

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

SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES

DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

En vue de l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Électrotechnique

Spécialité : Réseaux électriques

THÈME

**Étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en
présence d'un sol montagneux**

Présenté par :

- **AZIZ KHADIDJA**
- **KERNAOU HANANE**

Devant le Jury :

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

PROMOTION 2023

Dédicace

Je dédie ce modeste travail...

A mes chers parents,

A mes frères et sœurs,

A toute ma famille,

A tous mes amis,

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

Remerciements

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

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

*Nous tenons à exprimer notre sincère reconnaissance à Mr. **BOUMEDIENE Bachir** d'avoir accepté de présider le jury de soutenance.*

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

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

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

*En fin nous tien à exprimer no reconnaissance à tous nos amis et collègues pour leur soutins et leur compréhension, et la famille **AZIZ & KERNAOU**.*

Sommaire

Introduction générale	1
Chapitre I Phénoménologie de la foudre et observations expérimentales	4
I.1 Introduction	5
I.2 Phénomène de la foudre	5
I.2.1 Définitions de la foudre	5
I.2.2 Formation des nuages d'orageux	6
I.2.3 Description du phénomène	6
I.2.4 Répartition des charges à l'intérieur d'un nuage	9
I.2.5 Influence des structures élevées sur les valeurs du champ électrique entre le nuage. et le sol	10
I.2.5.1 Pouvoir des pointes	10
I.2.5.2 Effet couronne	11
I.2.6 Les éclairs	11
I.2.6.1 Formation des éclairs	11
I.2.6.2 Le traceur	13
I.2.6.3 Différentes phases d'une décharge négative nuage –sol	13
I.3 Impact d'un coup de foudre	16
I.3.1 Coups de foudre indirect (sur conducteurs de garde ou pylônes)	16
I.3.2 Coups de foudre direct (sur conducteurs de phase)	17
I.3.3 Paramètres électriques de la foudre	18
I.4 Courant de l'arc en retour	19
I.4.1 Caractérisation du courant de l'arc en retour	19
I.4.1.1 Mesure du courant de l'arc en retour à l'aide de tours instrumentées	19
I.4.1.2 Déclenchement artificiel de la foudre	22
I.4.1.3 Tours instrumentées	25
I.4.2 Caractéristiques de la vitesse de l'arc en retour	23
I.4.3 Champ électromagnétique rayonné par la foudre	27
I.4.3.1 Caractérisation expérimentale du champ électromagnétique	27
I.4.4 Centres d'expérimentation (recherche)	31
I.5 Les effets de la foudre	33
I.5.1 Effets directs	33

I.5.1.1. Les effets électriques	33
I.5.1.2. Les effets thermiques	33
I.5.1.3. Les effets électromagnétiques	34
I.5.1.4. Les effets acoustiques	35
I.5.2 Effets indirects	35
I.5.2.1 La conduction	35
I.5.2.2 L'induction	35
I.5.2.3 S'élever du sol	36
I.6 moyens de protection	36
I.7 Conclusion	37
Chapitre II Modélisation du courant de foudre et du champ électromagnétique associé	38
II.1 Introduction	39
II.2 Modèles du courant de l'arc en retour	39
II.2.1 Les modèles « physiques »	39
II.2.2 Les modèles « électromagnétiques »	39
II.2.3 Modèles dit « modèles RLC »	39
II.2.4 Modèles dit « d'ingénieurs »	40
II.3 Représentation analytique du courant à la base du canal de foudre	40
II.3.1 Modèle « bi-exponentiel »	40
II.3.2 Modèle de « Heidler »	42
II.3.3 Modèles d'ingénieurs	46
II.3.3.1 Modèle de Bruce et Golde (BG)	46
II.3.3.2 Modèle de Ligne de transmission (TL)	47
II.3.3.3 Modèle de ligne de transmission modifiée (MTL)	48
II.3.3.4 Modèle de la source de courant progressive (Travelling Current Source) (TCS)	49
II.4 La comparaison entre les différents modèles de distribution du courant de l'arc en retour	49
II.5 Formulation du champ électromagnétique rayonné par la foudre	52
II.5.1 Champ électromagnétique au-dessus du sol	52
II.5.1.1 Equations générales	52
II.5.1.2 Hypothèse d'un sol parfaitement conducteur	54
II.5.1.3 Approximation de Cooray-Rubenstein	56

II.5.1.4 Formulation du Wait	57
II.5.2 Champ électromagnétique en dessous du sol	58
II.5.2.1 Approximation de Cooray	58
II.5.2.2 Algorithme de Delfino et al	59
II .6 FDTD 3-D Calcul du champ électromagnétique associé aux impacts de foudre sur un towar escaladé sur une montagne trapézoïdale	59
II .7 Conclusion	60
Chapitre III Etude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol montagneux à l'aide de la méthode hybride (FDTD-2D)	62
III.1 Introduction	63
III.2 Choix de la méthode numérique	63
III.3 Présentation de la méthode FDTD	63
III.3.1 Discrétisation spatiotemporelle	65
III.3.2 Conditions aux limites	68
III.3.2.1 Conditions aux limites absorbantes Mur	69
III.3.2.2 Application aux équations de Maxwell	72
III.4 Résultats de simulation et analyses	75
III.4.1 Topologie du problème 1	76
III.4.2 Topologie du problème 2	79
III.4.3 Topologie du problème 3	81
III .5 Conclusion	84
Conclusion Générale	85
Références Bibliographiques	88
Résumé	95

Liste des Symboles

Liste des symboles

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

Liste des symboles

ϵ_0	La permittivité diélectrique du vide $\epsilon_0 = 8.842 \times 10^{-12} F/m$
μ_0	La perméabilité magnétique du vide $\mu_0 = 12.56 \times 10^{-7} H/m$
r	La distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation
P	Le point d'observation
E_z	Le champ électrique vertical
E_r	Le champ électrique radial
H_ϕ	Le champ magnétique azimuta

Liste des figures

Liste des figures

Figure I.1	Représentation des flux d'air entraînant un épisode orageux.	6
Figure I.2	Séparation de charges à l'intérieur d'un nuage orage.	8
Figure I.3	Classification des différents traceurs de foudre selon Berger.	8
Figure I.4	Théorie de la gravitation	9
Figure I.5	Les différents types de l'éclair. .	11
Figure I.6	Séparation des charges dans un nuage orageux et son Influence électrostatique sur la surface du sol .	12
Figure I.7	Développement du traceur par bonds .	13
Figure I.8	Différentes phases d'une décharge négative nuage sol.	16
Figure I.9	Chute de la foudre sur un câble de garde.	18
Figure I.10	Chute de la foudre sur un conducteur de phase.	18
Figure I.11	Forme moyenne normalisée de l'arc en retour (A) premier, (B) subséquent.	20
Figure I.12	Courant de l'arc en retour mesuré à l'aide de la tour CN (a) à 509 m, (b) à 474m.	22
Figure I.13	Exemple d'un déclenchement artificiel de la foudre en Floride.	24
Figure I.14	Exemple d'un déclenchement artificiel de la foudre en Floride.	24
Figure I.15	La tour d'Ostankino.	26
Figure I.16	La tour CN à Toronto au Canada.	26
Figure I.17	Champ électrique vertical correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km.	28
Figure I.18	Densité du flux magnétique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km.	29
Figure I.19	Campagne expérimentale de mesure du champ électrique vertical à 500 m et 30 m	30
Figure I.20	Champ électrique vertical mesuré à 500 m du point d'impact de la foudre. Les flèches indiquent le commencement de la phase de l'arc en retour.	31

Liste des figures

Figure I.21	Champ électrique vertical mesuré à 30 m du point d'impact de la foudre. Les flèches indiquent le commencement de la phase de l'arc en retour.	31
Figure I.22	Caractéristique du champ électrique vertical au centre de recherche de Kennedy en Floride.	32
Figure I.23	Les équipements installés pour la mesure du courant de foudre et le champ électromagnétique associé.	32
Figure I.24	Position du capteur de courant de foudre sur la tour Gaisberg.	33
Figure II.1	Courant à la base du canal (normalisé) correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent calculé à l'aide du modèle bi-exponentiel.	42
Figure II.2	Courant à la base du canal correspondant à un arc en retour subséquent (a) Calculé à l'aide du modèle d'Heidler, (b) issu de la référence .	44
Figure II.3	Courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride.	46
Figure II.4	Distribution spatio-temporelle selon le modèle de BG.	47
Figure II.5	Modèle de propagation selon la méthode TL.	48
Figure II.6	La distribution spatiale du courant de l'arc en retour pour les cinq modèles examinés.	50
Figure II.7	La distribution temporelle du courant de l'arc en retour pour les cinq modèles examinés	51
Figure II.8	Modèle géométrique intervenant dans les équations du champ L'expression	53
Figure II.9	Représentation du canal de foudre.	56
Figure III.1	Domaine de calcul et sa frontière.	68
Figure III.2	Réflexion d'une onde à travers une frontière artificielle	70
Figure III.3	Diffraction d'une onde électromagnétique par un obstacle en Présence d'une frontière artificielle.	72
Figure III.4	Erreur théorique de la réflexion au 1 ^{er} et 2 ^{ème} ordre de MUR.	73
Figure III.5	Maillage 2D-FDTD coordonnées cylindriques.	74

Figure III.6	Figure III.6: Topologie du problème 1.	77
Figure III.7	Variations temporelles du champ électrique vertical pour ($\sigma = 0.001 \text{ s/m}$) et ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$) point d'observation ($r = 100 \text{ m}, z = 10 \text{ m}$).	77
Figure III.8	Variations temporelles du champ électrique radial pour ($\sigma = 0.001 \text{ s/m}$) et ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$) point d'observation ($r = 100 \text{ m}, z = 10 \text{ m}$).	78
Figure III.9	Variations temporelles du champ magnétique azimutal pour ($\sigma = 0.001 \text{ s/m}$) et ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$) point d'observation ($r = 100 \text{ m}, z = 10 \text{ m}$).	78
Figure III.10	Topologie du problème 2	79
Figure III.11	Variations temporelles du champ électrique vertical pour ($\sigma = 0.001 \text{ s/m}$), et ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$) point d'observation ($r = 100 \text{ m}, z = 10 \text{ m}$).	80
Figure III.12	Variations temporelles du champ électrique radial pour ($\sigma = 0.001 \text{ s/m}$), et ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$) point d'observation ($r = 100 \text{ m}, z = 10 \text{ m}$).	80
Figure III.13	Variations temporelles du champ magnétique azimutal pour ($\sigma = 0.001 \text{ s/m}$), et ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$) point d'observation ($r = 100 \text{ m}, z = 10 \text{ m}$).	81
Figure III.14	Topologie du problème 3.	82
Figure III.15	Variations temporelles du champ électrique vertical pour ($\sigma = 0.001 \frac{\text{s}}{\text{m}}$) et ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$), Point d'observation ($r = 750 \text{ m}, z = 10 \text{ m}$).	82
Figure III.16	Variations temporelles du champ électrique radial pour ($\sigma = 0.001 \text{ s/m}$) et ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$), Point d'observation ($r = 750 \text{ m}, z = 10 \text{ m}$).	83
Figure III.17	Variations temporelles du champ magnétique azimutal pour ($\sigma = 0.001 \text{ s/m}$) et ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$), Point d'observation ($r = 750 \text{ m}, z = 10 \text{ m}$).	83

Liste des tableaux

Liste des tableaux

Tableau I.1: Paramètres du courant d'un coup de foudre descendant négatif.	21
Tableau I.2: Caractérisation du courant de l'arc en retour.	25
Tableau II.1: Paramètres des fonctions bi-exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal.	41
Tableau II.2: Paramètres des deux fonctions d'Heidler simulant le courant de foudre à la base du canal.	44
Tableau II.3: Paramètres du modèle hybride simulant le courant de foudre à la base du canal.	45
Tableau III.1 : Paramètres des deux fonctions d'Heidler simulant le courant de foudre à la base du canal.	76

Introduction Générale

Introduction générale

La foudre est un phénomène naturel qui est une source importante de perturbations électromagnétiques manifestées par son rayonnement électromagnétique, mettant à risque de dysfonctionnement les équipements électriques ou électroniques ainsi que les lignes dans les réseaux d'électricité et de télécommunications.

Ces perturbations électromagnétiques de la foudre représentent de nos jours un grand pôle d'intérêt pour les activités de la CEM. D'où l'intérêt de notre travail.

L'objectif de ce mémoire est la caractérisation du champ électromagnétique proche engendré par un coup de foudre en considérant le cas d'un coup de foudre tombant directement sur le sol au voisinage d'une montagne .

Cette caractérisation s'est élaborée par le développement de codes de calcul élaborés ce Matlab utilisant une méthode aux différences finies, appelée la FDTD (Finite-Difference Time-Domain) avec l'application des conditions aux limites absorbantes dites Mur du second ordre.

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

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

Dans le troisième chapitre, nous présentons le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre en considérant l'hypothèse d'un sol montagneux.

Introduction générale

Le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre en considérant l'hypothèse d'un sol montagneux fait l'objet de ce chapitre qui présente tout d'abord les principes de base de la méthode FDTD. Notre apport principal dans ce travail est l'utilisation des conditions aux limites absorbantes de Mur du second ordre qui sont fondées sur le calcul des valeurs du champ électrique aux frontières fictives de la région d'analyse. Nous présentons ensuite, une évaluation de ce type de condition par la comparaison des résultats obtenus avec ceux obtenus en adoptant le même type de condition mais en présence d'un sol horizontal.

Nous terminons ce mémoire par une conclusion générale.

Chapitre I

**Phénoménologie de la foudre et observation
expérimentales**

I.1 Introduction

Ce premier chapitre a pour but la connaissance de l'origine de la formation de la décharge naturelle qui est la foudre, au regard des hypothèses citées dans la littérature et que nous avons retenues dans ce mémoire en commençant par expliquer comment on détermine l'activité des orages dans une zone et exposer les différents types des coups de foudre, en second lieu nous avons également présenté une revue générale des expériences liées aux mesures effectuées par les expérimentateurs sur le courant à la base du canal de foudre et sur le champ électromagnétique rayonné selon que la foudre frappe directement l'ouvrage ou tombe à proximité.

I.2 Phénomène de la foudre

I.2.1 Définition de la foudre

La foudre est un phénomène électrique atmosphérique qui se forme à partir d'un orage très fort entre le nuage et le sol. On peut distinguer deux autres types d'éclairs qui se produisent : soit à l'intérieur d'un seul nuage orageux (intra- nuage) ou entre deux nuages (inter- nuage). [1][2]

De nombreuses autres variantes d'observation sont reconnues, y compris la « foudre de chaleur », qui peut être vue de très loin mais pas entendue ; la « foudre sèche », qui peut provoquer des incendies de forêt ; et « la foudre en boule », rarement observée scientifiquement.

Les humains ont divinisé la foudre pendant des millénaires. Les expressions dérivées de la foudre, telles que l'expression anglaise « blot from the Blue », sont courantes dans toutes les langues. de tout temps, les gens ont été fascinés par la vue et la puissance de la foudre. La peur de la foudre s'appelle la première photographie de la foudre date de 1847, par Thomas Martin Westerly. [3] la première photographie date de 1882, par William Nicholson Jennings, [4] un photographe qui a passé la moitié de sa vie à capturer des images de foudre et à prouver sa diversité.

