importants dégâts pouvant aller jusqu'à la destruction de bâtiments ou de matériels par le fait d'un incendie ou d'une explosion. Ce sont les surtensions véhiculées par les lignes électriques qui causent le plus de dommages, et le plus fréquemment. Les surtensions causent des dommages sur de très nombreux équipements.

I-9 Conclusion

Nous avons dédié ce chapitre à la phénoménologie de la foudre en décrivant brièvement son mécanisme de génération de décharge notamment celui du nuage cumulonimbus et la phase de l'arc en retour, nous avons aussi présenter les différentes méthodes de mesure avec les formes d'ondes expérimentales du courant de l'arc en retour à savoir la méthode de déclenchement artificiel, LLS et les tours instrumentées, dans le chapitre qui suivra, nous étudierons les formulations mathématiques qui modélisent le courant de l'arc en retour et le champ électromagnétique associé.

Chapitre II

**Modélisation du rayonnement
du phénomène de foudre**

II.1 Introduction

Afin de protéger les systèmes électriques et électroniques contre les dangers du rayonnement de la foudre, on doit bien caractériser le courant de l'arc en retour et du champ électromagnétique associé, pour ce fait, on va élaborer une description de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) utilisées pour la résolution numérique des équations de Maxwell pour les ondes électromagnétiques dans un repère à 3 dimensions (3D) et à 2 dimensions (2D) ainsi établir une étude théorique sur les modèles mathématiques qui décrivent le courant de foudre initié au sol.

II.2 Principe de la méthode FDTD

La méthode des différences finies est une méthode numérique qui permet la résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel. La résolution de ces équations se traduit par une discrétisation sur un maillage qui représente l'espace de calcul.

Cette méthode a été proposée par Yee en 1966, la méthode consiste à approcher les dérivées ponctuelles spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell par des différences finies centrées.

Plus tard, en 1975, le schéma de Yee a été généralisé par A. Taflove par l'introduction des termes de conductivité électrique et magnétique autorisant le traitement des pertes.

Prenons une fonction $f(u)$ connue aux points $u_0-h/2$, u_0 , $u_0+h/2$. On évalue, numériquement, la dérivée de $f(u)$ en u_0 en développant $f(u)$ en série de Taylor aux points $u_0-h/2$ et $u_0+h/2$.

Les développements limités en série de Taylor à droite et à gauche de u_0 avec un décalage de $\pm h/2$ s'écrivent :

$$f\left(u_0 + \frac{h}{2}\right) = f(u_0) + \frac{h}{2}f'(u_0) + \frac{h^2}{8}f''(u_0) + \dots \quad (\text{II-1})$$

$$f\left(u_0 - \frac{h}{2}\right) = f(u_0) - \frac{h}{2}f'(u_0) + \frac{h^2}{8}f''(u_0) - \dots \quad (\text{II-2})$$

La dérivée peut être obtenue de différentes manières :

- Soit par une approximation par différence avant, à partir de l'équation (II-1):

$$f'(u_0) = \frac{f(u_0+h/2)-f(u_0)}{h/2} + O(h) \quad (\text{II-3})$$

- Soit par une approximation par différence avant, à partir de l'équation (II-2):

$$f'(u_0) = \frac{f(u_0) - f(u_0 - h/2)}{h/2} + O(h) \quad (\text{II-4})$$

- Soit par une approximation par différence centrée à partir des équations (II-1) et (II-2) :

$$f'(u_0) = \frac{f(u_0 + h/2) - f(u_0 - h/2)}{h} + O(h^2) \quad (\text{II-5})$$

$O(h^2)$: représente l'erreur d'ordre 2 commise, et qui sera négligée par la suite. [37]

La figure (II-1) montre l'approximation de la dérivée centrée de la méthode des différences finies

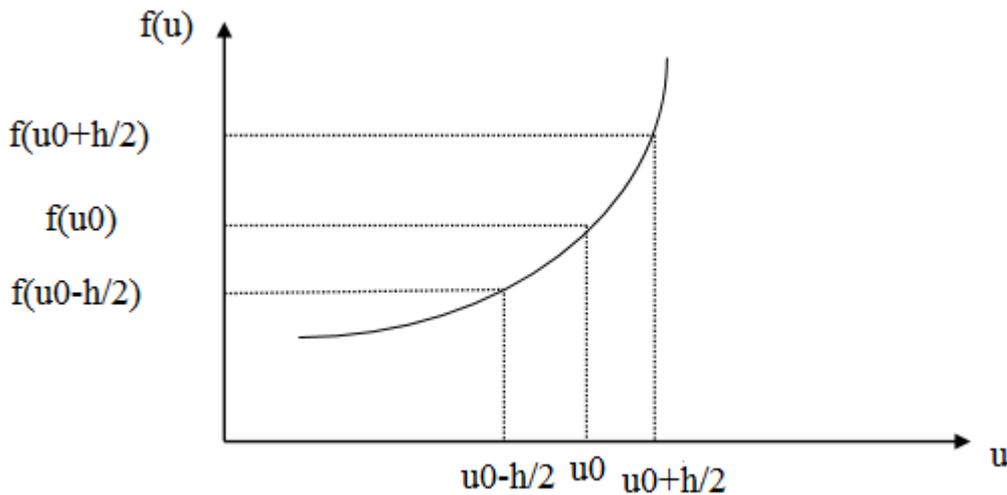


Figure (II-1) : Approximation de la dérivée centrée [37].

II.2.1 Rappel sur les équations de Maxwell

- Equation de Maxwell Faraday

Elle décrit comment une variation de champ magnétique peut engendrer un champ électrique :

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II-6})$$

- Equation de Maxwell Ampère

Elle décrit que le champ magnétique peut être généré par deux choses, le courant électrique et la variation d'un champ électrique (courant de conduction et courant de déplacement) :

$$\overrightarrow{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II-7})$$

- **Equation de Maxwell Gauss**

Elle montre que les charges génèrent un champ électrique et relie le flux électrique à travers une surface de Gauss fermé avec la charge :

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (\text{II-8})$$

- **Equation de Maxwell flux magnétique**

Elle affirme que le flux magnétique à travers n'importe quelle surface est nul :

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0 \quad (\text{II-9})$$

II.2.2 Méthode FDTD pour un milieu isotrope en 3-D

Un milieu est dit isotrope si ses propriétés physiques sont identiques quel que soit la direction d'observation donc sa permittivité diélectrique et sa perméabilité magnétique restent constante quel que soit la position dans l'espace.

On a choisi d'appliquer la méthode FDTD dans un milieu isotrope pour faciliter l'analyse de champ EM avec la FDTD et simplifier les équations si le milieu n'était pas isotrope ε et μ seront des variables dans l'espace donc elles doivent être incluses dans le calcul itératif.

Si le milieu ne contient pas de charge et de courant électriques ($\rho=0$, $J=0$). Les équations de Maxwell Faraday et Maxwell Ampère peuvent s'écrire comme : [38]

$$\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (\text{II-10})$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (\text{II-11})$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (\text{II-12})$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (\text{II-13})$$

$$\frac{\partial D_y}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (\text{II-14})$$

$$\frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (\text{II-15})$$

Avec $D = \epsilon E$ et $B = \mu H$

Pour calculer le champ électromagnétique, Yee a pensé de construire un maillage régulier dans les trois directions de l'espace (x, y, z) avec des pas constants ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$) comme c'est montré dans la figure (I-2).

Suivant leur notation on désigne un point de maille dans l'espace comme $(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$ et pour toute fonction d'espace et de temps $F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = F^n(i, j, k)$

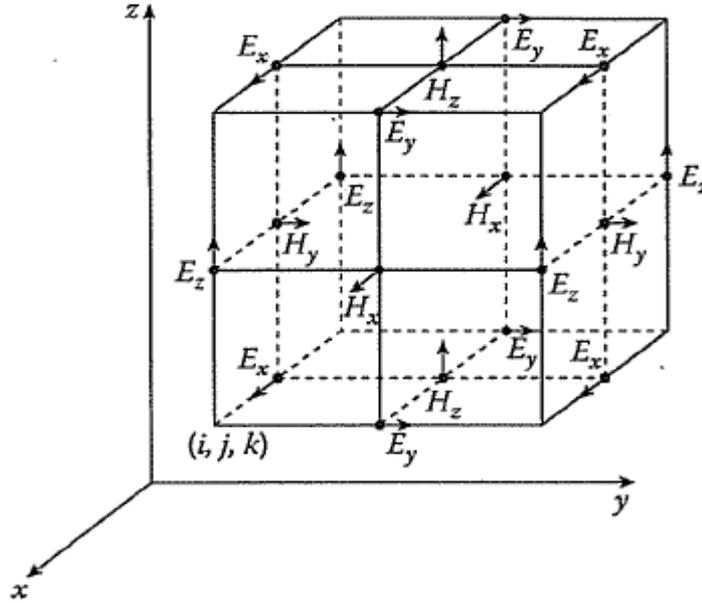


Figure (II-2) maillage de Yee en 3D [38]

Si on applique la méthode des différences finies sur les équations (II-10) à (II-15) on obtient : [38]

$$\frac{B_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - B_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})}{\Delta t} = \frac{E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k+1) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i, j+1, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta y} \quad (\text{II-16})$$

$$\frac{B_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - B_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta t} = \frac{E_z^n(i+1, j, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k+1) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta z} \quad (\text{II-17})$$

$$\frac{B_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - B_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta t} = \frac{E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+1, k) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i+1, j+\frac{1}{2}, k) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta x} \quad (\text{II-18})$$

$$\frac{D_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)-D_x^n\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)}{\Delta t} = \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)-H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k\right)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}\right)-H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}\right)}{\Delta z}$$

(II-19)

$$\frac{D_y^{n+1}\left(i,j+\frac{1}{2},k\right)-D_y^n\left(i,j+\frac{1}{2},k\right)}{\Delta t} = \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)-H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}\right)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)-H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)}{\Delta x}$$

(II-20)

$$\frac{D_z^{n+1}\left(i,j,k+\frac{1}{2}\right)-D_z^n\left(i,j,k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta t} = \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}\right)-H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)-H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta y}$$

(II-21)

Dans les équations précédentes on voit que le champ électrique calculé à l’instant ((n+1) Δt) dépend du champ électrique à l’instant (n Δt) et aussi des quatre composant de champ magnétique qui l’entourent, et que le champ électrique et le champ magnétique ne peuvent pas être calculés au même instant.