La foudre peut être considérée comme une série d'activités électriques dans l'atmosphère le long d'un canal de densité ionique élevée- une décharge d'étincelle naturelle à grande échelle avec un canal de plasma hautement conducteur dans l'air [5].

I.2.2 Formation des nuages d'orageux

La formation des nuages orageux résulte de la rencontre entre un flux d'air anormalement froid issu de l'électro sphère et un flux d'air anormalement chaud venant du sol (Figure I.1). Un champ électrique très intense est créé par la formation et la séparation de charges électriques positives et négatives également appelé cumulonimbus [6].

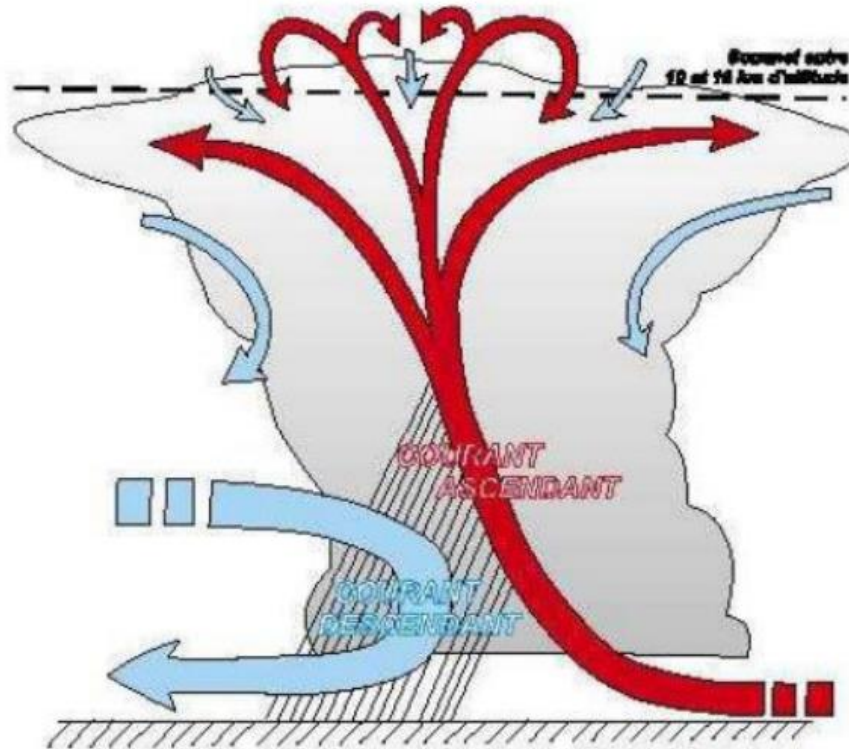


Figure I.1 Représentation des flux d'air entraînant un épisode orageux. [7]

I.2.3 Description du phénomène

Le nuage orageux (appelé communément cumulo-nimbus) est défini dans la littérature comme un nuage présentant une concentration particulière de charges électriques. La figure (I.1) montre la distribution de ces charges à l'intérieur d'un nuage orageux. Trois régions dans ce nuage peuvent être distinguées :

- une région constituée de charges négatives située dans la partie inférieure du nuage

- une deuxième région portant des charges positives arrivées en haut du nuage- des petites poches de charges positives enserrées restent dans la partie inférieure du nuage. Au niveau du sol l'accumulation des charges dans le nuage orageux produit une concentration du champ électrostatique au-dessous du nuage figure (I.2) Quand le niveau du champ électrique nécessaire pour commencer le processus de foudre est atteint, plusieurs scénarios sont possibles :

1/ la décharge de foudre peut être produite est reste limitée à l'intérieur du même nuage.

2/ la décharge peut prendre place entre deux nuages séparés positive du traceur initial (ascendant ou descendant), et le signe de la charge déposée le long du canal. [8] [9]

3/ la décharge peut être produite entre le nuage et le sol. Même si les décharges nuage-sol ne sont pas les plus fréquentes, elles sont les plus étudiées à cause de leurs effets directs et indirects sur les systèmes au sol, et elles sont plus facilement observées et photographiées. Aussi vue attention particulière sera réservée à ce type de décharge. En 1978, Berger[10]a classé la foudre naturelle nuage-sol en quatre catégories en fonction de la direction du mouvement de foudre par le même traceur (positive ou négative). Cette classification est illustrée dans la figure (I.3) comme suit, La décharge nuage-sol avec polarité négative, c'est la décharge la plus courante (90% des décharges nuage-sol)

- Décharge nuage sol avec polarité positive

- Décharge sol-nuage avec polarité négative

- Décharge sol-nuage avec polarité

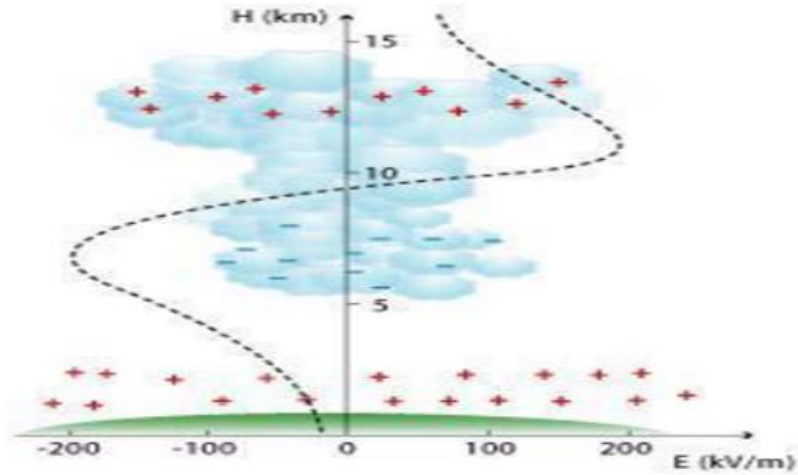


Figure I. 2 : Séparation de charges à l'intérieur d'un nuage orage [11]

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 [8] [9] [12].

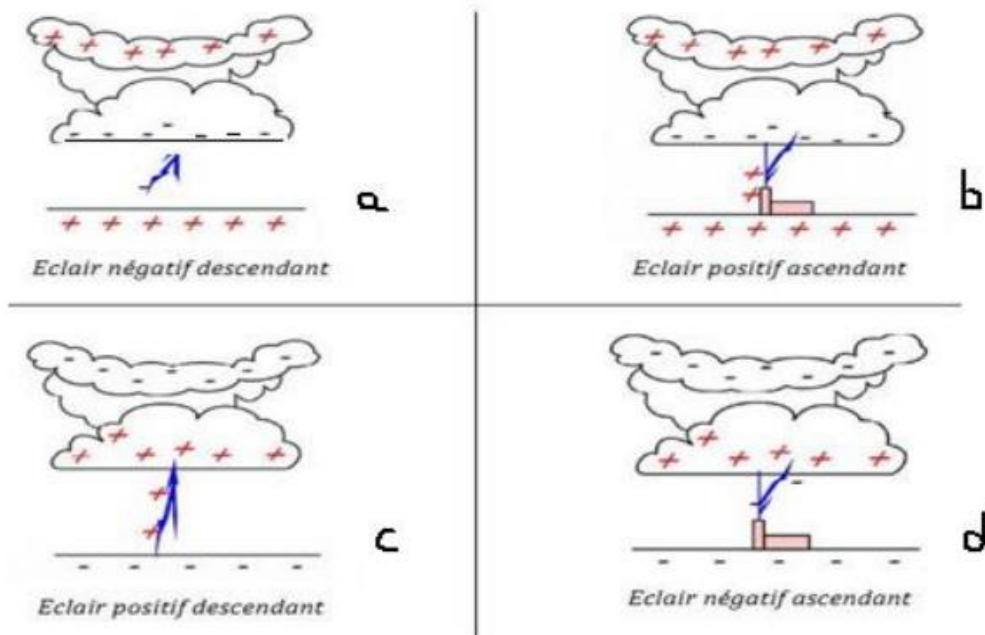


Figure I.3 : Classification des différents traceurs de foudre selon Berger [13]

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

Le processus par lequel les nuages d'orage acquièrent une charge n'est pas complètement bien compris. A l'heure actuelle, Il existe Deux théories fondamentales qui expliquent la répartition des charges électriques au sein d'un nuage : D'une part, la théorie de la convection qui considère que les ions libres dans l'atmosphère sont captés par les gouttelettes contenues dans le nuage. Les gouttelettes ainsi chargées sont ensuite transportées par les courants convectifs dans le nuage, produisant ainsi des zones de charges. [13], d'autre part la théorie de la gravitation [14], (voire figure I.3)

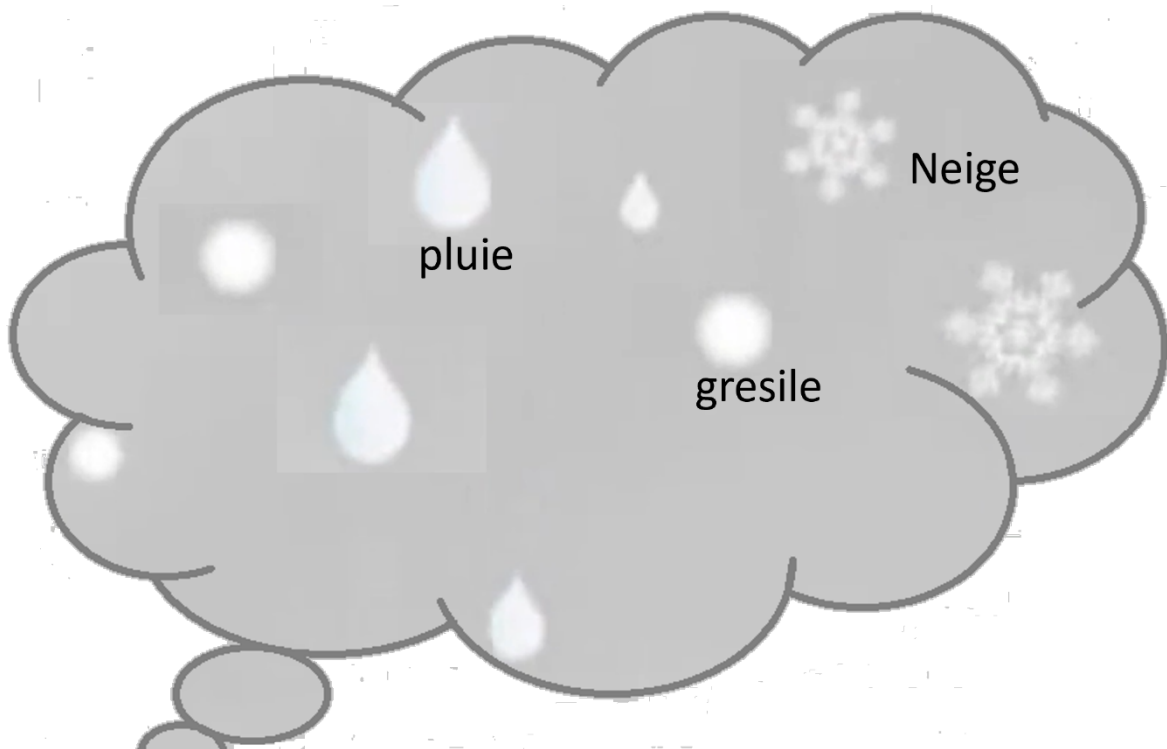


Figure I.4 : théorie de la gravitation

Les gouttes de pluie, les grêlons et les particules de grésil (de petits grains de glace) tombent par gravité vers le bas du nuage au-dessous des gouttes d'eau et des cristaux de glace de taille inférieure qui restent en suspension. Lorsque les grosses particules entrent en collision avec les cristaux de glace à une température inférieure à 0°C , les grains de grésil se chargent négativement, dû au fait qu'ils leur arrachent des électrons. Comme les grains tombent plus rapidement que les cristaux, ils transportent depuis les zones supérieures du nuage des charges négatives vers le bas, et les ions ainsi formés s'accumulent dans la partie haute du nuage. [14]

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

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

De nombreuses expériences ont montré que le champ électrique mesuré au sol ne dépasse pas une dizaine de kilovolts, alors qu'une intensité du champ électrique de 65 kV/m a été mesurée à une hauteur de 603 m .

Toutefois, lorsque le champ électrique de surface est mesuré au-dessus de l'eau, des valeurs beaucoup plus élevées que celles mesurées à la surface du sol peuvent être atteintes. Cela montre donc l'effet des charges spatiales émises au sol sur la distribution du champ électrique entre le nuage et le sol. Dans ces conditions, la présence d'une structure élevée et conductrice sur le sol, constitue un point favorable sur lequel une décharge de foudre peut s'abattre, comme nous l'avons vu précédemment cette structure modifie dans une mesure plus ou moins grande la répartition des charges d'espaces qui s'accroît en son sommet. Cette notion conduit naturellement à définir des moyens de protection pour les structures. [15]

I.2.5.1 Pouvoir des pointes

Le pouvoir des pointes s'explique par la déformation du champ électrique au voisinage des aspérités. On constate un renforcement du champ électrique au sommet d'une aspérité. [15]

I.2.5.2 Effet couronne

C'est un phénomène précurseur d'un nuage à la pointe des objets saillants (aspérités). L'élévation (amplification locale) du champ électrique provoque des petites décharges ou effluves (de couleur bleu-violette) qui s'accompagnent d'un grésillement caractéristique (bruit des abeilles). L'effet couronne est une condition nécessaire au développement d'une décharge ascendante. [15]

I.2.6 Les éclairs

L'éclair est un phénomène résulte lorsqu'il y a une décharge produite à l'intérieur du même nuage, ou entre deux nuages orageux (intra-nuage ou inter- nuage) (voir la figure I.5 (a) et (b)). La décharge qui frappe le sol est appelé foudre ou coup de foudre (voir la figure I.5 (c)). Précisons que 90% des décharges se produisent à l'intérieur des nuages (éclaires). On trouve seulement 10% des décharges qui frappent le sol, ce sont les coupes de foudre. [16]

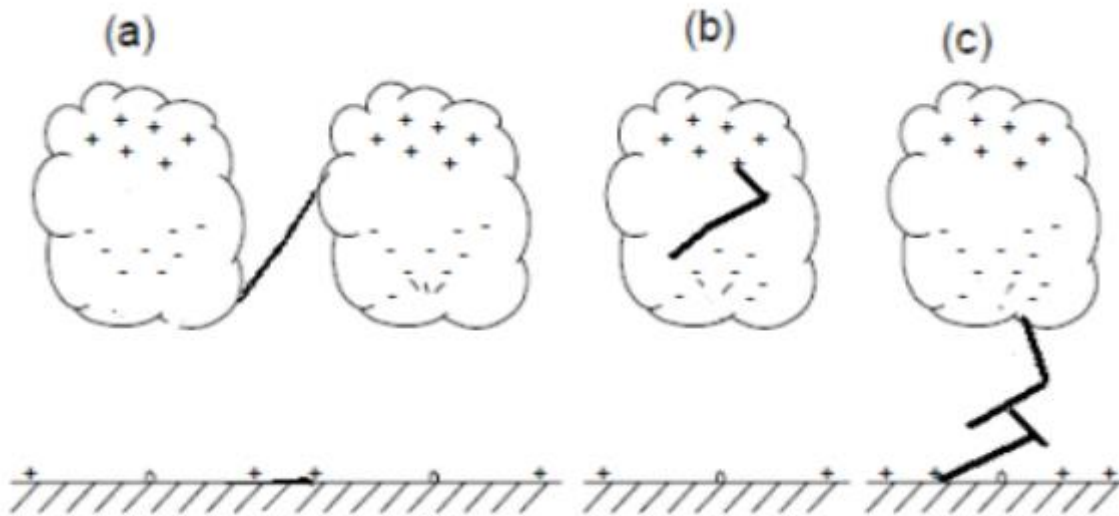


Figure I.5 Les différents types de l'éclair. [16]