Ce calcul itératif est répété à chaque instant d’échantillonnage temporel pour chaque composant de champ électromagnétique, cette opération est appelée saute-mouton « leapfrog » (voir figure II-3).[39]

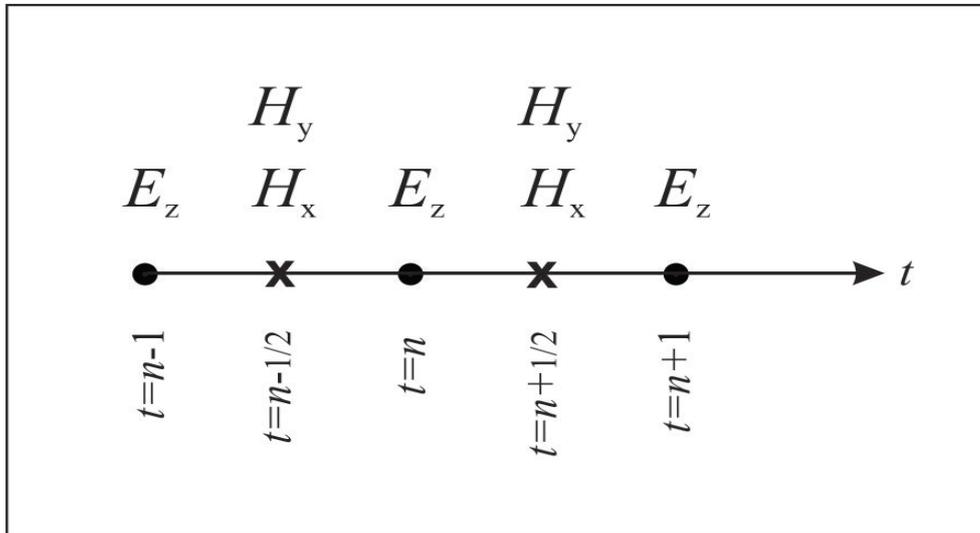


Figure (II-3) schéma de saute-mouton (leapfrog) [39]

II.2.3 Méthode FDTD pour un milieu isotrope en 2-D

Pour réduire les équations de maxwell à deux dimensions on va supposer que le champ est invariant par rapport à une dimension choisi, on prend (oz) et comme on n'a pas de variation selon (oz) alors les dérivées par rapport à z sont nulles. [38]

Dans ce cas les équations se séparent en deux :

- Transversal électrique TE : qui relie les composantes du champ magnétique selon x,y (H_x,H_y) et la composante de champ électrique selon z E_z comme il est représenté sur la figure(II-4)

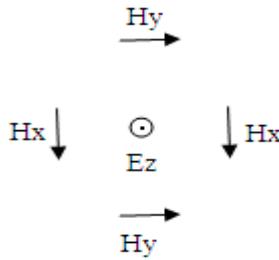


Figure (II-4) cellule 2D mode TE [38]

$$\frac{\partial Bx}{\partial t} = - \frac{\partial Ez}{\partial y} \tag{II-22}$$

$$\frac{\partial By}{\partial t} = \frac{\partial Ez}{\partial x} \tag{II-23}$$

$$\frac{\partial Dz}{\partial t} = \frac{\partial Hy}{\partial x} - \frac{\partial Hx}{\partial y} \tag{II-24}$$

On applique la méthode FDTD sur les équations TE on trouve

$$\frac{B_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j+\frac{1}{2})-B_x^{n-\frac{1}{2}}(i,j+\frac{1}{2})}{\Delta t} = - \frac{E_z^n(i,j+1)-E_z^n(i,j)}{\Delta y} \tag{II-25}$$

$$\frac{B_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j)-B_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j)}{\Delta t} = \frac{E_z^n(i+1,j)-E_z^n(i,j)}{\Delta x} \tag{II-26}$$

$$\frac{D_z^{n+1}(i,j)-D_z^n(i,j)}{\Delta t} = \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j)-H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2},j)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j+\frac{1}{2})-H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j-\frac{1}{2})}{\Delta y} \tag{II-27}$$

- Transversal magnétique TM : qui relie les composantes transversales du champ électrique (E_x, E_y) avec la composante normale du champ magnétique H_z (la figure II-5 le montre)

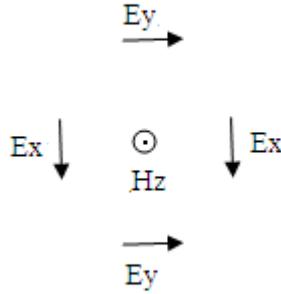


Figure (II-5) cellule 2D mode TM [38]

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (\text{II-28})$$

$$\frac{\partial D_y}{\partial t} = - \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (\text{II-29})$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (\text{II-30})$$

$$\frac{D_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2},j\right)-D_x^n\left(i+\frac{1}{2},j\right)}{\Delta t} = \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}\right)-H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}\right)}{\Delta y} \quad (\text{II-31})$$

$$\frac{D_y^{n+1}\left(i,j+\frac{1}{2}\right)-D_y^n\left(i,j+\frac{1}{2}\right)}{\Delta t} = - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}\right)-H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}\right)}{\Delta x} \quad (\text{II-32})$$

$$\frac{B_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}\right)-B_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}\right)}{\Delta t} = \frac{E_x^n\left(i+\frac{1}{2},j+1\right)-E_y^n\left(i+\frac{1}{2},j\right)}{\Delta y} - \frac{E_y^n\left(i+1,j+\frac{1}{2}\right)-E_x^n\left(i,j+\frac{1}{2}\right)}{\Delta x} \quad (\text{II-33})$$

II.2.4 Critère de stabilité de la FDTD

La méthode de la FDTD peut mener vers des solutions infinies de champ électromagnétique qui conduisent à la divergence du calcul. Pour éviter ce problème il faut choisir un pas temporel respecte le critère suivant :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}}$$

Avec c la vitesse de lumière dans le vide, si on a un maillage uniforme avec $\Delta x = \Delta y = \Delta z = h$, le critère devient : [40]

$$\Delta t \leq \frac{h}{c\sqrt{3}}$$

II.3 Modèles mathématiques du courant de l'arc en retour**II.3.1 Equations de courant à la base du canal**

Dans la littérature on trouve plusieurs fonctions proposées pour modéliser le courant de foudre à la base du canal. A savoir la fonction d'Heidler et la fonction, bi-exponentielle.

II.3.1.1 La fonction d'Heidler :

Elle est décrite par : [41]

$$i_0(t) = \frac{I_0}{\eta} \cdot \frac{(t/\tau_1)^n}{1+(t/\tau_1)^n} e^{-t/\tau_2} \quad (\text{II-34})$$

I_0 : Amplitude de courant.

η : facteur de correction de l'amplitude de courant donné par :

$$\eta = \exp [(-\tau_1/\tau_2) (n\tau_2/\tau_1)^{1/n}] \quad \text{avec } n : \text{ est un paramètre ayant une valeur entre 2 à 10.}$$

τ_1 : temps de montée de courant.

τ_2 : temps de l'impulsion de courant.

Pour mieux représenter la forme typique de courant de foudre, les chercheurs ont proposé une utilisation d'une somme de deux fonctions d'Heidler.

$$i(0,t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \cdot \frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1+(t/\tau_{11})^{n_1}} e^{-t/\tau_{12}} + \frac{I_{02}}{\eta_2} \cdot \frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1+(t/\tau_{21})^{n_2}} e^{-t/\tau_{22}} \quad (\text{II-35})$$

Les paramètres utilisés pour représenter la forme de courant avec la somme de deux fonctions d'Heidler sont donnés par le tableau suivant :

	I ₀₁ (KA)	τ ₁₁ (μs)	τ ₁₂ (μs)	n ₁	I ₀₂ (KA)	τ ₂₁ (μs)	τ ₂₂ (μs)	n ₂
1 ^{er} arc en retour	28	1,8	95	2				
Arc en retour subséquent	10,7	0,25	2,5	2	6,5	2	230	2

Tableau (II.1) paramètres du premier arc en retour et arc en retour subséquent [3]

La figure suivante illustre la forme d'onde de courant de la foudre qui peut être utilisée pour représenter :

- (1) Premier arc en retour
- (2) Arc en retour subséquent

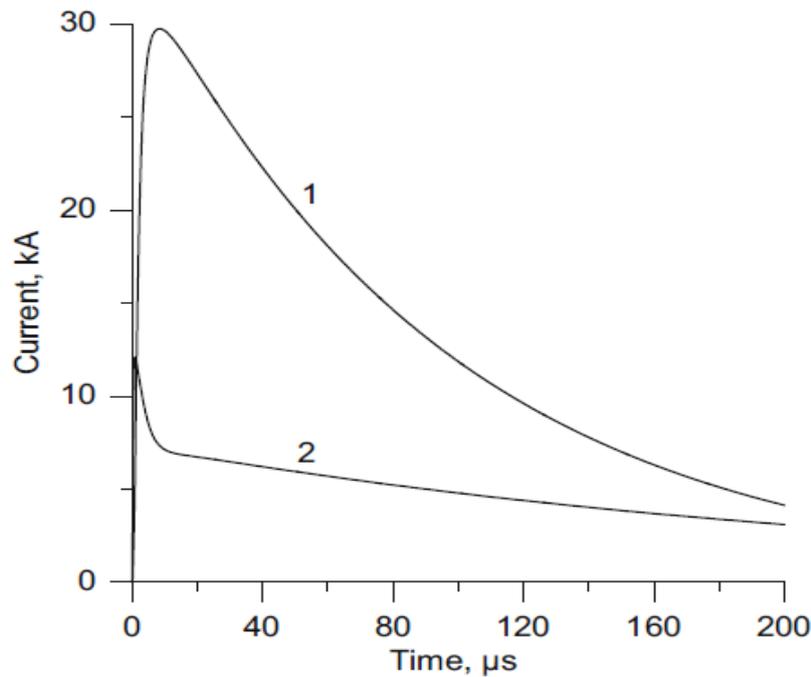


Figure (II-6) forme d'onde typique du courant de foudre [3]

II.3.1.2 Fonction bi-exponentielle

Elle est utilisée à cause de leur simplicité et elle facilite l'analyse dans le domaine fréquentiel La fonction est donnée par [42]

$$I_{(0,t)} = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (\text{II-36})$$

I_0 Amplitude du courant.

α, β liés au inverse de temps de montée et la durée de l'impulsion.

II.3.2 Modèles de l'arc en retour

Les modèles de l'arc en retour sont classés en quatre catégories :

II.3.2.1 Modèle de gaz dynamique

Appelé aussi le modèle physique a été développé au laboratoire, comme indique leur nom ce modèle est basée sur les études physiques de la décharge, principalement le canal ionise et l'influence du courant de foudre sur le gaz diélectrique et la formation du plasma. Ce modèle implique généralement les solutions des trois équations dynamiques du gaz.

L'inconvénient de ce modèle, il ne donne pas une estimation satisfaisante de champs électromagnétiques. [43] [44]

II.3.2.2 Modèle électromagnétique

Est basé généralement sur une approximation d'une antenne à fil mince avec perte par rapport au canal de la foudre. Ce modèle implique une solution numérique des équations de Maxwell pour trouver la distribution du courant le long du canal à partir duquel les champs électriques et magnétiques distants peuvent être calculés.

II.3.2.3 Modèle RLC

Est un modèle qui représente la décharge de la foudre comme un processus transitoire sur une ligne de transmission verticale caractérisé par une résistance, une inductance et une capacité le tout par unité de longueur.

Ce modèle (transmission-line) est utilisé pour déterminer le courant de canal en fonction de temps et de la hauteur qui peut être utilisé dans le calcul du champ électromagnétique rayonné.

II.3.2.4 Modèles d'ingénieur

Dans ces modèles, la physique du coup de foudre est délibérément minimisée et l'effort mis sur la recherche d'un accord entre les champs électromagnétiques prédits par le modèle et ceux observés à des distances de quelques dizaines de mètres à des centaines de kilomètres.

L'avantage des modèles « d'ingénierie » est le petit nombre de paramètres ajustables, généralement un ou deux en plus du courant de base de canal mesuré ou supposé.[45] [46]

II.3.2.4.1 Le modèle de Bruce-Golde (BG model)

Il a été développé par Bruce et Golde en 1941, Bruce et Golde ont considéré que l'arc en retour se propage verticalement à partir du sol avec une vitesse "v" qui est inférieure à la vitesse de la lumière "c". Voir figure II.7.

Le courant à chaque point du canal peut être exprimé, mathématiquement comme suit

$$i(z', t) = i(0, t) \quad z' \leq v_f t \tag{II-37}$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' > v_f t \tag{II-38}$$

Où v_f est la vitesse du front de l'arc en retour.

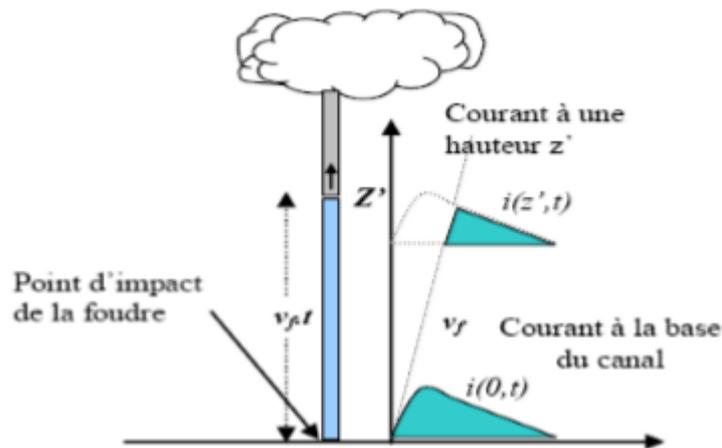


Figure (II-7) Représentation schématique du modèle BG [45].