I.2.6.1 Formation des éclairs

On sait que la foudre est une décharge électrique d'une longueur de plusieurs kilomètres associée à une impulsion de courant transitoire de très forte amplitude. La source la plus commune de la foudre est la séparation des charges dans les nuages, les cumulo-nimbus. L'électrisation des nuages résulte d'un processus complexe. La distribution des charges dans un nuage est présentée dans la figure (I.6) ci-dessous. La partie supérieure, constituée de glace, est chargée positivement, tandis que la partie inférieure constituée de gouttelettes d'eau est chargée négativement. Souvent, un îlot de charges positives est enserré dans cette masse de charges négatives. A l'approche d'un nuage orageux, le champ électrique atmosphérique au sol qui est de l'ordre d'une centaine de volts par mètre par beau temps commence par s'inverser, puis croît dans de fortes proportions. Lorsqu'il atteint 10 à 20 kV/m , une décharge au sol est imminente. [16]

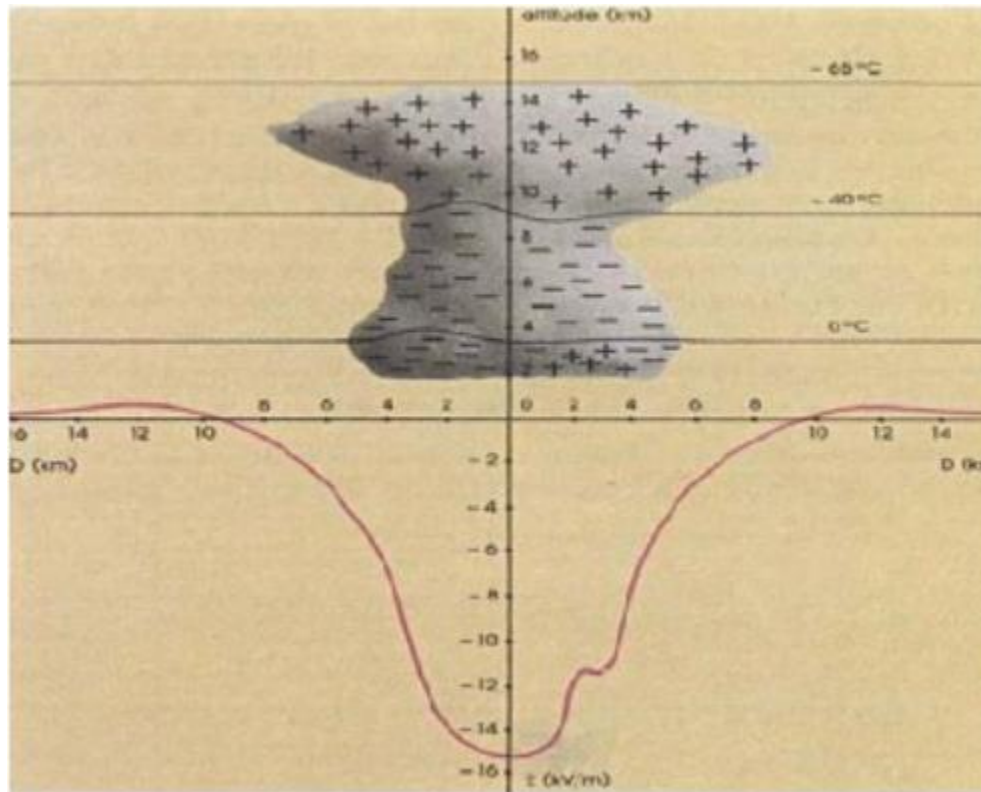


Figure I.6 Séparation des charges dans un nuage orageux et son Influence électrostatique sur la surface du sol [16]

Le type de coup de foudre le plus étudié est celui lié à la décharge nuage- sol, cette dernière est divisée en quatre catégories, qui sont les suivants [17] [18] [19] :

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

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

I.2.6.2 Le traceur

Le canal ionisé formé ainsi entre les deux pôles est suffisamment conducteur pour permettre à la foudre de se propager. On dit un traceur car il trace le chemin de l'éclair, en formant une ramification dans le ciel visible par l'œil nu, en progressant par bonds. La figure (I.7) ci-dessous présente les différentes étapes du développement d'un traceur par bonds [16].

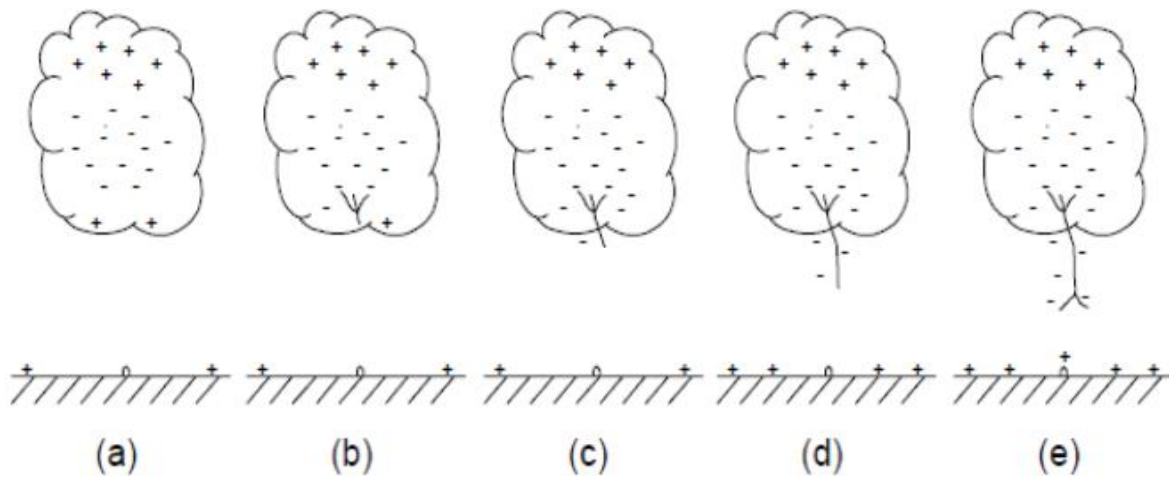


Figure I.7 : Développement du traceur par bonds [16].

I.2.6.3 Différentes phases d'une décharge négative nuage –sol

La phase la plus significative dans une décharge orageuse est sans doute l'arc en retour celle-ci n'est qu'une phase parmi d'autres phases successives illustrées sur la figure (I.8) En effet, on distingue :

- La phase de décharge préliminaire "Preliminary breakdown"

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

- La phase du traceur par pas "Steppe leader"

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

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

- La phase du premier arc en retour “First return stroke”

Une intensification du champ électrique au niveau du sol est provoquée par l'approche du leader, à quelque dizaine de mètres du sol le potentiel électrique de l'extrémité basse du canal avoisine les 100 MV ce qui correspond à un champ électrique dix à vingt fois supérieur au seuil d'ionisation de l'air. Ce champ intense va donc provoquer l'arrachage des charges positives se trouvant à la surface du sol et initier un traceur positif appelé « contre précurseur » ou « précurseur de capture », qui progressera du sol vers le leader à une vitesse moyenne de 108 m/s.

Cette rapproche entre les traceurs (ascendant et descendant) est appelée « processus d'attachement » (“Attachment processus”). La jonction s'effectue à quelques dizaines de mètres au-dessus du sol. Le canal du traceur est alors déchargé lorsqu'une onde de potentiel de sol, le premier arc en retour (“First return stroke”), se propage vers le nuage et neutralise le canal chargé par le traceur avec une vitesse décroissante en fonction de la hauteur de l'ordre de 1/3 de la vitesse de la lumière. Le premier arc en retour produit un courant au niveau du sol d'une valeur de pic typique de 30 kA et d'un temps de montée de l'ordre de quelques microsecondes. La durée de l'impulsion du courant (à la mi-hauteur) est de l'ordre de 50 μ s. Durant cette phase, la température du canal s'élève rapidement pour atteindre des valeurs jusqu'à 30000° K qui génère un canal de haute pression provoquant une onde de choc appelée tonnerre. La phase du traceur obscur “Dart leader” Quand les charges drainées par le premier arc en retour arrivent à la base du canal, le processus de la foudre peut s'arrêter, si toute la charge du nuage est neutralisée. Or, sous l'effet des charges résiduelles du nuage, une nouvelle décharge nuage sol relativement semblable à la

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

Précédemment tracé un traceur obscur ("d'art leader") possédant une vitesse de l'ordre de 3.102 m/s et apportant une charge d'environ de 1C à la quelle est associée un courant de 1 kA. Entre la fin du premier arc en retour et le début du traceur obscur, une activité électrique, désignée par les processus J et K, se manifeste [13] [20] La phase de l'arc en retour subséquent "Subséquent return stroke" Le traceur obscur déclenche enfin l'arc en retour subséquent ("Subséquent return stroke"). Cette décharge est caractérisée par une trajectoire continue et sans ramification, une vitesse de progression élevée et pratiquement constante de l'ordre de 1 à 1.2×10^8 m/s et enfin par des courants intenses atteignant des amplitudes de l'ordre de 200 KA et de temps de montée de l'ordre 0.5 μ s.

L'arc en retour subséquent et certainement la phase la plus redoutable dans le mécanisme de la foudre, en raison de raideur des fortes impulsions électromagnétiques rayonnées pendant cette phase (Endommagement possible des systèmes électriques et électroniques terrestres). De nouvelles séquences traceur arc peuvent ensuite se produire, donnant parfois jusqu'à 15 arcs en retour. Le dernier arc en retour est souvent à l'origine d'un fort courant de l'ordre de 100 A ("Continuions curent") qui draine la charge résiduelle de la cellule orageuse.

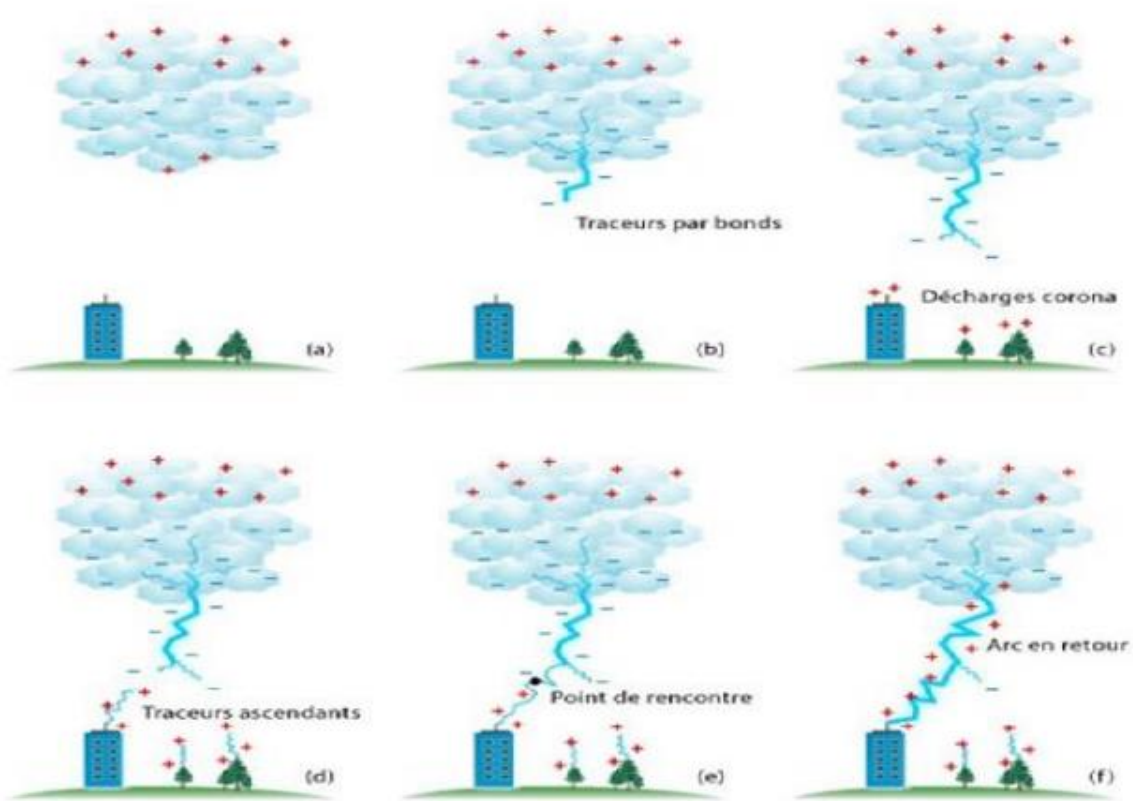


Figure I.8 : Différentes phases d'une décharge négative nuage sol [21]

I.3 Impact d'un coup de foudre

I.3.1 Coups de foudre indirect (sur conducteurs de garde ou pylônes)

Dans ce cas l'écoulement du courant de foudre vers la terre provoque une élévation du potentiel des structures métalliques. La tête du pylône atteint un potentiel dépendant de son inductance propre L et de la résistance de terre R au choc [22]. (voir figure I.9)

$$U(t) = R * i(t) + l * \frac{di(t)}{dt} \quad (I.1)$$

La tension peut atteindre la limite d'amorçage à l'onde de choc de la chaîne d'isolateurs. Il s'agit de l'« amorçage en retour » ou « backflashover ». Une partie du courant se propage alors sur la ou les phases amorcées, vers les utilisateurs ; ce courant est en général supérieur à celui d'un Cdf direct [23].

En très haute tension l'amorçage en retour est peu probable (niveau d'amorçage des isolateurs), c'est pourquoi l'installation de câbles de garde est intéressante (interruptions de service limitées). Mais en dessous de 90 kV l'amorçage en retour se produit même pour de faibles valeurs de la résistance de terre ($< 15\Omega$), d'où un intérêt limité (Interruptions de service plus fréquentes) [23].

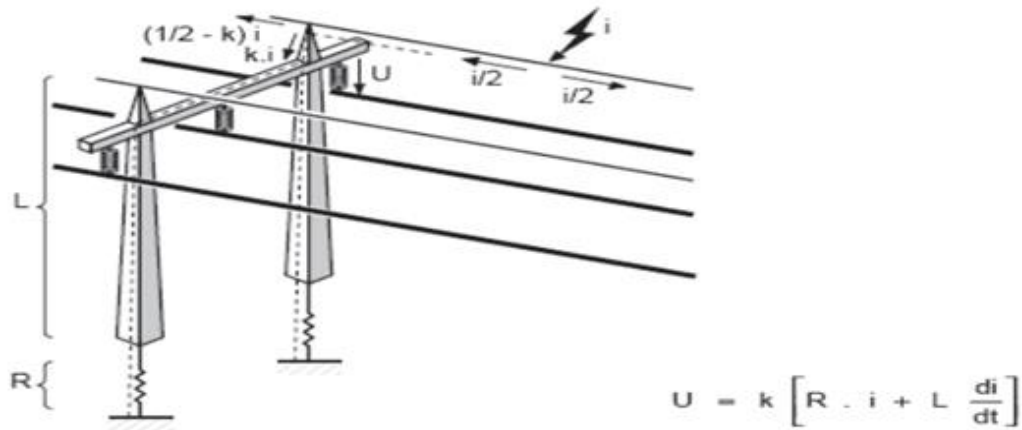


Figure I.9 : coup de foudre indirect sur un câble de garde [23].