II.3.2.4.2 Le modèle de "ligne de transmission" (Transmission Line, TL model) :

Ce modèle fut proposé par "Uman" et "McLain" en 1969[47], il assimile le canal de foudre à une ligne de transmission sans pertes où une impulsion de courant se propage à partir du sol à la vitesse de l'arc en retour v_f .

La distribution du courant est définie par :

$$i(z', t) = i(0, t - (z'/v_f)) \quad z' \leq v_f t \tag{II-39}$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' > v_f t \tag{II-40}$$

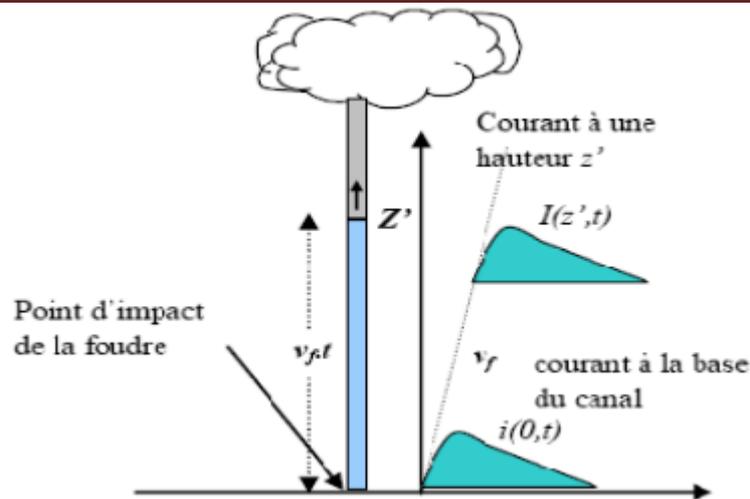


Figure (II-8) Représentation schématique du modèle TL [47]

Etant donné que l'intensité du courant le long du canal reste constante, le modèle TL ne permet, donc aucun transfert de charge entre le traceur et l'arc en retour. Or, les mesures des variations du champ électrique associé au traceur ont mis en évidence que le traceur est bien porteur d'une certaine densité de charge.

II.3.2.4.3 Le modèle de "ligne de transmission modifié" (Modified Transmission Line, MTL model) :

Afin de pallier les défauts du modèle TL tout en gardant sa simplicité qui permet une utilisation aisée dans les calculs de couplage, une modification au modèle de TL a été proposée par (Nucci et al) [48], (Rachidi et Nucci) [49], et (Rakov et Dulzon) [50]. Ces deux modèles sont décrits ci-dessous :

Le modèle des "ligne de transmission modifié par une décroissance en exponentiel " (Modified Transmission Line with Exponential decay, MTLE) Dans ce modèle la distribution spatio-temporelle du courant $i(z',t)$ est définie par :

$$i(z',t) = i(0, t - (z'/v_f)) \exp(-z'/\lambda) \quad z' \leq v_f t \quad (\text{II-41})$$

$$i(z',t) = 0 \quad z' > v_f t \quad (\text{II-42})$$

Le paramètre λ représente le taux de décroissance de l'intensité du courant le long du canal; sa valeur, a été déterminée par (Nucci et Rachidi) ($\lambda=2\text{Km}$ environ) , et par (Lin et al) en utilisant des enregistrements simultanés des champs électromagnétiques à plusieurs distances publiés. Le modèle MTLE est le plus utilisé, et ce que nous allons utiliser dans notre travail.

Le modèle des "ligne de transmission modifié par une décroissance linéaire" (Modified Transmission Line with Linear decay, MTLL).

Dans le modèle de MTLL qui est proposé par (Rakov et Dulzon) [50], l'amplitude du courant décroît linéairement, tandis que le courant se propage vers le haut du canal, il est décrit par :

$$i(z', t) = i(0, t - (z'/vf))(1 - (z'/H)) \quad z' \leq v_f t \quad (\text{II-43})$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' > v_f t \quad (\text{II-44})$$

Ou H : est la hauteur totale du canal.

II.3.2.4.4 Le modèle de la source du courant propageant (Traveling Current Source, TCS model)

Ce modèle est proposé par Heidler's, une source de courant avec l'arc en retour, qui se propage vers le haut avec une vitesse v, le courant injecté par cette source à une hauteur z', se propage vers le bas du canal avec une vitesse de la lumière c. donc, il arrive sur le sol à un temps z'/c. il est mathématiquement décrit par :

$$i(z', t) = i(0, t + (z'/c)) \quad z' \leq v_f t \quad (\text{II-45})$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' > v_f t \quad (\text{II-46})$$

II.3.2.4.5 Le modèle de Diendorfer-Uman (DU, model)

Le courant de l'arc en retour par le modèle de DU est exprimé par :

$$i(z', t) = i(0, t + (z'/c)) - \exp(-((t - z') \tau D)/vf))i(0, (z'/v *)) \quad z' \leq v_f t \quad (\text{II-47})$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' > v_f t \quad (\text{II-48})$$

Ou : τD : la constante de décroissance en exponentielle.

$v_f = \text{const}$, $\tau D = \text{const}$, $v^* = v_f / (1 + v_f/c)$.

Si $\tau D = 0$, le modèle de DU est réduit en modèle de TCS.

II.3.2.4.6 La généralisation des modèles d'ingénieurs

Rakov [1] [51] propose la représentation de ces modèles à l'aide d'une seule expression. Cette dernière s'écrit comme suit :

$$i(z', t) = P(z')i(0, t - (z'/v))u(t - (z'/vf)) \quad (\text{II-49})$$

Où :

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

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

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

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

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

Tableau (II.2) $p(z')$ et v_f pour les 5 modèles. [1] [51]

II.3.3 Champ électromagnétique de la foudre

II.3.3.1 Champ électrique crée par un point chargé avec un sol parfaitement conducteur

Le sol avec une conductivité infinie et en présence d'une charge électrique est considéré comme un miroir donc toute charge à une image mais avec une polarité opposée comme c'est montré dans la figure ci-dessous :[3]

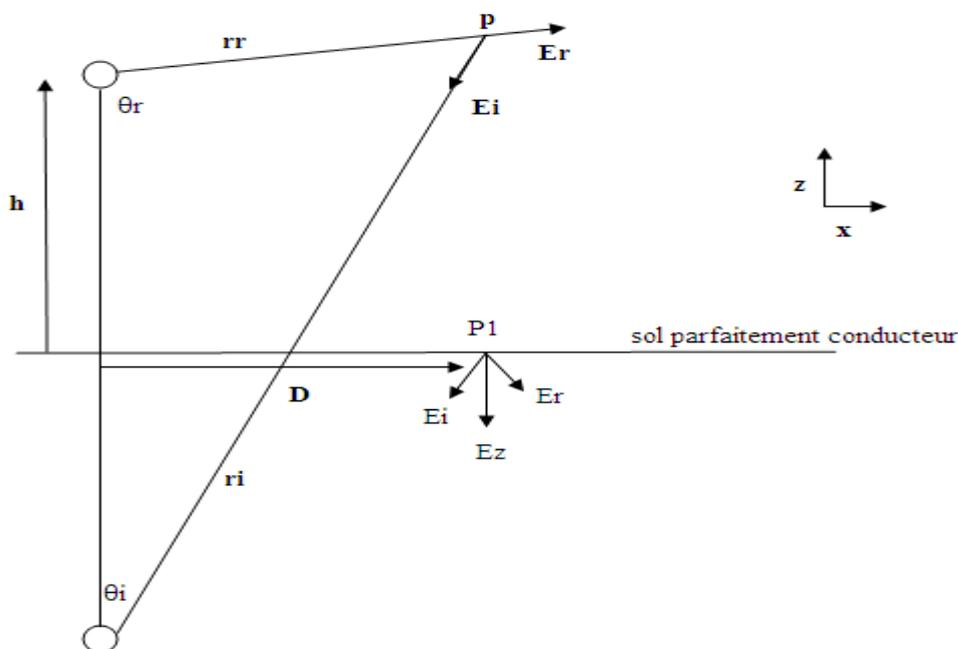


Figure (II-9) l'effet d'un sol parfaitement conducteur. [3]

$$E_r = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_r^2} \mathbf{u}_{rr} \text{ où } \mathbf{u}_{rr} \text{ est un vecteur d'unité dirigé selon } r_r \quad (\text{II-50})$$

$$E_{rz} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_r^2} \sin\left(\theta_r - \frac{\pi}{2}\right) \quad \text{avec } \sin\left(\theta_r - \frac{\pi}{2}\right) = -\cos(\theta_r) \quad (\text{II-51})$$

$$E_{rz} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_r^2} \cos(\theta_r) \quad (\text{II-52})$$

$$E_{rx} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_r^2} \cos\left(\theta_r - \frac{\pi}{2}\right) \quad \text{avec } \cos\left(\theta_r - \frac{\pi}{2}\right) = \sin(\theta_r) \quad (\text{II-53})$$

$$E_{rx} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_r^2} \sin(\theta_r) \quad (\text{II-54})$$

$$E_i = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_i^2} \mathbf{u}_{ri} \text{ où } \mathbf{u}_{ri} \text{ est un vecteur d'unité dirigé selon } r_i \quad (\text{II-55})$$

$$E_{iz} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_i^2} \cos(\theta_i) \quad (\text{II-56})$$

$$E_{ix} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_i^2} \sin(\theta_i) \quad (\text{II-57})$$

II.3.3.2 Champ électrique horizontal à un point quelconque

Le champ à un point p s'écrit : [3]

$$E_z = E_{rz} + E_{iz} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_r^2} \cos \theta_r - \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_i^2} \cos \theta_i \quad (\text{II-58})$$

II.3.3.3 Champ électrique horizontal à un point P1 sur le sol

Au sol, la distance entre les charges et le point P1 et les angles sont égaux ($r_r = r_i$) et ($\theta_r = \theta_i$) [3]

$$E_z = -\frac{2q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos \theta \quad (\text{II-59})$$

$$\text{On sait que } r = \sqrt{h^2 + D^2} \text{ et } \cos(\theta) = \frac{h}{\sqrt{h^2 + D^2}} \quad (\text{II-60})$$

On obtient

$$E_z = -\frac{qh}{2\pi\epsilon_0 (h^2 + D^2)^{3/2}} \quad (\text{II-61})$$

II.3.3.4 Champ électromagnétique d'un dipôle

Le dipôle électrique est utilisé généralement pour calculer le champ électromagnétique, dans le domaine fréquentiel le courant de dipôle est donné par : [3]

$$I = I_0 e^{j\omega t}$$

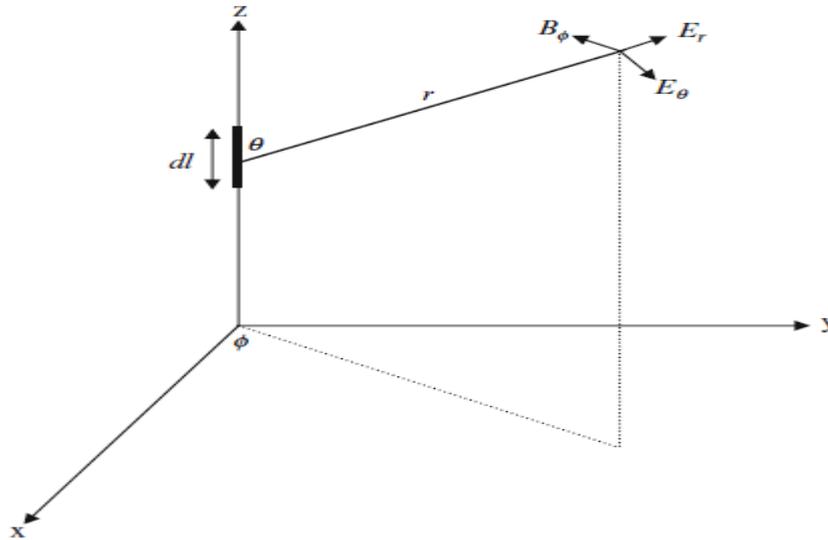


Figure (II-10) champ EM créée par un dipôle. [3]

Le champ électromagnétique à un point dans l'espace généré par le dipôle si $r \gg l$ et $\lambda \gg l$ s'écrit comme suit : [3]

$$E_r = \frac{I_0 l e^{j(\omega t - \beta r)}}{2\pi \epsilon_0} \cos \theta \left[\frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right] \tag{II-62}$$

$$E_\theta = \frac{I_0 l e^{j(\omega t - \beta r)}}{4\pi \epsilon_0} \sin \theta \left[\frac{j\omega}{c^2 r} + \frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right] \tag{II-63}$$

$$B_\phi = \frac{\mu_0 I_0 l e^{j(\omega t - \beta r)}}{4\pi} \sin \theta \left[\frac{j\omega}{cr} + \frac{1}{r^2} \right] \tag{II-64}$$

Avec $\beta = \omega/c$

l :longueur du canal

r :la distance entre le dipôle et le point

I_0 :amplitude de courant et ω pulsation de courant

ϵ_0 :permittivité du vide

μ_0 :perméabilité du vide

c :vitesse de lumière dans le vide

Quand la distance du point d'observation est très grande les termes $1/r^2$ et $1/r^3$ s'annulent dans ce cas le champ résultant s'appelle champ de radiation et on obtient :

$$E_{\theta,rad} = \frac{I_0 l e^{j(\omega t - \beta r)}}{4\pi \epsilon_0} \sin \theta \left[\frac{j\omega}{c^2 r} \right] \quad (\text{II-65})$$

$$B_{\phi,rad} = \frac{\mu_0 I_0 l e^{j(\omega t - \beta r)}}{4\pi} \sin \theta \left[\frac{j\omega}{c r} \right] \quad (\text{II-66})$$

On note que le rapport $E_{\theta, rad}/B_{\phi, rad}$ est égale c la vitesse de lumière dans le vide

II.3.3.5 Champ électromagnétique d'un arc en retour

Le champ électromagnétique peut être calculé par la division du canal de l'arc en retour en sections éléments et traiter chaque section comme un dipôle.

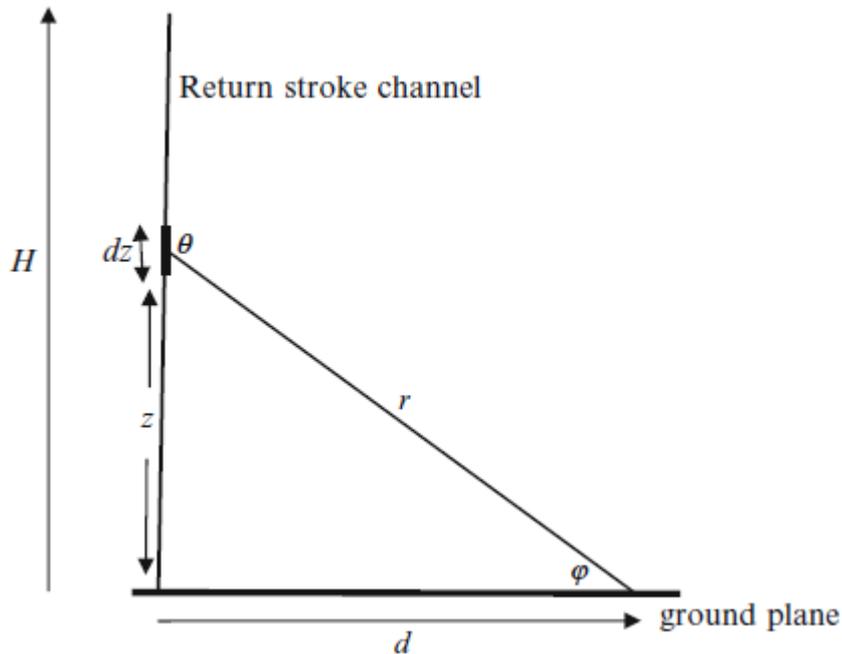


Figure (II-11) champ EM générer par un arc en retour. [3]

Le champ électrique verticale est donné par :[3]

$$E_{v(t)} = -\int_0^H \frac{dz}{2\pi \epsilon_0} \left[\frac{\cos^2 \varphi}{c^2 r} \frac{dI\left(t - \frac{r}{c}\right)}{dt} + \frac{1-3\sin^2 \varphi}{c r^2} I\left(t - \frac{r}{c}\right) + \frac{1-3\sin^2 \varphi}{r^3} \int_0^t I\left(z - \frac{r}{c}\right) dz \right] \quad (\text{II-67})$$

$$B_{\varphi}(t) = \int_0^H \frac{\mu_0 dz}{2\pi} \left[\frac{\cos\varphi}{cr} \frac{dI\left(t - \frac{r}{c}\right)}{dt} + \frac{\cos\varphi}{r^2} I\left(t - \frac{r}{c}\right) \right] \quad (\text{II-68})$$

Dans le cas où le point d'observation est très loin ($d \gg H$) on admet que $\cos \varphi \approx 1$ et $r \approx d$, donc tous les termes de $1/r^2$ et $1/r^3$ disparaissent et on obtient :

$$E_{v,\text{rad}}(t) = -\frac{1}{2\pi\epsilon_0 c^2 d} \int_0^H \frac{dI\left(tr - \frac{r}{c}\right)}{dt} dz \quad (\text{II-69})$$

$$B_{\varphi,\text{rad}}(t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0 c^3 d} \int_0^H \frac{dI\left(tr - \frac{r}{c}\right)}{dt} dz \quad (\text{II-70})$$

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit le concept théorique et l'outil mathématique nécessaire à la caractérisation du rayonnement de la foudre par la méthode des différences finies, en expliquant en premier lieu le maillage spatiaux temporelle pour implémenter la méthode FDTD dans le calcul du champ électromagnétique en 3D et en 2D pour le mode transverse électrique et transverse magnétique dans un milieu isotrope, le critère de stabilité de la méthode qui impose que les pas spatiaux doivent être bien choisies, en second lieu les différents modèles existants dans la littérature qui modélisent le courant de l'arc en retour que ça soit à la base du canal ou le long de sa distribution spatiotemporelle du sol vers le nuage pour le cas d'un sol qui ne présente aucune réflexion.

Le chapitre qui suivra sera consacré à l'analyse du comportement du champ électromagnétique de la foudre initié au sol caractérisé par une conductivité finie pour deux types de sol et entamera le modèle du courant de foudre qui prend en compte un sol générant des réflexions.

Chapitre III

**Calcul du champ
électromagnétique de la foudre
initié au sol**

III.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons évaluer les composantes du champ électromagnétique proche engendré par l'interaction de la foudre avec un sol supposé sans réflexions caractérisé d'une conductivité finie d'une part et en d'autre part, prendre en compte les réflexions qui peuvent être engendrées au niveau du sol. Pour cela nous allons effectuer le calcul numérique à l'aide de la méthode FDTD-2D, la distribution spatiotemporelle du courant dans le canal de foudre est modélisée par deux modèles d'ingénieurs cités dans la littérature, à savoir TL et MTLE pour le cas où il n'y a pas de réflexions au niveau du sol, dans le cas contraire, application d'un modèle qui prend en compte les réflexions au niveau du sol. Les résultats obtenus nous aideront à mieux observer le comportement du champ électromagnétique vis-à-vis de ces modèles en point de vue proche et surtout en point de vue allure ainsi analyser la forme d'onde du champ en présence de conductivités différentes du sol.

III.2 Présentation de la Géométrie du problème**III.2.1 Partie 1 : Sol de conductivité finie ne générant aucune réflexion**

Dans cette partie du travail, nous allons considérer le cas de la foudre tombant sur un sol supposé sans réflexions de conductivité finie $\sigma=0.01\text{S/m}$, 0.001 S/m et 0.0025 S/m , le point d'observation se situe à différentes distances du point d'impact. Nous allons procéder à appliquer deux modèles de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour dans le code de calcul basé sur la méthode FDTD-2D élaboré en FORTRAN.

La figure III-1 et la figure III.2 présentent la géométrie du problème et le domaine d'étude appropriée pour nous aider à modéliser le problème.

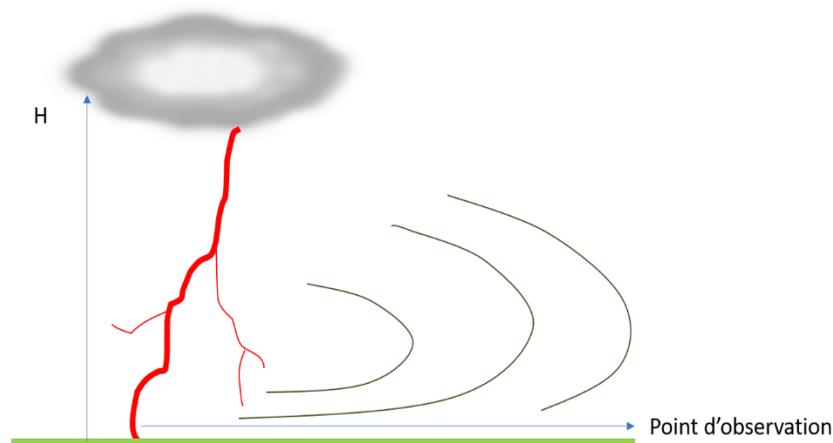


Figure (III-1) Géométrie du problème

Lorsque les équations du champ électromagnétique sont résolues dans le domaine temporel en utilisant des méthodes aux différences finies dans le domaine temporel dans un espace non borné, il doit y avoir une méthode limitant le domaine dans lequel le champ est calculé. Ceci est réalisé en employant des conditions aux limites absorbantes (Absorbing Boundary Conditions : ABC) aux frontières artificielles du domaine pour simuler l'espace non borné.