I.3.2 Coups de foudre direct (sur conducteurs de phase)

On dit un coup de foudre direct lorsque la foudre tombe directement sur un conducteur de phase d'une ligne électrique, la figure suivante illustre le phénomène [23].

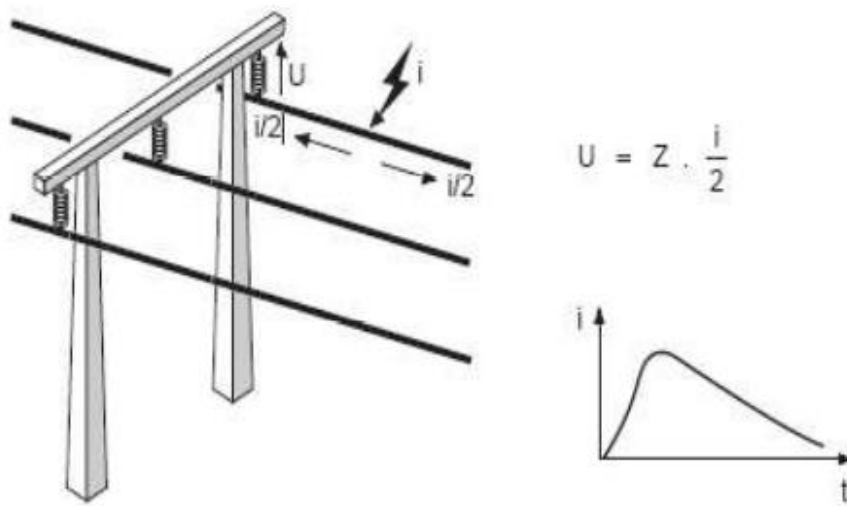


Figure I.10 : coup de foudre direct sur un conducteur de phase [23].

I.3.3 Paramètres électriques de la foudre

Un coup de foudre est composé en général de plusieurs décharges partielles s'écoulant par le même canal ionisé de l'arc en retour qui est responsable de la majorité des dégâts causés par la foudre, les principales caractéristiques de la foudre sont généralement les suivantes [24] :

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

I.4 Courant de l'arc en retour

I.4.1 Caractérisation du courant de l'arc en retour

La connaissance du point d'impact de la foudre est nécessaire pour mesurer directement le courant de l'arc en retour à la base du canal.

I.4.1.1 Mesure du courant de l'arc en retour à l'aide de tours instrumentées

Depuis les années 50, plusieurs campagnes expérimentales ont été réalisées afin de caractériser le courant de foudre. La description la plus complète du courant de l'arc en retour est donnée par l'équipe de Professeur Berger [10], qui durant les années 1950 à 1980, a exploité une station expérimentale au Mont San Salvatore, près de Lugano (en Suisse). La mesure du courant a été effectuée au sommet de deux tours de 55 m de haut. Le résumé de tous les

résultats obtenus concernant les caractéristiques du courant de foudre est présenté dans la référence [10].

La figure(I.11) illustre les formes moyennes des courants typiques correspondant aux arcs en recto un premier et subséquent d'une décharge négative. Dans cette figure, on peut noter le temps de montée rapide du courant correspondant à l'arc en retour subséquent.

La distribution statistique des paramètres principaux du courant est présentée dans le tableau I.1

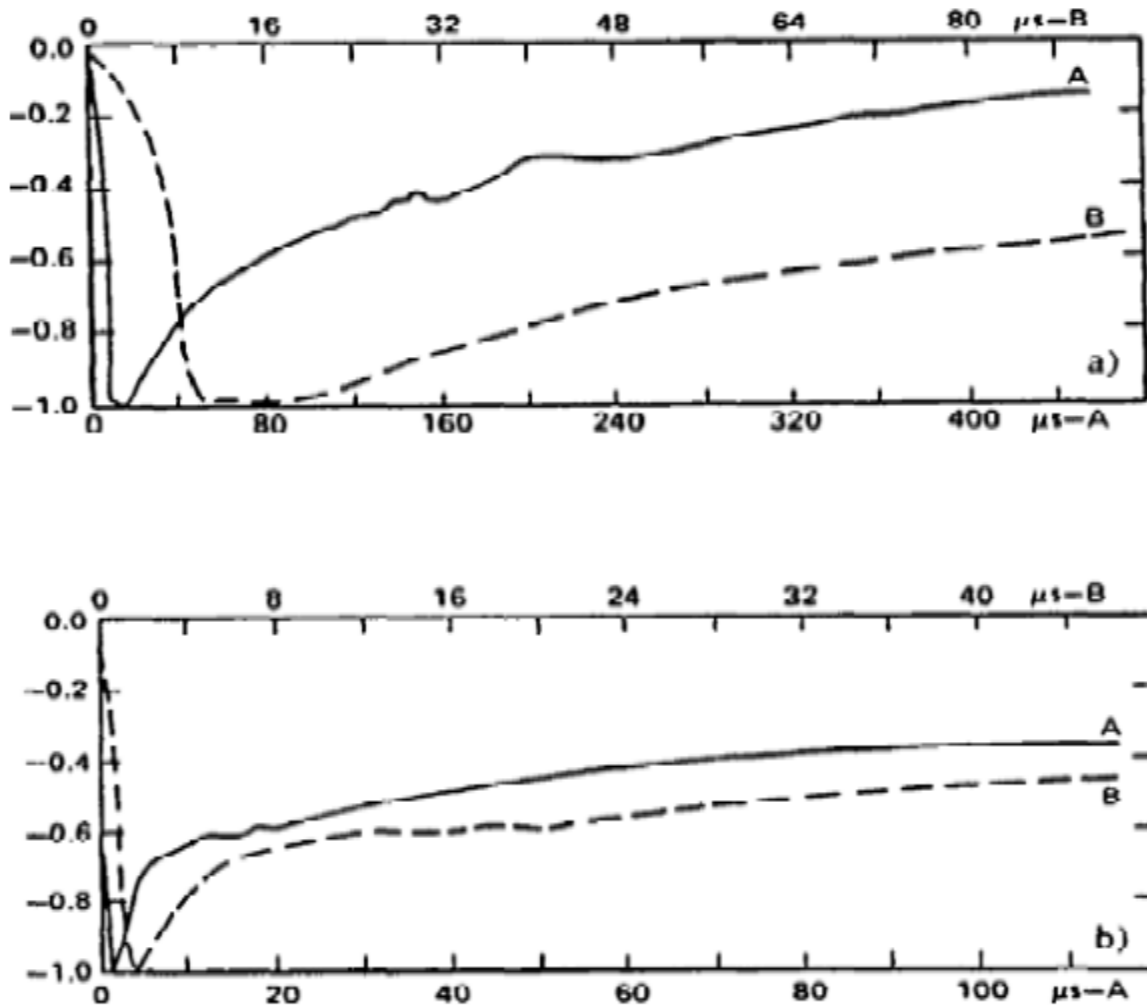


Figure I.11 Forme moyenne normalisée de l'arc en retour (A) premier, (B) subséquent [10]

Tableau I.1 Paramètres du courant d'un coup de foudre descendant négatif [10]

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

De ce tableau on peut extraire les remarques suivantes concernant les décharges de foudre descendantes négatives :

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

Le temps de montée du courant de l'arc en retour subséquent est plus rapide que celui d'un courant du premier arc en retour. La durée de l'impulsion du courant de l'arc en retour subséquent est inférieure à celle du premier arc en retour. D'autres campagnes expérimentales de mesure du courant d'arc en retour ont été effectuées. A titre d'exemple, on peut citer celles effectuées durant les années 70 à savoir. Les mesures effectuées par l'équipe du Professeur Garbagnati au sommet de deux tours de 40 m, situées au sommet de deux montagnes une au nord et l'autre au centre de l'Italie [25].

Le courant mesuré correspond aux deux types de décharges de foudre : la décharge ascendante et la décharge descendante. Les mesures de l'équipe du Professeur Eriksson sur une tour de hauteur 60 m installées sur une terre plate en Afrique du sud, la tour a été isolée du sol et le courant de foudre a été mesuré à la base à travers un transformateur de courant et une sonde Rogowski. Plus de 50% des décharges observées étaient initiées par des traceurs descendants négatifs et aucun enregistrement des traceurs positifs n'a été réalisé. Le temps de montée du courant très rapide n'a jamais été observé dans d'autres études [26].

On peut trouver dans la littérature des mesures plus récentes du courant de foudre obtenues utilisant de petites tours (par exemple : les résultats de Narita et al. [27] en 2000 au Japon, les résultats de Diendorfer et al. [28], [29] en 2000 et 2002 en Autriche et les résultats de Torres et al. [30], [31] en 1999 en Colombie). D'autres chercheurs ont exploité des tours plus élevées et d'une structure géométrique plus complexe que celles utilisées dans les campagnes citées précédemment. Parmi ces chercheurs, on peut citer par exemple le Professeur Shostak [32] qui a exploité en 1999 la tour CN la plus élevée dans le monde située à Toronto au Canada, elle est de 553 m de hauteur, le courant de l'arc en retour est mesuré à 474 m et à 509 m. Les résultats sont présentés sur la figure (I.12).

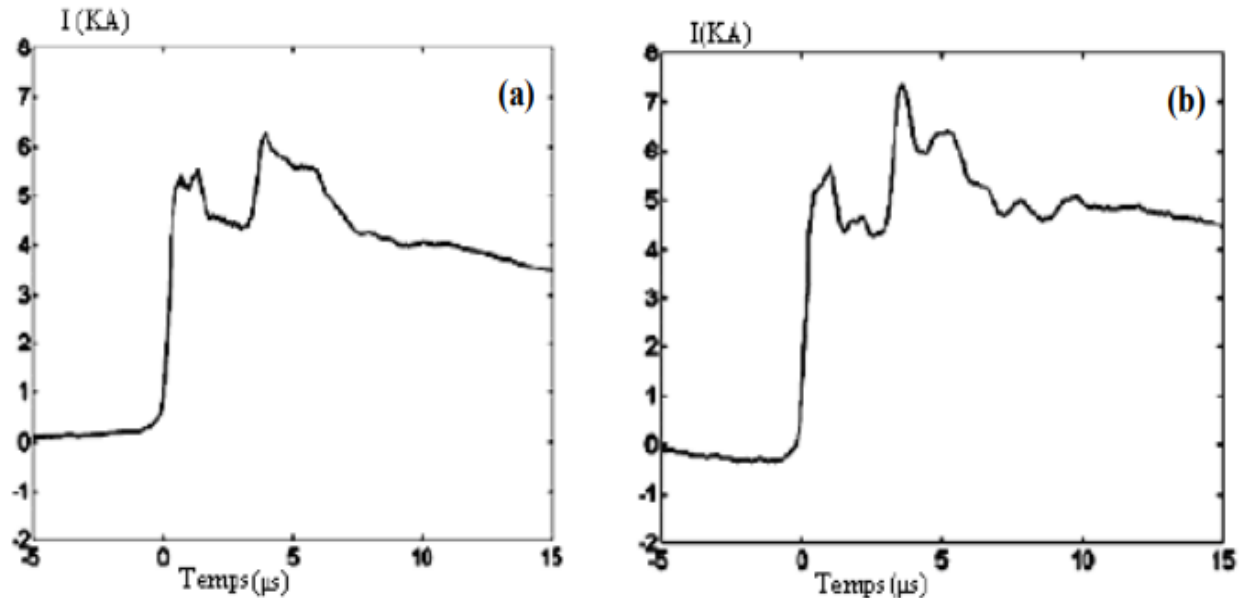


Figure I.12 Courant de l'arc en retour mesuré à l'aide de la tour CN (a) à 509 m, (b) à 474m [17].

D'après ces résultats on remarque que la forme du courant mesuré change d'un endroit à un autre, la valeur du pic de ce courant augmente en allant du sommet de la tour vers le sol.

Ceci est dû aux réflexions multiples de l'onde de courant au sommet avec un coefficient négatif et les réflexions multiples à la base de la tour avec un coefficient positif.

I.4.1.2 Déclenchement artificiel de la foudre

De manière à pouvoir étudier plus précisément les caractéristiques des décharges orageuses nuage sol, le déclenchement artificiel de la foudre (figure I.13) a été utilisé afin de maîtriser le point d'impact.

La méthode la plus couramment utilisée pour déclencher artificiellement la foudre s'appuie sur la technique fusée-fil. On utilise une fusée connectée à un fil fin totalement ou partiellement métallique.

Le principe de fonctionnement de cette méthode est assez simple. Lors d'un épisode orageux, le champ électrique au niveau du sol augmente et peu de temps avant que ne se produise le premier arc en retour, on note une augmentation significative et rapide de ce champ. En se basant donc sur cette élévation locale du champ électrique, on lance alors une fusée (figure I.14.c) connectée au sol par un fil fin métallique. De ce fait, on crée un effluve au niveau de la tête de la fusée et on favorise ainsi la création de l'arc en retour en offrant par l'intermédiaire du fil fin un chemin de moindre résistance. La acineux avec le traceur des cendrant entraîne la fusion du fil feint provoque un arc en retour dont les caractéristiques sont proches de celles d'un éclair naturel.



Figure I.13 Exemple d'un déclenchement artificiel de la foudre en Floride [33].

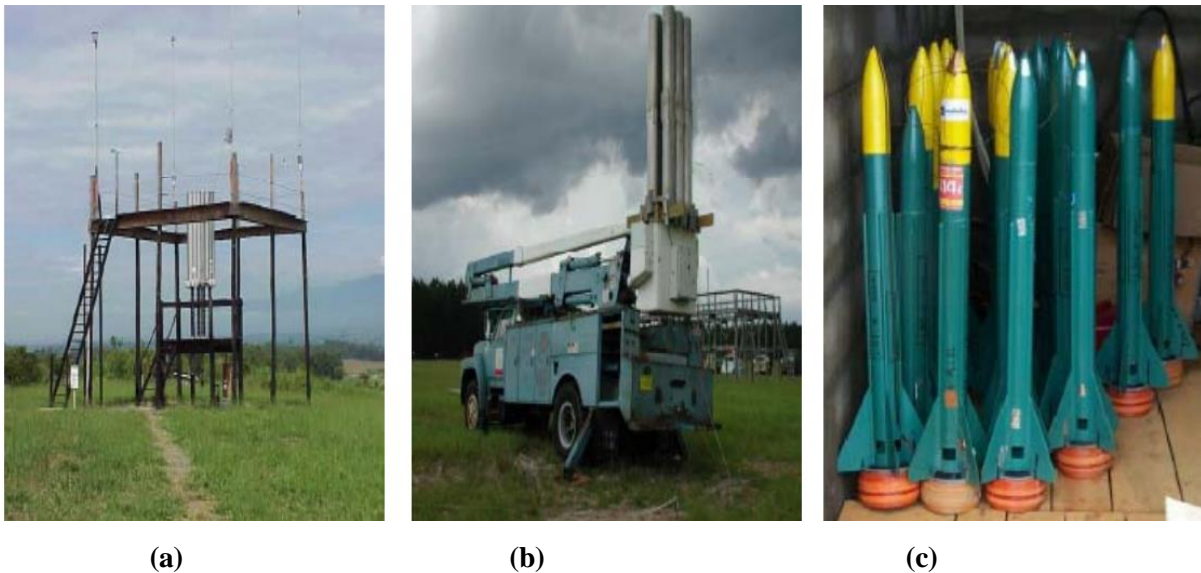


Figure I.14 Equipements expérimentaux Utilisés lors d'un déclenchement artificiel de la foudre

(a) Lanceur fixe, (b) lanceur mobile, (c) fusées [33].

Il existe plusieurs stations expérimentales de déclenchement artificiel de la foudre dans le monde, en particulier en France, aux Etats Unis et au Japon [25]. Cette technique est décrite en détail dans plusieurs travaux, plus particulièrement dans les références [25], [34] et [36].

Le déclenchement artificiel de la foudre a offert la possibilité de réaliser des mesures corrélées du courant de l'arc en retour à la base du canal, du champ électromagnétique associé et de la vitesse

de l'arc en retour mesurée à l'aide de dispositifs optiques. Le tableau I.2 présente une étude comparative qui a été publiée en 1999 par Rakov [36].

Cette étude résume les caractéristiques du courant de l'arc en retour, à savoir le pic du courant et le pic de sa dérivée à partir de deux campagnes expérimentales l'une en France et l'autre en Floride. De ce tableau, on note une similitude entre la valeur moyenne du pic du courant mesurée en Floride et celle rapportée par le professeur Berger (tableau)

Tableau I.2 Caractérisation du courant de l'arc en retour [38]

L'endroit De déclenchement artificiel	Année	Nombre d'évènement	Valeur moyenne du pic du courant mesuré (kA)	Valeur moyenne du pic de la dérivée du courant (kA/μs)
Floride	1985-1991	305/134	12.1	91.4
France	1986, 1990-1991	54/47	9.8	36.8

I.4.1.3 Tours instrumentées

Comme la foudre frappe souvent les objets élevés, les chercheurs utilisent aujourd'hui des tours instrumentées afin d'obtenir des données concernant le courant de coup de foudre et ses caractéristiques ainsi que pour le champ électromagnétique rayonné. Dans ce paragraphe, on cite deux tours élevées qui ont une hauteur de plus de 100 m. [39].

a-La tour d'Ostankino à Moscow

Cette tour est de 540 m de hauteur, le courant est mesuré dans trois endroits de la tour : 47 m, 272m et 533 m. La figure I.15 représente l'emplacement des capteurs de mesure de courant. [39]

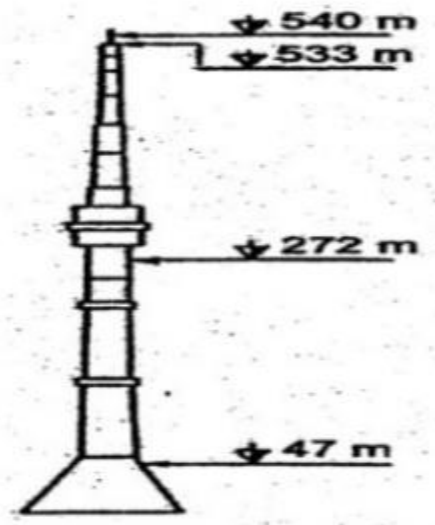


Figure I.15 La tour d'Ostankino [39]

b- La tour CN à Toronto

La tour CN est la tour la plus élevée dans le monde, elle est de 553 *m* de hauteur, le courant de l'arc en retour est mesuré à 474 *m* et à 509 *m*. [40]



Figure I.16 La tour CN à Toronto au Canada. [41]

I.4.2 Caractéristiques de la vitesse de l'arc en retour

En 1982, Idoine et Orvale [42] ont publiés des données expérimentales concernant les valeurs de la vitesse de l'arc en retour correspondant à 17 premiers arcs en retour et à 46 arcs en retour subséquents. La vitesse moyenne mesurée était de 96 m/ μ s pour les premiers arcs en retour et de 120 m/ μ s pour les arcs en retour subséquents. D'autre part, Ces chercheurs ont mis en évidence que la vitesse de l'arc en retour (premier et subséquent) décroît en fonction de la hauteur, Cette décroissance est plus marquée pour le premier arc en retour.

Récemment, en 2007, Rakov [43] a rapporté que la vitesse de l'arc en retour est inférieure à la vitesse de la lumière à cause du fait que le canal est considéré comme une ligne de transmission avec pertes, non linéaire et non uniforme (l'approximation faite pour les lignes de transmission n'est plus valable). En plus, son impédance caractéristique n'augmente en fonction de la hauteur, ce qui engendre une dispersion de l'onde de l'arc en retour même en l'absence de pertes. La charge électrique ne peut pas être confinée à l'intérieur de la colonne qui se trouve à l'intérieure du canal et qui véhicule le courant de l'arc en retour, mais elle est repoussée à l'extérieur par une décharge électrique radiale formant une couronne. La résistance par unité de longueur en avant du front de l'arc en retour est relativement grande (ce qui cause une atténuation et une dispersion additionnelle). Par contre, elle est deux fois moins ou plus en arrière du front.

I.4.3 Champ électromagnétique rayonné par la foudre

La caractérisation, la formulation et la modélisation du champ électromagnétique ont été l'objet de beaucoup d'études et de recherches expérimentales et théoriques. Pour déterminer le champ électromagnétique rayonné, il été nécessaire de connaître la distribution spatio-temporelle du courant de foudre dans le canal. (Voir section I.3).

I.4.3.1 Caractérisation expérimentale du champ électromagnétique

1. Distances supérieures à 1km du point d'impact

Les figures I.17 et I.18 présentent les caractéristiques des champs électriques et magnétiques en fonction de la distance du point d'impact selon Lin et al. [44].

- A des distances relativement proches ($1\text{Km} < D < 50\text{km}$)

Le champ électrique vertical croît en rampe après son pic initial, il est dominé par la composante électrostatique. C'est la seule composante du champ électrique vertical total qui n'est pas nulle après que le courant de l'arc en retour cesse de se propager le long du canal de foudre. (Figure 1.17).

Le champ magnétique azimuthal présente une bosse (hump), cette bosse représente la composante magnétostatique du champ magnétique total. (Figure I.18).

- A des distances lointaines ($D > 50\text{km}$)

Les champs électriques et magnétiques lointains ont essentiellement la même forme d'onde, et présentent une inversion de polarité. Ils sont essentiellement composés de la composante rayonnée des champs totaux, caractérisés par un pic initial suivi par une inversion de polarité à quelques dizaines de microsecondes.

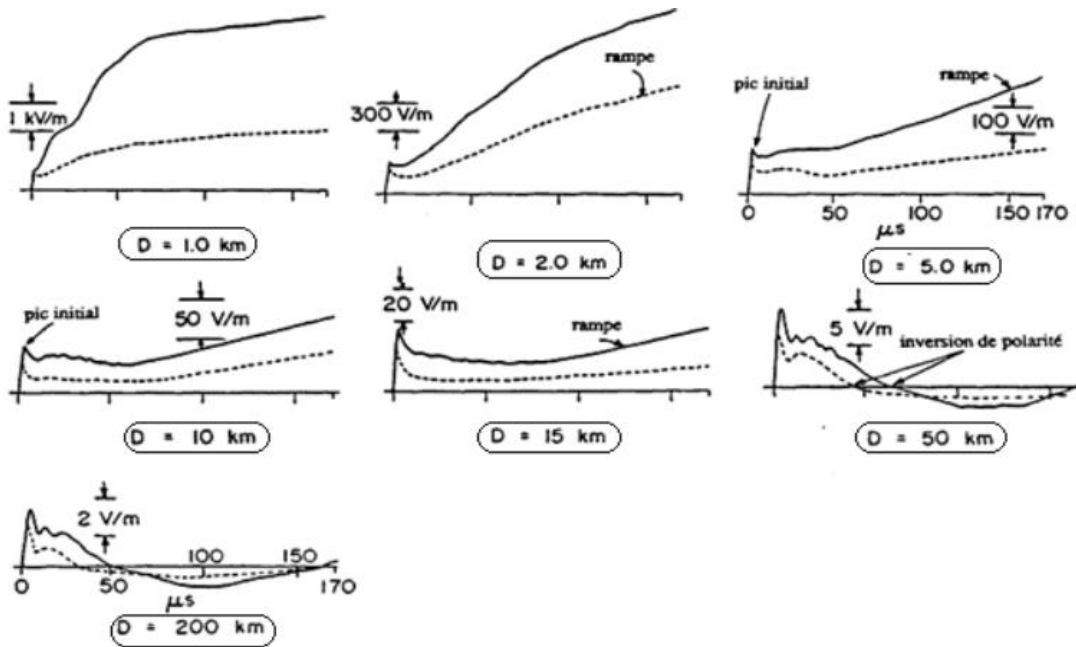


Figure I.17: Champ électrique vertical correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km [44]

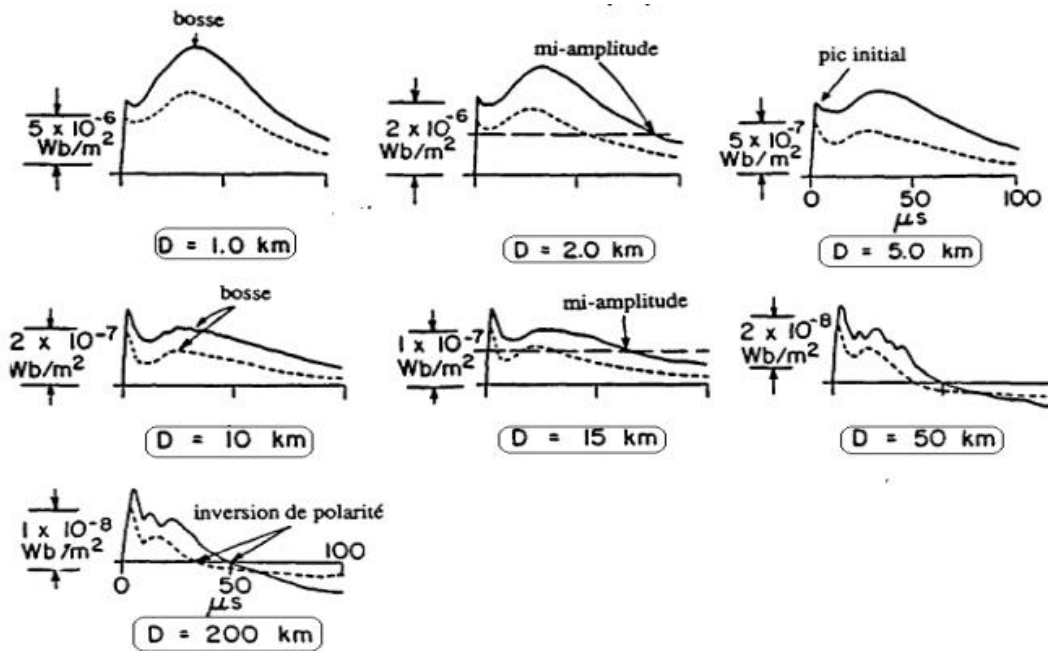


Figure I.18 : Densité du flux magnétique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 Km à 200 Km [45]

L'instant de changement de polarité du champ électrique et magnétique (Figures I.19 et I.18) change significativement en fonction des conditions météorologiques, environ 50 μs pour le premier arc en retour observé dans les mesures faites en Floride et en Suède alors que ce temps vaut 90 μs dans les mesures faites en Sri Lanka. Néanmoins, l'arc en retour subséquent présente une valeur moyenne de 40 μs dans ces trois régions (Floride, Suède et Sri Lanka) [26].

2. Distances inférieures à 1 Km

Les mesures du champ électromagnétique rayonné par la foudre à des distances proches (inférieures à 1 Km) sont faites en utilisant la technique du déclenchement artificiel de la foudre. Les mesures des champs électriques à 30 m et 500 m du canal de foudre sont présentés dans la référence [46]. Dans la figure I.19, on montre une représentation schématique de la campagne expérimentale qui s'est déroulée durant l'été de l'année 1991 à la NASA au Centre Spatial Kennedy (Kennedy Space Center).

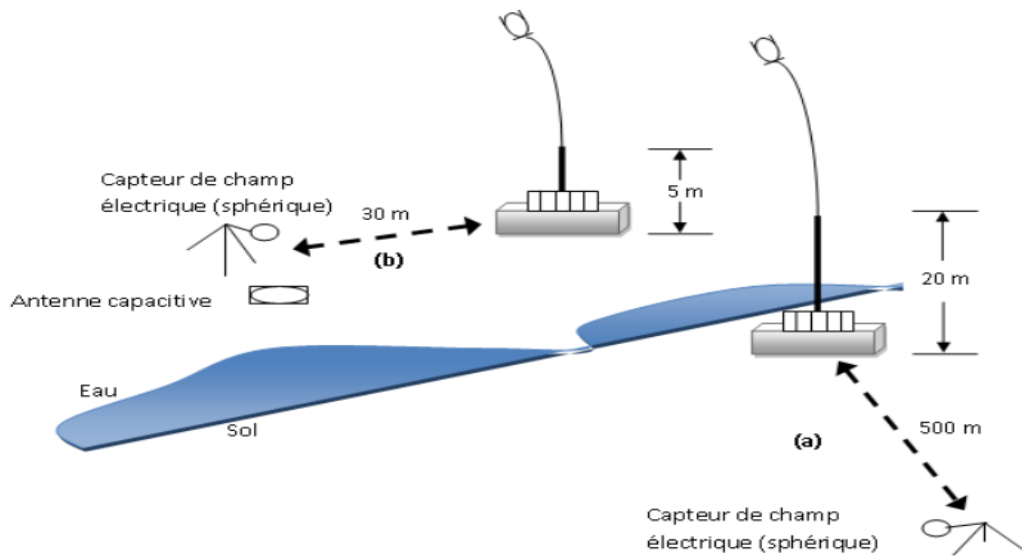


Figure I.19 Campagne expérimentale de mesure du champ électrique vertical à 500 m et 30 m [46]

Rubinstein et al. [46] ont analysé 40 formes d'ondes du champ électrique à 500 m et 8 formes à 30 m. La figure I.20 donne l'allure du champ électrique vertical mesuré à 500 m, correspondant à la phase traceur-arc en retour. La durée de l'onde est de 800 μ s.

Cette durée s'explique par le fait que l'ionisation du canal de foudre par le traceur modifie sensiblement le champ électrique vertical, avec une augmentation lente de la pente négative de la courbe du champ électrique [27]. Cette caractéristique n'est pas perceptible pour les longues distances, dans lesquelles la progression du traceur reste pratiquement invisible.