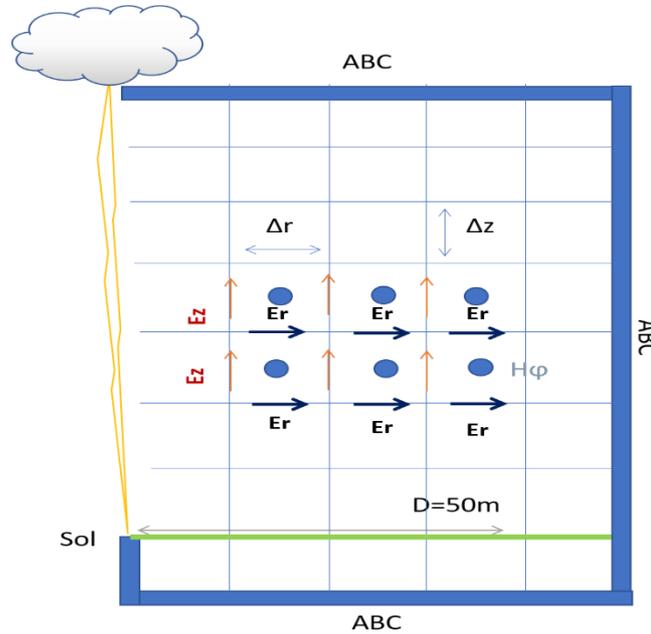


Figure (III-2) Domaine d'étude

Dans ce travail, on a appliqué les conditions aux limites absorbantes au premier ordre développées par Mur [53]. La condition de stabilité utilisée $\frac{\Delta r}{\lambda} < \frac{1}{10}$ et $\frac{\Delta z}{\lambda} < \frac{1}{10}$

III.2.1.1 Paramètres de simulation :

H : hauteur du canal de foudre, H=8000m

λ : Constante de décroissance dans le modèle MTLE $\lambda = 2000$ m

C : vitesse de lumière ; $c = 3 \cdot 10^8$ m/S

Δt : pas temporel = 1ns, temps maximal de simulation = 10 μ s.

$$\mu_0 = 12.56e^{-7}, \quad \epsilon_0 = 8.842e^{-12}$$

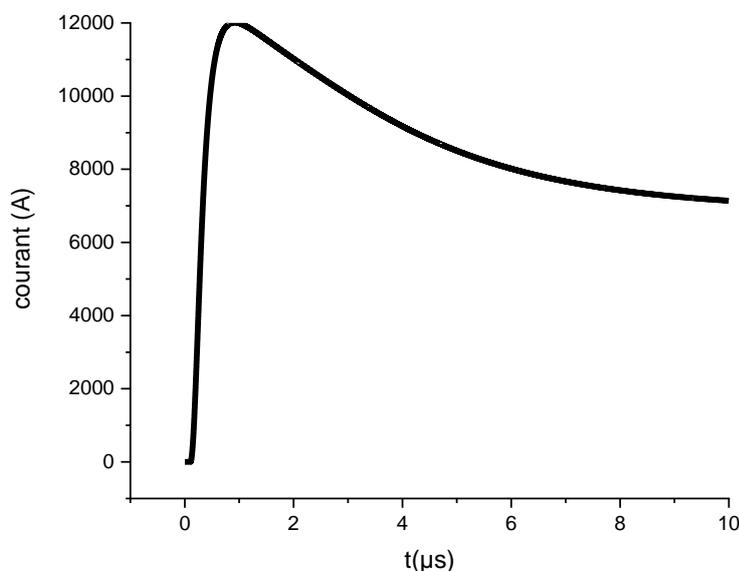
III.2.1.2 Courant de l'arc en retour à la base du canal

Les paramètres du courant de l'arc en retour à la base du canal sont portés sur le tableau III.1 [53].

	I ₀₁ (A)	τ_{11} (μ)	τ_{12} (μ)	n ₁	I ₀₂ (kA)	τ_{21} (μ)	τ_{22} (μ)	n ₂
Arc en retour Subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

Tableau III.1 Paramètres du courant de l'arc en retour

La figure III.3 présente le résultat de simulation du courant de l'arc en retour correspondant au modèle d'Heidler (voir les paramètres au tableau III.1 et équation II.35 chapitre II).



Figure(III-3)Forme d'onde du Courant de l'arc en retour correspondant au modèle d'Heidler

On remarque que le pic du courant est égal à 12000A, cette courbe de courant simulée est proche de celle mesurée lors des campagnes expérimentales de mesures effectuées par Berger, (voir [54]).

III.2.1.3 Modèles de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour

Dans cette partie du chapitre nous nous sommes limités à l'application de deux modèles de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour à savoir TL et MTLE, afin de calculer le champ électromagnétique de la foudre initié au sol, le choix de ses deux modèles s'est motivé par :

- 1- Les résultats obtenus de la comparaison des cinq modèles d'ingénieur faite par Thotappillil[55], qui ont démontré que le modèle TL [47] fournit un résultat similaire aux résultats expérimentaux à partir d'une simple relation mathématique pour calculer le courant de crête canal-base à partir du champ électrique de crête initial mesuré,
- 2- La validation expérimentale des quatre modèles de l'arc en retour donné par Nucci et al. [56] qui a démontré que le modèle MTLE [49] reproduit l'inversion de polarité des allures du champ électrique et magnétique lointains ainsi le champ électrique au voisinage du point d'impact.

Comme vu dans le chapitre précédant, les équations II.39, II.40, II.41 et II.42 montrent les expressions mathématiques des deux modèles TL et MTLE et suivant la généralisation proposée par

Rakov de ses modèles (voir chapitre II, équation II.48), cela nous a permis d'incorporer les formulations mathématiques dans le code de calcul pour présenter le courant dans le canal de foudre.

Les figures ci-dessous présentent nos résultats de simulation obtenus du calcul du champ électrique et du champ magnétique générés par l'interaction d'un coup de foudre avec le sol aux points d'observations considérés situés à 25-m et 50-m du point d'impact au niveau du sol. La valeur de la vitesse de l'arc en retour considérée dans cette étude est $V=150\text{m}/\mu\text{s}$ et la conductivité du sol est prise égale à $0.01\text{S}/\text{m}$. La perméabilité diélectrique est égale à 10.

1- Champ magnétique azimuthal

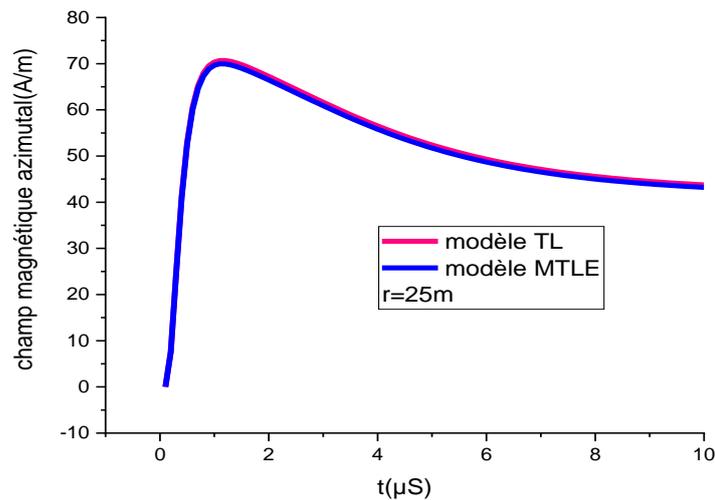


Figure (III-4) champ magnétique calculé à une distance radiale $r=25\text{-m}$

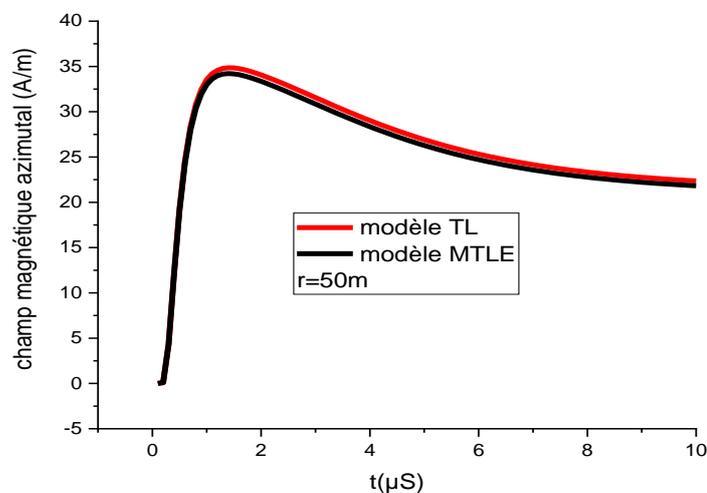


Figure (III-5) champ magnétique calculé à une distance radiale $r=50\text{-m}$

A partir de ces deux figures ci-dessus on remarque que :

Les courbes des deux modèles (TL, MTLE) ont un petit écart et qu'elles sont presque identiques.

Le changement de la distance radiale 'r' a influencé sur l'amplitude du champ mais elle n'a aucune influence sur la forme d'onde.

2- Champ électrique radial

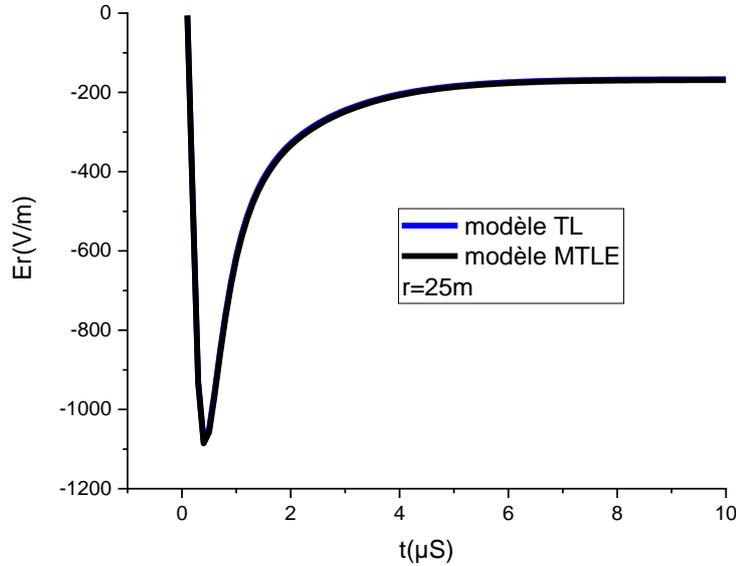


Figure (III-6) champ électrique radial calculé à une distance radiale r=25-m

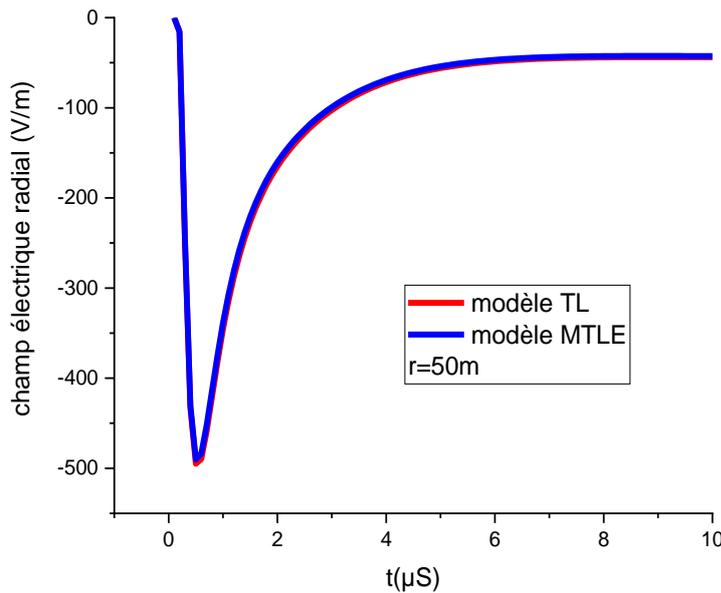


Figure (III-7) champ électrique radial calculé à une distance radiale r=50-m

On observe de ses figures ci-dessus que la variation du champ électrique radial passe par deux phases : une décroissance brusque puis une augmentation exponentielle.

La forme des courbes des deux modèles (TL, MTLE) est identique.

Le module du champ électrique radial est inversement proportionnel à la distance r.