Le commencement de la neutralisation des charges dans le canal par l'arc en retour est probable en associé avec le commencement de la progression positive et rapide du champ électrique vertical [27] (Figures I.20 et I.21)

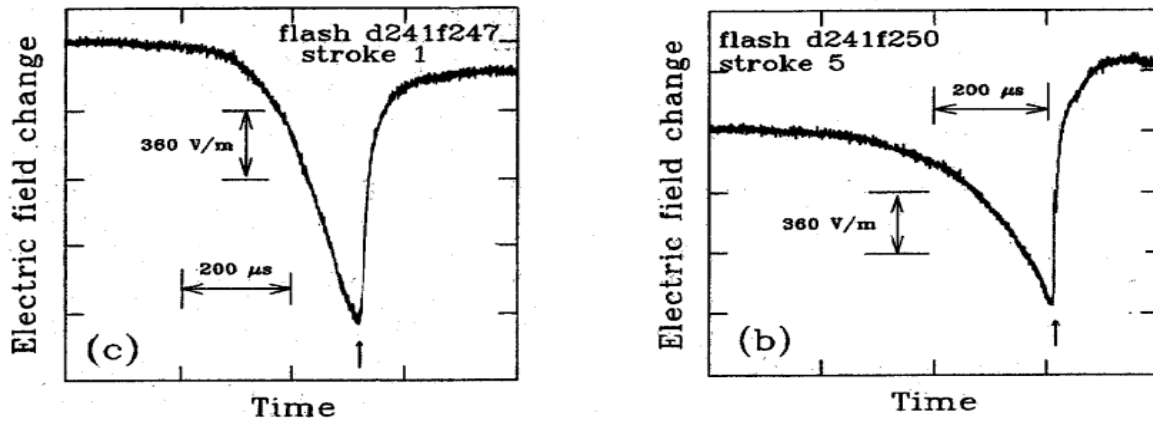


Figure I.20 : Champ électrique vertical mesuré à 500 m du point d'impact de la foudre. Les flèches indiquent le commencement de la phase de l'arc en retour [46].

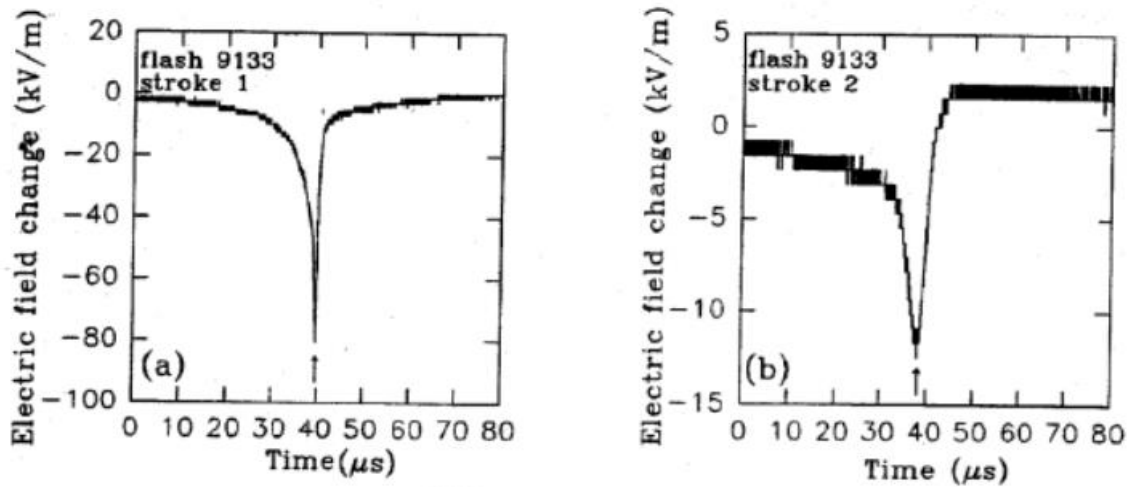


Figure I.21 : Champ électrique vertical mesuré à 30 m du point d'impact de la foudre. Les flèches indiquent le commencement de la phase de l'arc en retour [46].

I.4.4 Centres d'expérimentation (recherche)

On trouve des centres expérimentaux de recherche concernant la foudre à l'USA, et du laboratoire en France, en Italie, en Suisse. Dans ces centres, des équipes travaillent en collaborations pour extraire le maximum de données exploitables concernant le courant de foudre et le champ électromagnétique rayonné. Centre expérimental de Kennedy aux USA: Ce centre a une grande réputation. Une grande quantité de données a été enregistrée sur ce site concernant le courant de foudre ainsi que le champ électromagnétique associé. [46]

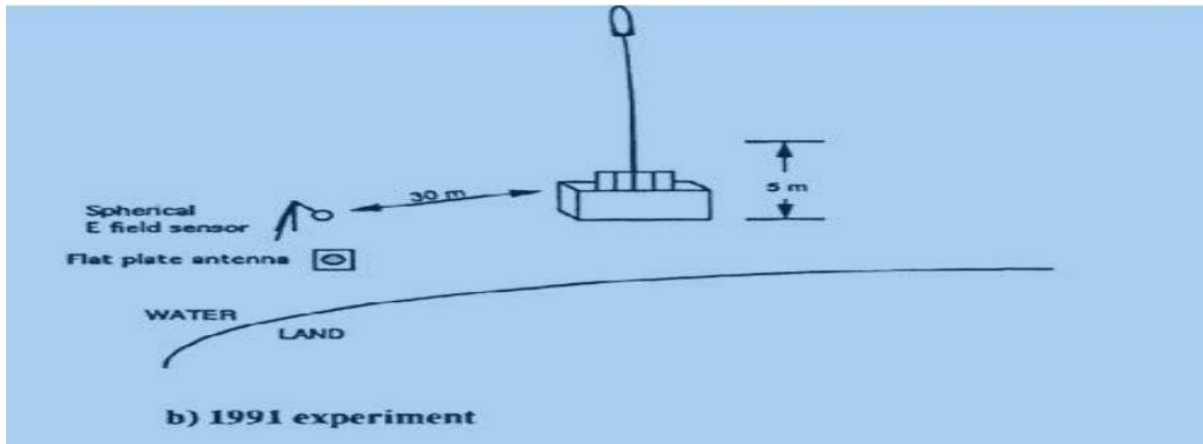


Figure I.22 : Caractéristique du champ électrique vertical au centre de recherche de Kennedy en Floride. [46]

Site expérimental de la tour Gaisberg en Autriche : Pour ce site, nous allons présenter les résultats obtenus pour une campagne de mesures. Ainsi, dans la figure (I.24), nous présentons quelques équipements de mesure de courant et des composantes du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre.

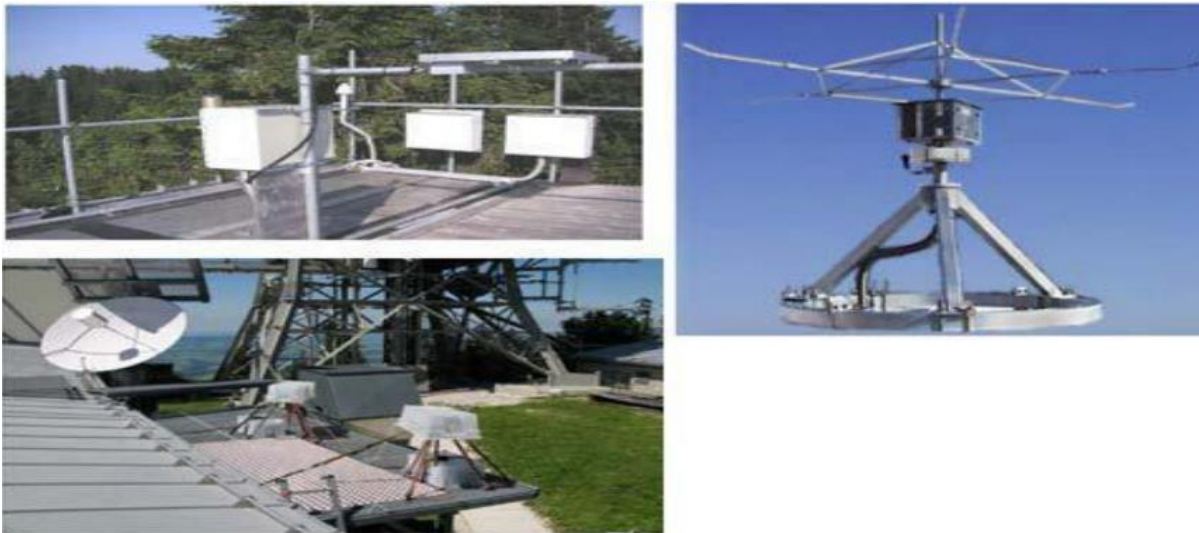


Figure I.23 : Les équipements installés pour la mesure du courant de foudre et le champ électromagnétique associé [47]

On présente la tour Gaisberg en Autriche et le capteur de courant de coup de foudre.



Figure I.24 : Position du capteur de courant de foudre sur la tour Gaisberg [47]

I.5 Les effets de la foudre

I.5.1 Effets directs

I.5.1.1. Les effets électriques

Dans le chemin varié et complexe emprunté par la foudre pour s'écouler dans le sol, apparaissent des différences de potentiel importantes sur de faibles distances provoquant des claquages locaux qui endommagent les conducteurs présents dans le sol.

Ces tensions présentent un grave danger pour les êtres vivants en surface (tension de pas) [48].

I.5.1.2. Les effets thermiques

La décharge atmosphérique produit la fusion des parties métalliques. Les coups chauds peuvent provoquer un couplage capacitif par champ électrique (antenne tiges isolées du sol...).

Les couplages sont influencés par les mises à la terre, les liaisons d'équipotentiel, les blindages, le cheminement et la disposition des conducteurs métalliques enflammés du bois sec et provoquent des incendies. On assiste à l'éclatement explosif d'arbres, de mauvais conducteurs, de poutres et de murailles là où s'accumule l'humidité (fortes densités de courant).

Dans des sols mauvais conducteurs (silice) il y a vitrification au passage du courant (Formation de fulgurites).

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

Un coup exceptionnel ($Q = 300$ C) perce des d'acier de 2 à 3 mm d'épaisseur.

Les décharges de longue durée entraînent facilement une mise à feu. Il faut prendre garde aux Mauvais contacts. L'eau contenue dans le bois ou les maçonneries (en particulier dans les Fissures, les jointures, les cavités, la sève des arbres, ...) s'évapore une explosion. Il faut prévoir Des conducteurs de section suffisante sans qu'elle ne soit excessive (le courant de foudre à haute Fréquence circule par effet pelliculaire) [42].

I.5.1.3. Les effets électromagnétiques

Les effets électromagnétiques se manifestent par différents processus de couplage sur une structure : le couplage résistif (conduction, résistance de blindage des câbles, ...), le couplage par champ magnétique (boucles d'induction dans l'installation, inductances de liaison, ...), le [48]. Lorsqu'un coup de foudre tombe à proximité d'une ligne, le champ électromagnétique intense Génère par l'arc en retour induit des surtensions, qui peuvent dans certains cas provoquer un Amorçage. Les coups de foudre indirects représentent un danger plus important du fait que ce Mécanisme de production de surtensions est bien plus fréquent que celui qui résulte des impacts Directs.

Les réseaux aériens sont les plus affectés par les surtensions et sur intensités d'origine.

Atmosphérique. Une particularité des coups de foudre est leur polarisation : ils sont généralement Négatifs (nuage négatif et sol positif). Environ 10 % sont de polarité inverse, mais ce sont les Plus violents. A noter que le front de montée des chocs de foudre retenu par les normes, est de 1,2 ms pour la tension et 8 ms pour le courant. Une distinction est souvent établie entre :

Le coup de foudre « direct » touchant une ligne, Le coup de foudre « indirect » tombant à proximité d'une ligne, sur un pylône métallique, Ou ce qui revient au même, sur le câble de garde, (mis à la terre, ce câble relie les Sommets des pylônes nés, il est destiné à protéger les conducteurs actifs des coups de foudre directs) [23].

I.5.1.4. Les effets acoustiques

Le tonnerre est une onde de choc violente qui génère des pressions importantes à courte distance (des centaines de bars dans le plasma du canal de foudre) qui peuvent provoquer des bris de vitres à quelque mètre du point d'impact.

La perception des tonnerres ne dépasse guère 10 km dans les régions tempérées à grande densité de population ; elle atteint 30 à 40 km dans les régions tropicales naturelles [49].

I.5.2 Effets indirects

L'utilisation toujours croissante de l'électronique sensible signifie que les équipements électriques deviennent de plus en plus vulnérables aux surtensions transitoires. Les surtensions sont soit d'origine atmosphérique, soit d'origine industrielle. Les plus dangereuses sont cependant les surtensions atmosphériques qui sont le résultat de trois principaux effets [49] :

I.5.2.1 La conduction

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

I.5.2.2 L'induction

Elle est provoquée par le champ électromagnétique rayonné par le coup de foudre. Elle génère une surtension sur conducteurs dans un intervalle proportionnel à la puissance et à la vitesse de variation du coup de foudre. Par conséquent, sous l'influence de brusques variations de courant, les câbles, voire les gaines qui font office d'antennes, peuvent être soumis à des phénomènes

destructeurs. D'antennes, peuvent être soumis à des surtensions destructrices. C'est la raison pour laquelle la mise en souterrain du réseau ne garantit pas la protection contre la foudre.

I.5.2.3 S'élever du sol

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

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

I.6 moyens de protection

Après quelques principes généraux de protection, sont développés, plus en détail, les moyens de protection primaire (par décharge directe) puis secondaire (par limitation des perturbations transmises). [50]

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

- Premier niveau : dérivation vers le sol de l'essentiel de l'impact, et premier écrêtage. Ce niveau intéresse principalement les ouvrages susceptibles d'être foudroyés (lignes et postes).
- Deuxième niveau : limitation de la tension résiduelle par écrêtage complémentaire. Il est destiné à protéger, contre les surtensions conduites, les équipements des postes et/ou des installations. Plusieurs dispositifs de protections répartis dans l'installation peuvent être nécessaires à la dissipation de l'énergie associée à l'écrêtage.

- Troisième niveau : en BT, dans le cas d'équipements sensibles (informatique, automatismes, télécommunications, réseaux BT, ...), et en complément des niveaux précédents, des dispositifs supplémentaires tels que filtres série et/ ou limiteurs de surtensions peuvent être nécessaires. [50]

I.7 Conclusion

A partir de cette étude sur la foudre on peut dire que ce phénomène cause un grand danger pour l'homme, les structures et les installations électriques, d'où le coup de foudre frappe directement la victime ou indirect par les rayons électromagnétiques.

Le deuxième chapitre sera consacré à la modélisation du courant de foudre et du champ électromagnétique associé.

Chapitre II

**Modélisation du courant de foudre et du
champ électromagnétique associé**

II.1 Introduction

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

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

Depuis 1941, toute une série de modèles relatifs à la distribution spatio-temporelle du courant de foudre a été proposée par la communauté scientifique. Il s'agit du modèle macroscopique qui a été développés dans le but d'évaluer le rayonnement électromagnétique d'un canal de foudre [9,19, 49]. Les modèles de l'arc en retour proposés dans la littérature diffèrent l'un de l'autre. En général ils sont classés en quatre grandes classes [9,50, 51, 52].

II.2.1 Les modèles « physiques »

Les modèles appartenant à cette classe sont basés sur une approche physico-chimique décrivant l'évolution radiale d'une décharge électrique dans un plasma contenu dans un volume cylindrique. Les sorties principales du modèle incluent la température, la pression, et la masse volumique en fonction du temps.

II.2.2 Les modèle « électromagnétiques »

Dans ces modèles le courant de l'arc en retour est représenté en s'appuyant sur la théorie des antennes. Ces modèles impliquent une solution numérique des équations de Maxwell pour trouver la distribution du courant le long du canal pour lequel le champ électrique et le champ magnétique à distance peut être calculé.

II.2.3 Modèles dit « modèles RLC »

Ils peuvent être considérés comme une approximation des modèles électromagnétiques et ils représentent la décharge de foudre comme un processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par des résistances, des inductances et des capacités toute par unité dlongueur. Ces

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

II.2.4 Modèles dit « d'ingénieurs »

La dernière classe est celle des modèles d'ingénieur, dans lesquels la distribution spatiale et temporelle du courant du canal de foudre (ou la densité des charges du canal) est spécifiquement basée sur certaines observations des caractéristiques de l'arc en retour comme le courant à la base du canal, la vitesse de propagation ascendante du front d'onde et le profil de luminosité du canal de foudre [16]. Dans ce travail, nous utilisons les modèles d'ingénieur

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

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

II.3.1 Modèle « bi-exponentiel »

C'est le premier modèle adopté et sans doute le plus utilisé dans la littérature [12,17,50]. Le premier arc en retour et l'arc en retour subséquent respectivement sont représentés par les équations suivantes

Premier arc en retour :

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

Où :

I : Amplitude du courant

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

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

Arc en retour subséquent :

$$i(0, t) = i_1(0, t) + i_2(0, t) \quad (\text{II.2})$$

$$i_1(0, t) = I_{01} \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (\text{II.3})$$

$$i_2(0, t) = I_{02} \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (\text{II.4})$$

Et :

I_1 = Amplitude du courant i_1

α_1 = Inverse du temps de montée de l'impulsion du courant i_1

β_1 = Inverse de la durée de l'impulsion du courant i_1 Même définitions pour le courant i_2

Le tableau II.1 présente les paramètres de ces deux fonctions. Ces paramètres, liés au temps de montée, à la valeur de crête et à la durée de l'impulsion du courant, ont été déterminés de manière à reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales mo Yenne, obtenues par Berger et al. Publiées dans [10].

Tableau II.1 Paramètres des fonctions bi-exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal [52]

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

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

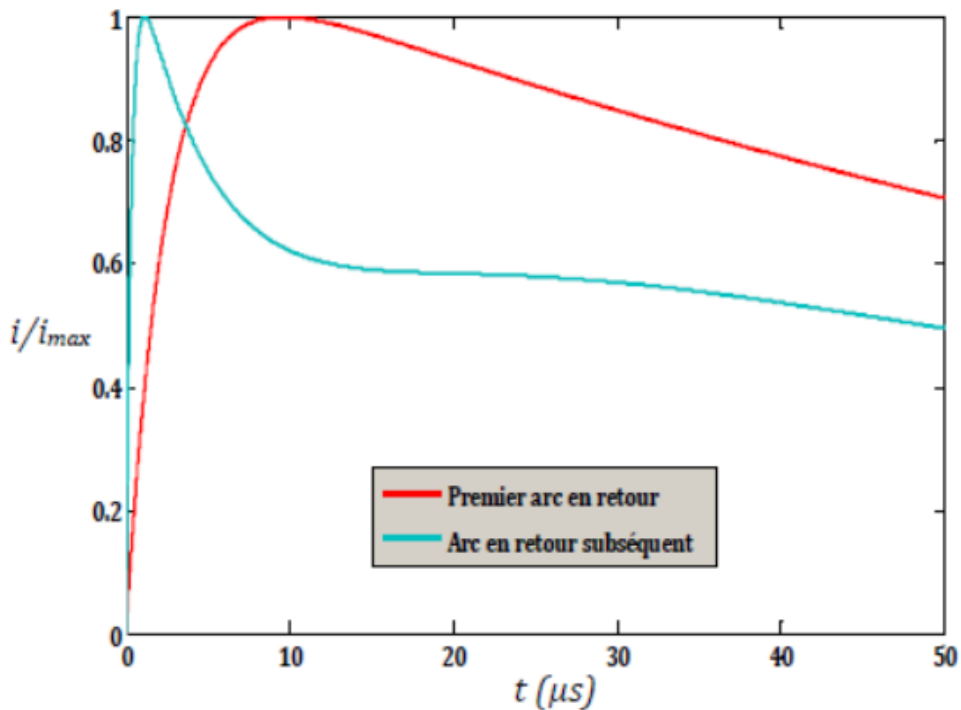


Figure II.1 : Courant à la base du canal (normalisé) correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent calculé à l'aide du modèle bi-exponentiel.

II.3.2 Modèle de « Heidler »

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

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

Avec

I_0 : Amplitude du courant, I_0

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

τ_2 :Durée de l'impulsion du courant,

n : Exposant variant de 2 à 10,

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

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

Le courant d'arc en retour subséquent est modélisé par une sommation des deux fonctions d'Heidler [17, 10,18] :

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

Où:

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

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

Avec :

I_{01} : Amplitude du courant i_1

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

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

n_1 : Exposant variant de 2 à 10,

η_1 : Facteur de correction de l'amplitude du courant i_1 donné par une expression de type Même définitions pour le courant i_2 .

Tableau. II.2 : Paramètres des deux fonctions d’Heidler simulant le courant de foudre à la base du canal [52].

Paramètres de la première fonction d’Heidler				Paramètres de la deuxième fonction d’Heidler			
$I_{01}(KA)$	$\tau_{11}(\mu s)$	$\tau_{12}(\mu s)$	n_1	$I_{02}(KA)$	$\tau_{21}(\mu s)$	$\tau_{22}(\mu s)$	n_2
9.3	1.6	0.7	2	4.	4.2	41	3
		5		9			

Le (tableau II.2) présente les paramètres des deux fonctions d’Heidler qui modélisent le courant à la base du canal correspondant à un arc en retour subséquent. Ces paramètres issus de la référence [19] ont été ajustés pour simuler un courant à la base du canal mesuré lors d’une campagne expérimentale effectuée en Août 1995 au Centre Spatial Kennedy, en Floride. La figure II.2.a présente l’allure temporelle du courant à la base du canal obtenue à l’aide du modèle d’Heidler et en adoptant les paramètres du tableau II.2. La courbe mesurée lors de la campagne expérimentale au Centre Spatial Kennedy, est représentée dans la figure II.2.b. En comparant les deux allures, nous pouvons remarquer d’une part la bonne approximation entre la mesure du courant et la modélisation d’Heidler, et d’autre part la possibilité de reproduire la bosse caractéristique qui suit un pic initial observée lors des mesures.

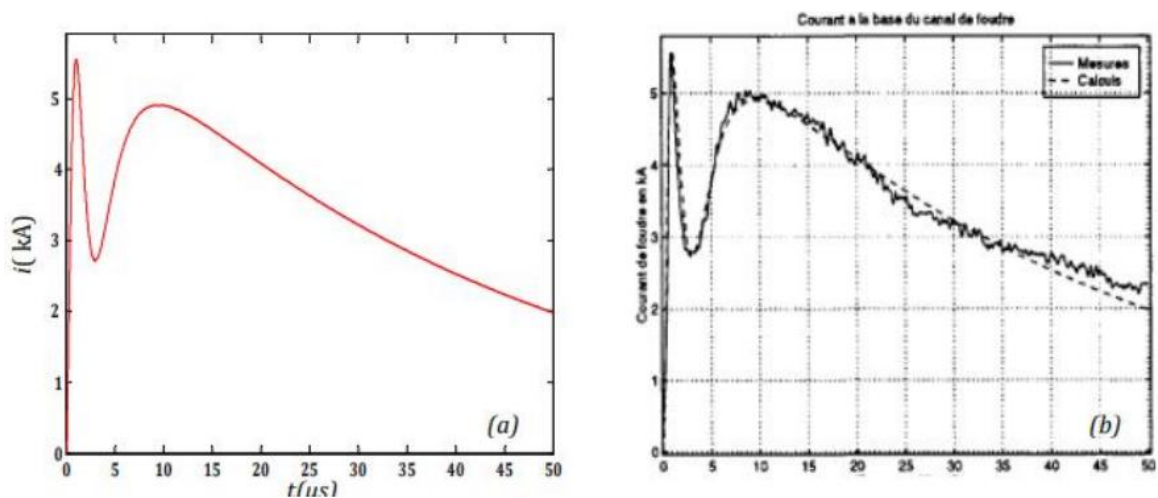


Figure II.2 : Courant à la base du canal correspondant à un arc en retour subséquent (a) Calculé à l’aide du modèle d’Heidler, (b) issu de la référence [19]

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

Nous pouvons citer aussi une autre formulation analytique proposée en 1990 par Nucci et al. [53]. Cette formulation appartenant à un modèle connu sous le nom « Modèle hybride », du fait qu'elle constitue une sommation entre deux termes, l'un écrit sous la forme de la fonction d'Heidler (expression II.5), et l'autre écrit sous la forme bi exponentielle (expression II.1). Cette formulation s'écrit comme suit :

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

Afin de reproduire par simulation l'onde de courant à la base du canal obtenue expérimentalement par Leteinturier et al. [54], nous utilisons l'expression II.10, et à travers le tableau II.3, nous adoptons les paramètres relatifs à cette l'expression. L'allure du courant résultant (figure II.3) est caractérisée par un pic initial de 11 kA et une valeur maximale de la dérivée d'environ de 105 kA/ μ s.

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

[54]

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

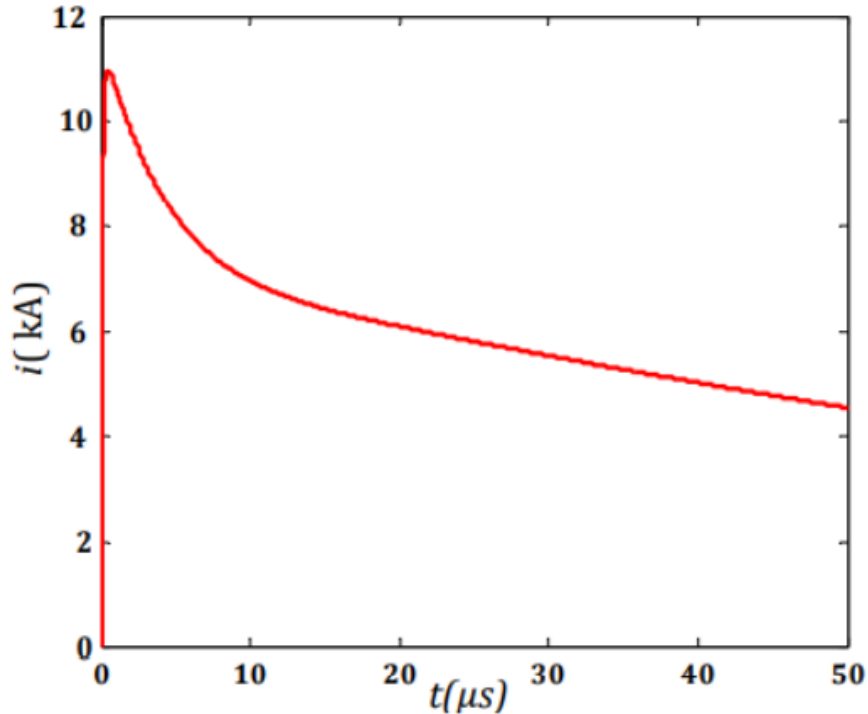


Figure II.3 : Courant à la base du canal de foudre simulé à l'aide du modèle hybride.

II.3.3 Modèles d'ingénieurs :

Les modèles d'ingénieurs se basent sur la description de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre en fonction du courant mesuré à la base du canal, ceci a donné une certaine simplicité analytique. Les modèles les plus populaires dans cette classe sont [16] :

II.3.3.1 Modèle de Bruce et Golde (BG)

Il s'agit de l'un des premiers modèles dans le genre et probablement le plus simple. Il a été développé par Bruce et Golde en 1945. Selon ce modèle, le courant $i(z', t)$, à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour, est égalé au courant à la base du canal, à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour, le courant est nul [16]. Mathématiquement, il est décrit comme suit :

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

Où :

v : la vitesse de l'arc en retour.

z' : un point du canal de foudre.

t : le temps.

La discontinuité qui apparaît au front d'onde de l'arc en retour implique une neutralisation instantanée des charges avant l'arrivée du courant. De plus le modèle présente une autre limitation. En effet Bruce et Golde proposent que le courant en tout point du canal soit identique à celui situé à la base du canal à ce même instant (Figure II.4). Ceci exigerait une vitesse de propagation des charges infinie, résultats contraires à la recherche présentée par Nucci [55] presque 50 ans plus tard, en 1988.

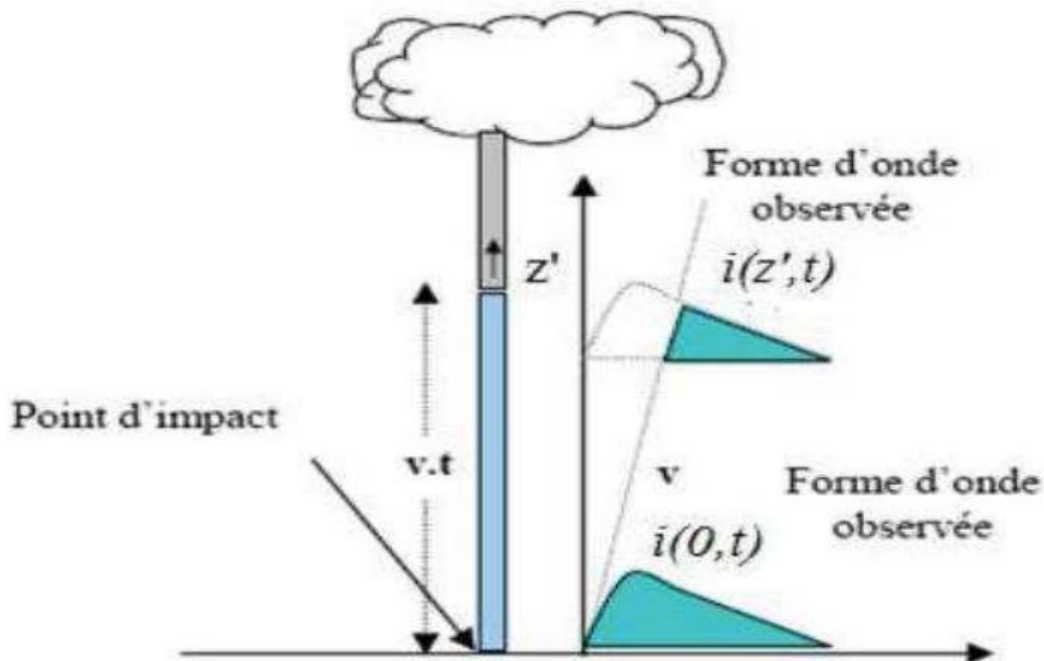


Figure II.4 : Distribution spatio-temporelle selon le modèle de BG [16].