3- Champ électrique vertical

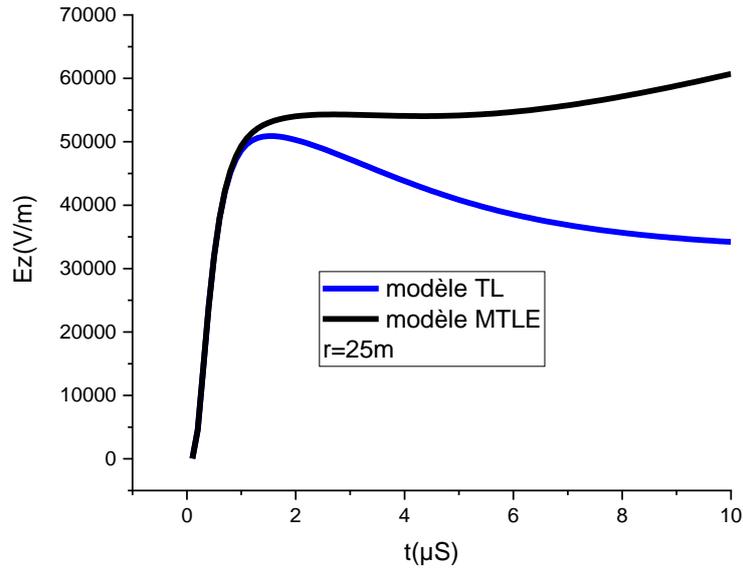


Figure (III-8) champ électrique vertical calculé à une distance radiale r=25-m

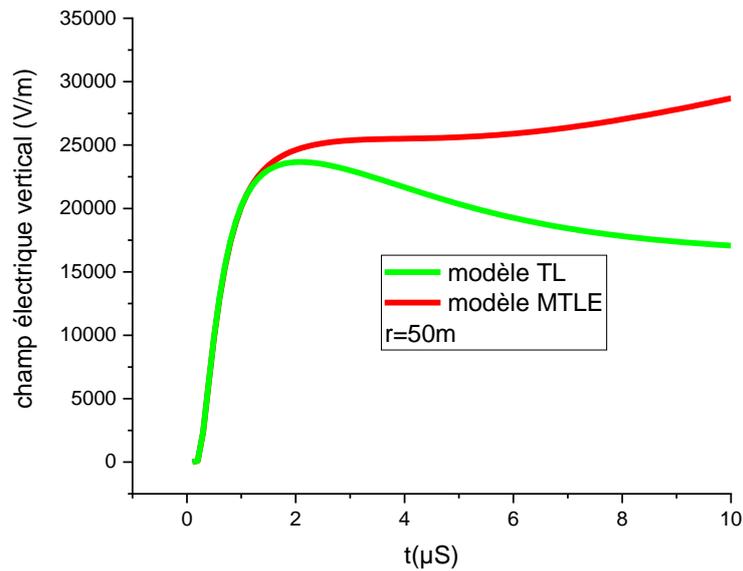


Figure (III-9) champ électrique vertical calculé à une distance radiale r=50-m

On remarque que les courbes du champ électrique vertical des modèles (TL, MTLE) ont le même temps de montée.

Après la phase transitoire les deux courbes se divergent l'une (MTLE) monte et l'autre (TL) descend.

III.2.1.4 Calcul du champ électromagnétique de la foudre en présence d'un sol de conductivité finie

Dans cette partie nous allons analyser le comportement du champ électromagnétique de la foudre en fonction de la conductivité du sol en appliquant le modèle MTLE pour la distribution spatiotemporelle du courant, on a pris deux valeurs distinctes de conductivité du sol : 0.001S/m et 0.0025 S/m, en concordance avec chacune de ses deux valeurs, la perméabilité diélectrique est égale à 10 et 15 respectivement. Les résultats seront comparés avec ceux obtenus précédemment pour une conductivité du sol égale à 0.01 S/m. les figures ci-dessous présentent les composantes du champ EM calculé à une distance de 50-m du point d'impact.

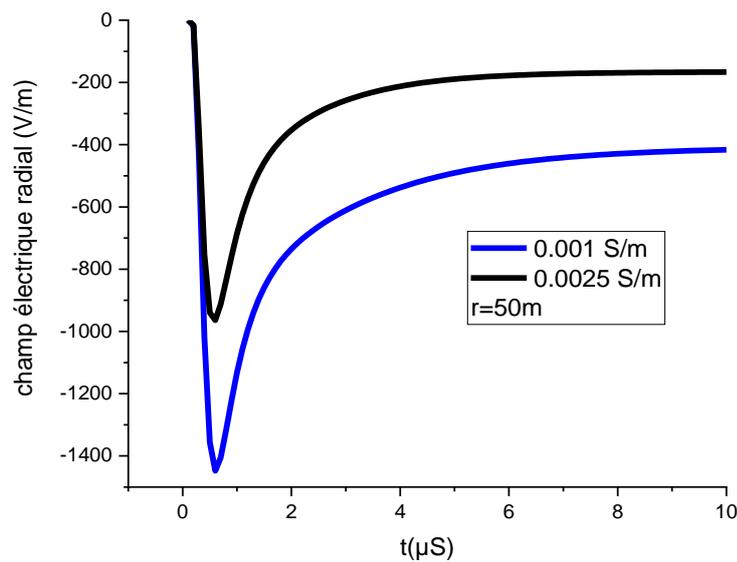


Figure (III-10) champ électrique radial calculé à une distance radiale $r=50\text{-m}$

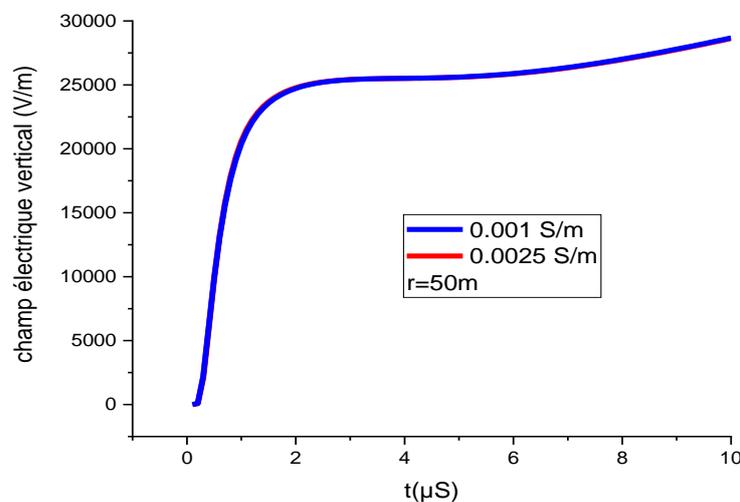


Figure (III-11) champ électrique vertical calculé à une distance verticale $r=50\text{-m}$

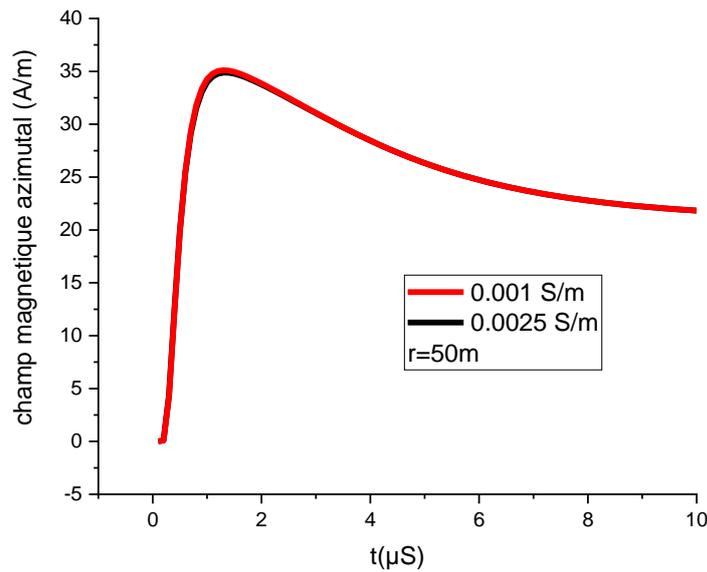


Figure (III-12) champ magnétique calculé à une distance radiale $r=50\text{-m}$

D'après les figures ci-dessus on remarque que la composante du champ électrique radial est la seule qui est influencée par le changement de la conductivité du sol en point de vue module, et du point de vue forme d'onde l'allure ne change pas.

Le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal ne sont pas soumis à un changement ni dans l'amplitude ni dans la forme d'onde en rapport avec la variation de la conductivité du sol ni sur le module ni sur la forme d'onde.

III.2.2 Partie 2 Sol de conductivité finie générant des réflexions

Dans cette partie du travail, nous allons considérer le cas de la foudre tombant sur un sol supposé généré des réflexions, caractérisé par une conductivité finie $\sigma=0.01\text{S/m}$, le point d'observation se situe à 50 m du point d'impact. Nous allons procéder à appliquer un modèle de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour proposé par Isadi [57] dans le code de calcul basé sur la méthode FDTD 2D élaboré en FORTRAN.

La figure III-13 et la figure III.14 présentent la géométrie du problème et la forme du courant calculé à partir du modèle proposé par Isadi [57].

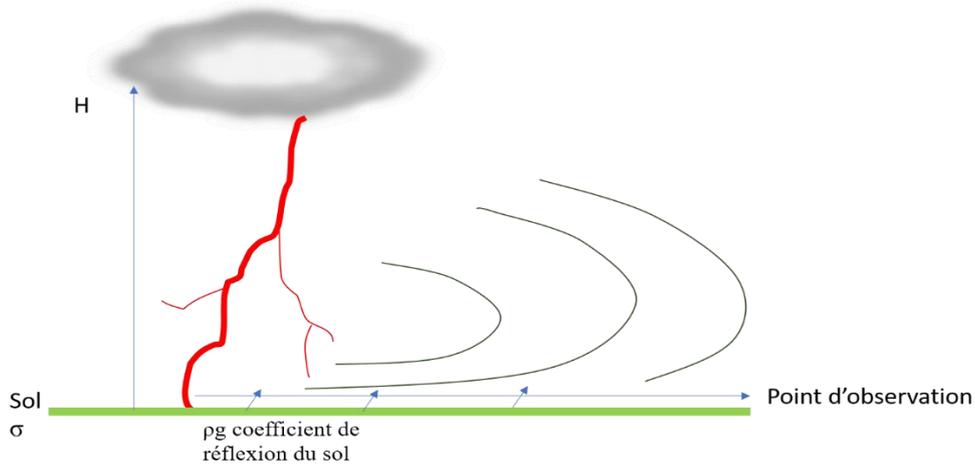


Figure (III-13) Géométrie du problème

III.2.2.1 Paramètres de simulation:

H : hauteur du canal de foudre, H=8000m

λ : Constante de décroissance dans le modèle MTLE $\lambda= 2000 \text{ m}$

C : vitesse de lumière ; $c=3*10^8\text{m/S}$

Δt : pas temporel =1ns, temps maximal de simulation=10 μs .

$$\mu_0=12.56e^{-7}, \quad \epsilon_0 = 8.842e^{-12}$$

Coefficient de réflexion du sol est $\rho_g=0.4$ [57]

III.2.2.2 Courant de l’arc en retour à la base du canal

L’expression du courant de l’arc en retour à la base du canal proposé par Isadi [57] est donnée par l’équation suivante :

$$i(z', t) = P(z') \left(i \left(0, t - \left(\frac{z'}{v} \right) \right) + \rho_g i \left(0, t - \left(\frac{z'}{v} \right) \right) \right) u \left(t - (z'/vf) \right) \tag{III-1}$$

L’équation III-1 est équivalente à l’équation II-49 avec l’ajout du coefficient de réflexion au sol.

Les paramètres du courant de l’arc en retour à la base du canal correspondant à ce modèle sont portés sur le tableau III-2 [57].

	$I_{01}(\text{A})$	$\tau_{11}(\mu)$	$\tau_{12}(\mu)$	n_1	$I_{02}(\text{KA})$	$\tau_{21}(\mu)$	$\tau_{22}(\mu)$	n_2
Arc en retour Subséquent	19.5	1	2	2	12	8	30	2

Tableau III-2 Paramètres du courant de l’arc en retour

Cependant pour observer la différence entre les résultats des deux parties, nous avons gardé les mêmes paramètres du courant selon le tableau III.1. Dans la figure III-14 on montre le résultat de simulation correspondant au Courant de l'arc en retour correspondant au modèle d'Isadi[57].

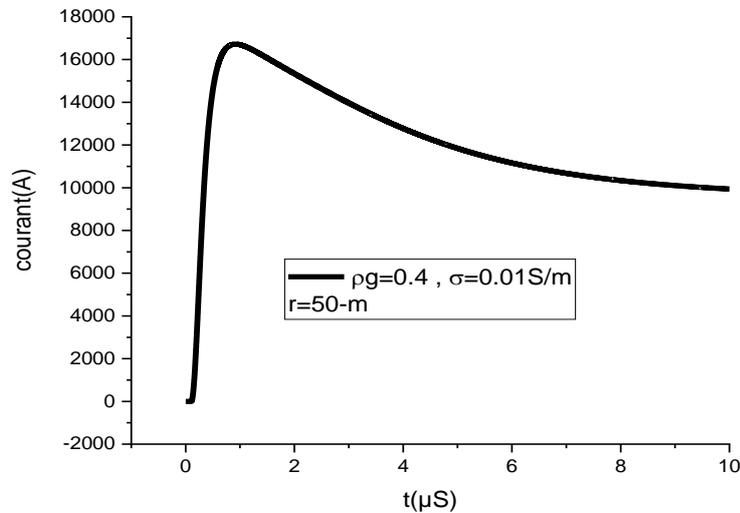


Figure (III-14) Courant de l'arc en retour correspondant au modèle d'Isadi

En comparant les deux figures III-3 Et III-14 on remarque que :

Le pic de courant de l'arc en retour a augmenté de 12 kA jusqu'à 17 kA à cause de la réflexion du sol d'autre part, sa forme d'onde n'a pas déformé.

III.2.2.3 Composantes du champ électromagnétique

Les figures III-15 au III-17 présentent le résultat de simulation des composantes du champ électromagnétique correspondant au modèle d'Isadi pour le modèle du courant le long du canal.

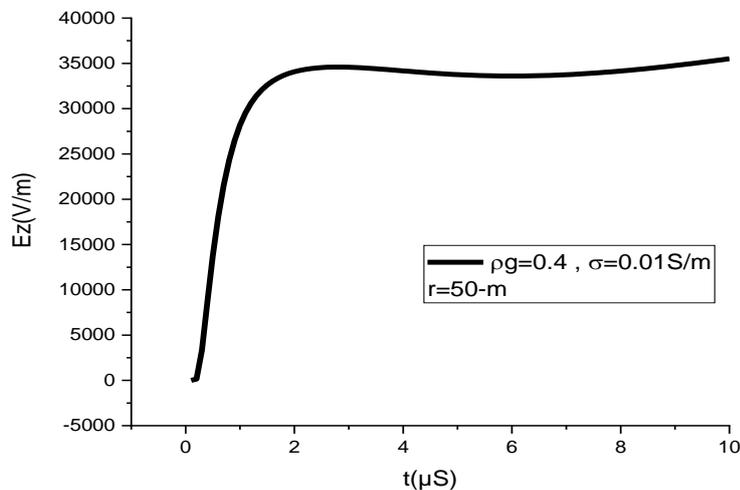


Figure (III-15) champ électrique vertical calculé à une distance radiale $r = 50 \text{ m}$

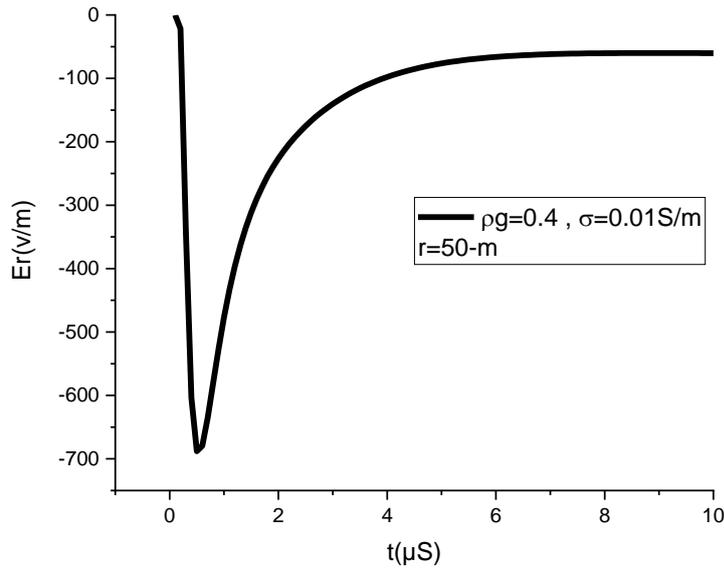


Figure (III-16) champ électrique radial calculé à une distance radiale $r=50\text{-m}$

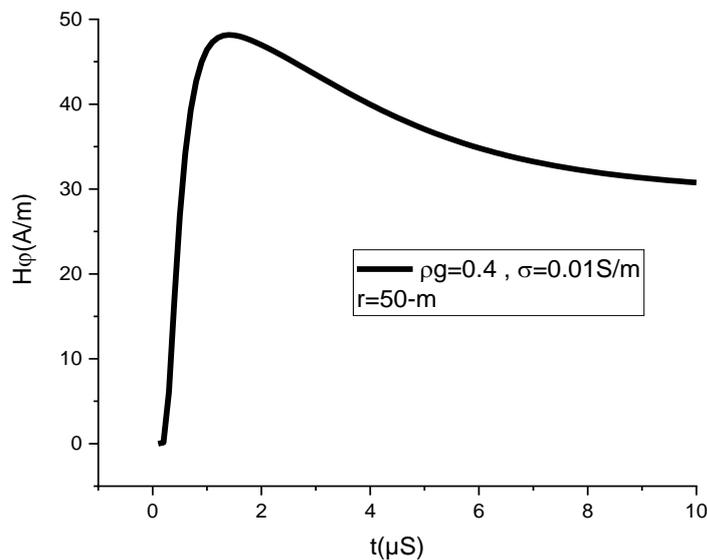


Figure (III-17) champ magnétique calculé à une distance radiale $r=50\text{-m}$

On observe que le module des trois champs (E_z , E_r , H_ϕ) a subi une augmentation de valeur à cause de la réflexion du sol comparé avec celle présentée dans les figures (III-5, III-7 et III.9).

Sans réflexion du sol $E_z = 25 \text{ kv/m}$, $E_r = 500 \text{ v/m}$, $H_\phi = 35 \text{ A/m}$.

Avec réflexion du sol $E_z = 35 \text{ kv/m}$, $E_r = 700 \text{ v/m}$, $H_\phi = 49 \text{ A/m.s}$

L'incorporation du coefficient de réflexion du sol a amplifié l'amplitude du champ électromagnétique mais elle n'a pas modifié la forme d'onde des trois champs car on s'est abstenu d'introduire le modèle d'Isadi du champ électromagnétique dans le code de calcul.

III.3 Conclusion

Dans ce chapitre on a présenté une analyse du champ électromagnétique rayonné par la foudre tombant sur un sol de conductivité finie à des distances proches du point d'impact. On a subdivisé notre travail en deux parties, la première étant une analyse de la forme d'onde du champ EM de la foudre initiée au sol générant aucune réflexion et une deuxième concernée un sol supposé générant des réflexions. Pour la première partie, on a en premier lieu appliqué deux modèles d'ingénieurs pour la distribution du courant le long du canal de la foudre, en second fait varier la conductivité finie du sol, pour la deuxième partie, on s'est contenté d'appliquer le modèle de la distribution du courant d'arc en retour qui prend en compte le coefficient de réflexion du sol.

On a conclu les points suivants :

- le module du champ électrique radial est inversement proportionnel avec la conductivité du sol.
- la conductivité du sol n'a pas un effet sur les champs électrique vertical et magnétique azimutal.
- le modèle MTLE est proche de la réalité physique et décrit l'évolution du courant, à partir du sol vers le nuage en tenant compte des pertes et de la diminution d'amplitude du courant. Mais ce modèle reste un peu compliqué
- le modèle TL est très simple vu formulation et il ne présente pas une augmentation de la queue du champ électrique vertical.
- l'amplitude des composantes du champ électromagnétique est influencée par la réflexion du sol.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

La foudre est un phénomène mystérieux qui gêne la communauté d'électricité depuis longtemps car elle présente beaucoup de problèmes, donc il est primordial de caractériser ce phénomène pour pouvoir trouver des solutions contre les risques qu'elle présente soit pour les personnes où le matériel.

Pour cela, le but principal de notre travail a été destiné à analyser le comportement du champ électromagnétique généré par l'interaction de la foudre avec le sol caractérisé par une conductivité finie et d'avoir une vision à peu près clair sur les modèles mathématiques du courant de la foudre initié au sol, la plus part de ces modèles n'ont pas pris en considération les réflexions qui peuvent se produire au niveau du sol, Isadi, a donné une formulation où il introduit le coefficient de réflexion du sol, dans l'expression du courant de l'arc de retour généralisée par Rakov.

Afin d'atteindre notre objectif, nous avons présenté une description brève du phénomène de la foudre, à partir de la formation des nuages orageux arrivé aux moyens de mesure de la foudre à savoir le déclenchement artificiel, les tours instrumentées et les LLS. Nous avons abordé dans la deuxième partie de ce travail, les principes de base de la méthode FDTD pour la résolution des équations de Maxwell dans un milieu isotrope dont les propriétés physiques restent identiques quel que soit la direction d'observation ainsi que les modèles mathématiques du courant de l'arc en retour.

L'évaluation des composantes du champ électromagnétique a été réalisé en deux étapes, la première en considérant un sol qui ne génère aucune réflexion de conductivité finie et dans la deuxième partie un sol qui génère des réflexions.

Dans la première partie où le sol ne génère aucune réflexion, la conductivité du sol été prise constante avec l'application des modèles de l'arc en retour (TL, MTLE) pour deux distances radiales à proximité du point d'impact, puis nous avons fixé la distance et on a pris deux valeurs de conductivité du sol pour voir le comportement du champ électromagnétique.

Dans la deuxième partie où le sol génère des réflexions, la conductivité est prise finie et constante, le modèle choisit est MTLE afin de voir l'influence des réflexions sur le champ rayonné par la foudre.

On a pu conclure que :

- Pour la forme d'onde des champs électromagnétique la conductivité du sol ne déforme pas l'allure ni l'amplitude des champs électrique vertical et magnétique azimutal. Cependant elle modifie l'amplitude du champ électrique radial avec une proportionnalité inverse

Conclusion Générale

- La réflexion du sol a influé sur le pic du courant de l'arc en retour de la foudre et sur l'amplitude des trois champs électromagnétiques
- Le modèle MTLE est proche de la réalité physique que le modèle TL mais il reste plus compliqué.

Enfin, nous espérons que ce modeste travail a pu contribuer à la compréhension du phénomène de la foudre et comme perspective, l'application du modèle du champ électromagnétique de la foudre qui prend en considération les réflexions du sol.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] Rakov.V.A, Uman, M, A, lightning physics and effects, Cambridge University Press, 2003, pages 68, 69
- [2] Gary Claude, la foudre des mythologies antique à la recherche moderne, Paris Masson 1994, page 61
- [3] Vernon Cooray, An introduction to the lightning, Springer science and business Dotecht, 2015, pages 7, 8
- [4] Vernon Cooray, the lightning flash 2nd edition, the Institution of Engineering and Technology, London, United Kingdom, 2014/pages 119,121,122
- [5] K.Arzag « Calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre à l'aide de la méthode FDTD en trois dimensions» Thèse de Doctorat en sciences, USTO-MB, Oran, 2017
- [6] S.Rathoin « Contribution à la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre et à sa modélisation en vue du couplage sur les câbles », Thèse Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, France, 1993.
- [7] M. M. NEWMAN, J. R. STAHMANN, J. D. ROBB, E. A. LEWIS, S. G. MARTIN, and S. V. ZINN - Triggered Lightning Strokes at Very Close Range. J. Geophys. Res., 72(18), 4761-4764, (1967). doi:10.1029/JZ072i018p04761.
- [8] R. FIEUX, C. GARY, and P. HUBERT - Artificially Triggered Lightning Above Land. Nature, 257, 212-214, (1975). doi:10.1038/257212a0.
- [9] X. QIE, J. YANG, R. JIANG, J. WANG, D. LIU, C. WANG, Y. XUAN - A New-Model Rocket for Artificially Triggering Lightning and its First Triggering Lightning Experiment. Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese), 34(5):937-946, (2010).
- [10] M. MIKI, V. A. RAKOV, K. J. RAMBO, G. H. SCHNETZER, and M. A. UMAN - Electric Fields Near Triggered Lightning Channels Measured with Pockels Sensors. J. Geophys. Res., 107, 4277, (2002). doi:10.1029/2001JD001087.
- [11] J. SCHOENE, M. A. UMAN, V. A. RAKOV, K. J. RAMBO, J. JERAULD, C. T. MATA, A. G. MATA, D. M. JORDAN, and G. H. SCHNETZER - Characterization of Return-Stroke Currents in Rocket-Triggered Lightning. J. Geophys. Res., 114, D03106, (2009). doi: 10.1029/2008JD009873.

- [12] X. QIE, S. SOULA and S. CHAUZY - Influence of Ion Attachment on Vertical Distribution of Electric Field and Charge Density Under Thunderstorm. *Annales Geophysical*, 12, 1218-1228, (1994), DOI: 10.1007/s005850050143.
- [13] V. A. RAKOV, M. A. UMAN, and K. J. RAMBO - A Review of Ten Years of Triggered-Lightning Experiments at Camp Blanding, Florida. *Atmos. Res.*, 76, 503-517, (2005).
- [14] X. QIE, Q. ZHANG, Y. ZHOU, G. FENG, T. ZHANG, J. YANG, X. KONG, Q. XIAO, and S. WU - Artificially Triggered Lightning and its Characteristic Discharge Parameters in Two Severe Thunderstorms. *Sci. China, Ser. D Earth Sci.*, 50(8), 1241-1250, (2007)
- [15] Cecil, D.J., et al., Gridded lightning climatology from TRMM-LIS and OTD: Dataset description/*Atmos Res.* 2012/pages 5 6
- [16] Vladimir A. Rakov/ Transient Response of a Tall Object to Lightning/ *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 43, No. 4, November 2001
- [17] A.M. Hussein et al. Current waveform parameters of CN tower lightning return strokes, *Journal of Electrostatics* 60 2004, pages 151 153 154
- [18] V. Shostak “Modeling of return stroke current for lightning events at a complex tall structure”, *International Workshop on Electromagnetic radiation from lightning to tall structures*, pp. 4, Toronto, Canada, 2001.
- [19] COMPTE-RENDU. 1884. Observations on the Pic du Midi. *Journal of the Franklin Institute* 117, 6, 466.
- [20] SOULA, S., IACOVELLA, F., VAN DER VELDE, O., ET AL. 2014. Multi-instrumental analysis of large sprite events and their producing storm in southern France. *Atmospheric Research* 135–136, 415–431.
- [21] BERGER, K. 1967. Novel observations on lightning discharges: Results of research on Mount San Salvatore. *Journal of the Franklin Institute* 283, 6, 478–525.
- [22] ROMERO, C., PAOLONE, M., RUBINSTEIN, M., ET AL. 2012. A system for the measurements of lightning currents at the Säntis Tower. *Electric Power Systems Research* 82, 1, 34– 43.
- [23] ISHII, M., SAITO, M., MIKI, T., ET AL. 2014. Observation of lightning at Tokyo Skytree. *Proc. 23rd International Lightning Detection Conference*.

- [24] DIENDORFER, G., MAIR, M., SCHULZ, W., AND HADRIAN, W. 2000. Lightning current measurements in Austria—Experimental setup and first results. Proc. 25th International Conference on Lightning Protection, 44–47.
- [25] MOSADDEGHI, A., SHOORY, A., RACHIDI, F., ET AL. 2010. Vertical and radial electric fields from leaders and return strokes associated with lightning strikes to the Gaisberg tower. Proc. 30th International Conference on Lightning Protection.
- [26] ZHOU, H. 2013. Experimental observations and theoretical modeling of lightning interaction with tall objects. Thèse de doctorat.
- [27] MOSADDEGHI, A., SHOORY, A., RACHIDI, F., ET AL. 2010. Lightning electromagnetic fields at very close distances associated with lightning strikes to the Gaisberg tower. Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012) 115, D17.
- [28] TRAPP, N. 1979. Die Blitzmess-station auf dem Peissenberg. Proc. 15th International Conference on Lightning Protection.
- [29] MANHARDT, M., HEIDLER, F., AND STIMPER, K. 2010. Enhanced Lightning Measuring Setup at the Peissenberg Tower and First Results. Proc. 30th International Conference on Lightning Protection, 16.
- [30] HEIDLER, F., MANHARDT, M., AND STIMPER, K. 2013. Upward positive lightning measured at the Peissenberg tower, Germany. Proc. 12th International Symposium on Lightning Protection (SIPDA).
- [31] MONTANYÀ, J., ROMERO, D., HERMOSO, J.R., AND SOLA, G. 2006. First Steps on The “Eagle Nest” Instrumented Tower in Spain. Proc. 28th International Conference on Lightning Protection, ICLP, 284–287.
- [32] MONTANYÀ, J., VAN DER VELDE, O., ROMERO, D., ET AL. 2012. Two upward lightning at the Eagle Nest tower. Proc. 31st International Conference on Lightning Protection, IEEE, 1–4.
- [33] CORRÊA, G.M., TEIXEIRA, A.M.N., PEREIRA, L.C., ET AL. 2008. Improvements of the facilities for lightning research at Morro do Cachimbo station. Proc. 29th International Conference on Lightning Protection.

- [34] GUIMARÃES, M., ARAUJO, L., PEREIRA, C., MESQUITA, C., AND VISACRO, S. 2014. Assessing currents of upward lightning measured in tropical regions. *Atmospheric Research*.
- [35] MCEACHRON, K.B. 1939. Lightning to the Empire State Building. *Journal of the Franklin Institute* 227, 2, 149–217.
- [36] LU, W., ZHANG, Y., CHEN, L., ET AL. 2010. Attachment processes of two natural downward lightning flashes striking on high structures. *Proc. 30th International Conference on Lightning Protection*.
- [37] Mathew N.O. Sadiku, *Numerical techniques in Electromagnetics with Matlab 3rd edition*, CRC press Taylor and Francis group, 2009, pages 108,109,110,111
- [38] KANE S. YEE, *Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media*, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1966, pages 303, 304
- [39] Farid Monsefi, Linus Carlsson, Milica Rancic, Magnus Otterskog and Sergei Silvestrov, *Solution of Two-Dimensional Electromagnetic Scattering Problem by FDTD with Optimal Step Size, based on a Semi-Norm Analysis*, School of Innovation, Design and Engineering, IDT, Mälardalen University, MDH Västerås, Sweden
- [40] Gao L P, Zhang B. Stability and super convergence analysis of the FDTD scheme for the 2D Maxwell equations in a lossy medium. *Sci China Math*, 2011, pages 2693 2694
- [41] R Brett. Terespolsky and Ken J. Nixon, *Developing an Approximation to the Heidler Function with an analytical transformation into the frequency domain*, *International Conference on Lightning Protection*, Shanghai, China, pages 1326
- [42] 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*, *Ann de télécommun*, Vol. 43, n° 11-12, 1988, page 627
- [43] K.Arzag « Couplage des perturbations électromagnétiques rayonnées par un coup de foudre avec des lignes électriques » *Mémoire de magister*, USTO-MB, Oran, Algérie 2008
- [44] MIMOUNI Abdenbi « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre » *Thèse de Doctorat en sciences*, USTO-MB, Oran, 2007.

- [45] E. Petrache « Lightning electromagnetic coupling to overhead transmission line networks and to buried cables» Thèse doctorat es science, EPFL, Lausan, Suisse, 2004
- [46] H.K. Hoidal « Analytical formulation of lightning induced voltages on multiconductor overhead lines above lossy ground » IEEE Trans. On EMC, vol.45, No.1, fev.2003
- [47] M.A.Uman, and D. K. MacLain “Magnetic field of the lightning return stroke”, Journal Of Geophysical Research, 74 (28), pp.6899-6909, 1969
- [48] 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.
- [49] 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.
- [50] V. A. Rakov, and A. A. Dulzon “Calculated electromagnetic fields of lightning return strokes”, Tekhnicheskaya Elektrodinamika, n°.1, pp. 87-89, 1987.
- [51] 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.
- [52] G.Mur, Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations, IEEE transactions Compatibility, vol.23, N.4, 1981, pp.377-382. [https:// doi.org /10.1109/TEMC.1981.303970](https://doi.org/10.1109/TEMC.1981.303970)
- [53] F.Heidler, and T. Zundl, Influence of tall towers on the return stroke current, in Aerospace and Ground Conference on Lightning and Static Electricity. Williamsburg, USA (1995)
- [54] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger « Parameters of lightning flashes », Electra N° 41, pp. 23-37, 1975
- [55] Thottappillil, R., & Uman, M. A. (1993). Comparison of lightning return-stroke models. Journal of Geophysical Research, 98(D12), 22903. doi:10.1029/93jd02185
- [56] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, and C. Mazzetti “Lightning return stroke current models with specified channel base current: A review and comparison”, Journal Of Geophysical research, Vol. 95, n°. D12, pp. 20395

[57] M.Isadi et al, “Considering on the Ground Reflection Effect on the Electromagnetic Fields due to Lightning Channel”, July 2013Journal of Electrical Engineering and Technology 8(4):824-831doi:10.5370/JEET.2013.8.4.824

Résumé

L'évaluation des composantes du champ électromagnétique proche engendré par l'interaction de la foudre avec un sol de conductivité finie impose la connaissance préalable du courant de l'arc en retour. La plupart des modèles de la distribution spatiotemporelle du courant existants dans la littérature ne prenaient pas en considération les réflexions qui peuvent se générer au niveau du sol, ce n'est que récemment que les scientifiques ont commençai à s'orienter vers cet axe de recherche. L'objectif de notre travail est d'incorporer un modèle du courant de l'arc en retour qui tient en compte les réflexions du sol dans le code de calcul numérique effectué à l'aide de la méthode FDTD-2D et d'entreprendre une comparaison des formes d'ondes du champ électromagnétique de la foudre avec ceux obtenues pour le cas d'un sol qui ne génère aucune réflexion, afin de mieux cerner le phénomène de foudre et permettre la résolution des problèmes de compatibilité électromagnétique.

Abstract

The evaluation of the components of the near electromagnetic field generated by the interaction of lightning with a ground characterized by a finite conductivity requires prior knowledge of the return stroke current. Most of the models of the spatiotemporal distribution of the current existing in the literature did not take into account the reflections that can be generated at ground level, and it is only recently that scientists have begun to move towards this line of research. The objective of our work is to incorporate a model of the return stroke current that takes into account ground reflections into the numerical calculation code using the FDTD-2D method and to undertake a comparison of the waveforms of the lightning electromagnetic field with those obtained for the case of a ground that does not generate any reflections, in order to better understand the lightning phenomenon and to enable the resolution of electromagnetic compatibility problems.

ملخص

بتنبار مسبقة معرفة محدودة موصلية ذو أرض مع البرق تفاعل عن الناتج القريب الكهرومغناطيسي المجال مكونات تقييم يتطلب يمكن التي الانعكاسات الاعتبار بعين الأدبيات في الموجود للتيار المكاني الزمني التوزيع نماذج معظم تأخذ لم. العائد القوس نموذج دمج هو عملنا من الهدف. مؤخرًا إلا البحث من النوع هذا نحو التحرك في العلماء يبدأ ولم ، الأرض مستوى على إنشاؤها طريقة باستخدام العددي الحساب كود في الأرض انعكاسات الاعتبار في يأخذ الذي العائد القوس لتيار FDTD-2D لا التي الأرض حالة أجل من عليها الحصول تم التي تلك مع البرق الكهرومغناطيسي للمجال الموجية الأشكال بين مقارنة وإجراء الكهرومغناطيسي التوافق مشاكل حل من ولتمكين أفضل بشكل البرق ظاهرة فهم أجل من ، انعكاسات أي تولد