II.3.3.2 Modèle de Ligne de transmission (TL)

Ce modèle proposé par Uman et McLain [55], assimile le canal foudre à une ligne de transmission verticale sans pertes. Le courant de foudre se propage donc vers le haut du canal avec une vitesse constante v sans subir de déformation (Figure II.5).

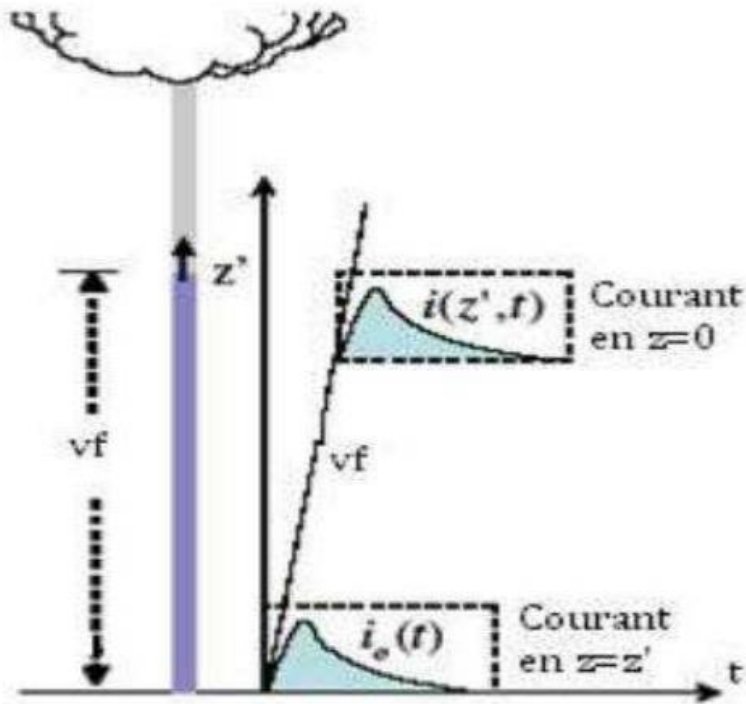


Figure II.5 : Modèle de propagation selon la méthode TL [55].

Mathématiquement, le courant à une altitude z' est décrit par la relation (II.12) suivant :

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

Le modèle TL n'est pas en accord avec les observations expérimentales. En effet, il ne prend pas en compte les distorsions et affaiblissements du courant de foudre le long du canal. De plus, ce modèle ne permet pas l'intégration des variations de la vitesse de propagation le long du canal [55].

II.3.3.3 Modèle de ligne de transmission modifiée (MTL)

Le modèle de ligne de transmission TL a été modifié par Nucci et al et par Rakov et Dulzon, tout en introduisant le facteur d'atténuation de l'amplitude du courant avec la hauteur [16]. Les deux modèles sont décrits comme suit :

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

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

$$\begin{cases} i(z', t) = i(0, t - z'/v)(1 - z'/H_{\text{tot}}) & z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & z' > v \cdot t \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

Où :

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

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

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

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

II.3.3.4 Modèle de la source de courant progressive (Travelling Current Source) (TCS)

Dans le modèle TCS, une source de courant, se déplace en haut le long d'un canal à une vitesse du sol vers le nuage [37]. Le courant injecté par cette source à une hauteur z' est assumé de se propager vers le bas à la vitesse de la lumière c . Dans ces conditions, le courant à la hauteur z' doit être égal au courant au sol avec un retard de z'/c qui peut être exprimé de la façon suivante :

$$\begin{cases} i(z', t) = i(0, t + z'/v) & z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & z' > v \cdot t \end{cases} \quad (\text{II.15})$$

c : la vitesse de la lumière.

Dans les 2 modèles BG et TCS, une discontinuité apparaît au front de l'arc en retour qui représente l'enlèvement instantané de la charge à chaque hauteur $z'=v \cdot t$ par le front de l'arc en retour.

II.4 La comparaison entre les différents modèles de distribution du courant de l'arc en retour

Les Figures II.6 et II.7 présentent respectivement la distribution spatiale et temporelle du courant de l'arc en retour pour les cinq modèles MTLE, MTLL, TL, BG, TCS.

CHAPITRE II Modélisation du courant de foudre et du champ électromagnétique associé

Afin de rendre possible la comparaison, les calculs ont été effectués en partant d'un même courant à la base du canal.

Nous pouvons observer la discontinuité au front de l'arc en retour pour les modèles BG et TCS. Pour tous les modèles excepte TL, il y'a une décroissance de l'intensité du courant avec la hauteur. La forme et l'origine de cette décroissance différente d'un modèle à l'autre.

Pour les modèles MTLL et MTLE, la décroissance est le résultat de la contribution des charges du traceur et est indépendante de la forme du courant à la base du canal. Par contre, pour les modèles BG et TCS cette décroissance est due à celle du courant à la base du canal, en d'autres termes pour un courant à la base du canal ayant une amplitude constante avec le temps, on n'observerait aucune décroissance du courant le long du canal pour les modèles BG et TCS [37].

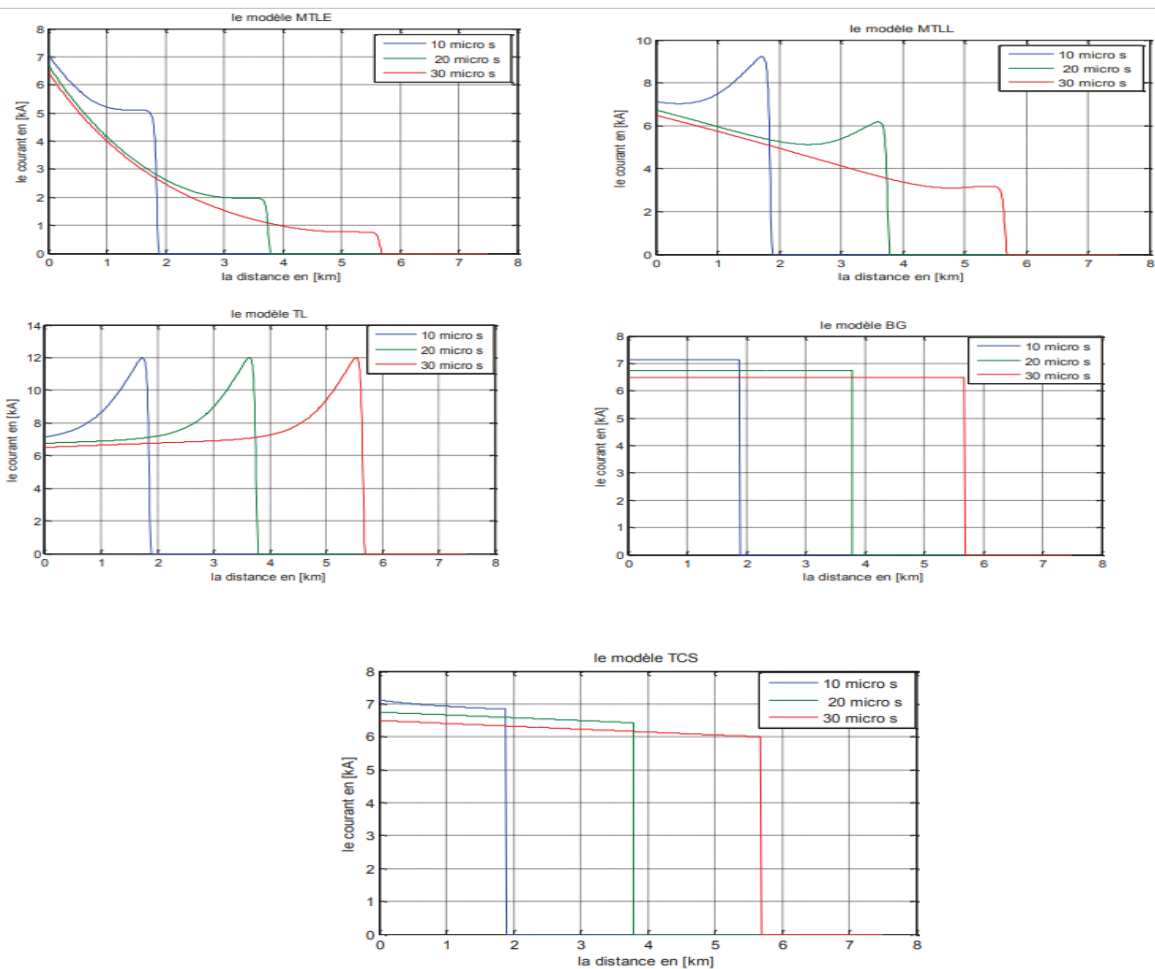


Figure II.6: la distribution spatiale du courant de l'arc en retour pour les cinq modèles examinés.

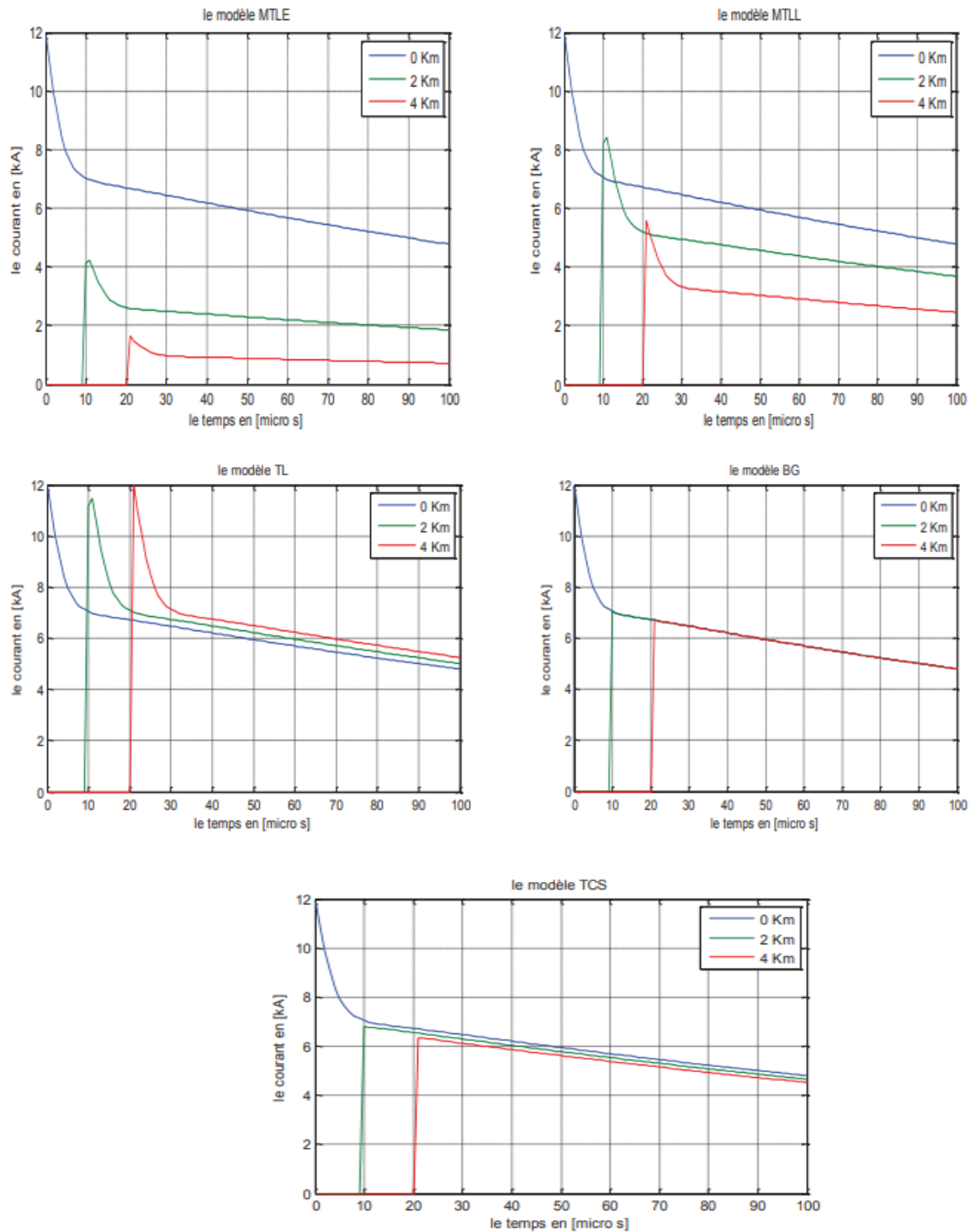


Figure II.7: la distribution temporelle du courant de l'arc en retour pour les cinq modèles examinés

II.5 Formulation du champ électromagnétique rayonné par la foudre

II.5.1 Champ électromagnétique au-dessus du sol

II.5.1.1 Équations générales

Le problème du rayonnement électromagnétique d'un dipôle au-dessus d'un plan conducteur a été traité par Baños en 1966 [56] en déterminant la solution analytique exacte des équations de Maxwell pour chaque milieu en accord avec les conditions aux limites sur l'interface air-sol. En coordonnées cylindriques, les expressions du champ, créé par un dipôle électrique placé à une hauteur z' , sont données dans le domaine fréquentiel par l'expression suivante [57] (voir figure II.8) :

$$\begin{pmatrix} dE_r(r, z, j\omega) \\ dE_z(r, z, j\omega) \\ dE_\varphi(r, z, j\omega) \end{pmatrix} = \frac{I(z', j\omega) dz'}{4\pi} \begin{pmatrix} \frac{j\omega\mu_0}{k_2^2} \frac{\partial^2}{\partial r \partial_1} \\ \frac{j\omega\mu_0}{k_2^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_2^2 \right) \\ -\frac{\partial}{\partial r} \end{pmatrix} (G_{22} - G_{21} + kv_{22}) \quad (\text{II.16})$$

Avec :

$$G_{21} = \frac{e^{jk_2 R}}{R} = \int_0^{+\infty} \frac{e^{-\gamma_2(z'-z)}}{\gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad (\text{II.17})$$

$$G_{22} = \frac{e^{jk_2 R_1}}{R_1} = \int_0^{+\infty} \frac{e^{-\gamma_2|z'-z|}}{\gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad (\text{II.18})$$

$$V_{22} = \int_0^{+\infty} \frac{2e^{-\gamma_2(z'-z)}}{k_2^2 \gamma_1 + k_2^2 \gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad (\text{II.19})$$

Et :

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

$$R_2 = \sqrt{r^2 + (z' - z)^2}$$

$$k_1 = \sqrt{\omega^2 \mu_g \varepsilon_g + j\omega \mu_0 \sigma_g}$$

$$k_2 = \sqrt{\mu_0 \omega_0}$$

$$\gamma_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}$$

$$\gamma_2 = \sqrt{\lambda^2 - k_2^2}$$

En un point quelconque de l'espace, le champ électromagnétique est caractérisé par :

- Le champ électrique vertical E_z ;
- Le champ électrique radial E_r ;
- Le champ magnétique azimutal H_φ

Où, $E_z(r, z, w)$, $E_r(r, z, jw)$ et $H_\varphi(r, z, jw)$ sont respectivement les composantes radiales et verticales du champ électrique et le champ magnétique azimutal. Les paramètres $\mu_g, \varepsilon_g, \sigma_g$ étant respectivement la permittivité diélectrique, la perméabilité magnétique et la conductivité électrique du sol, J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0, $I(z', jw)$, désigne la transformée de Fourier de la distribution du courant le long du canal.

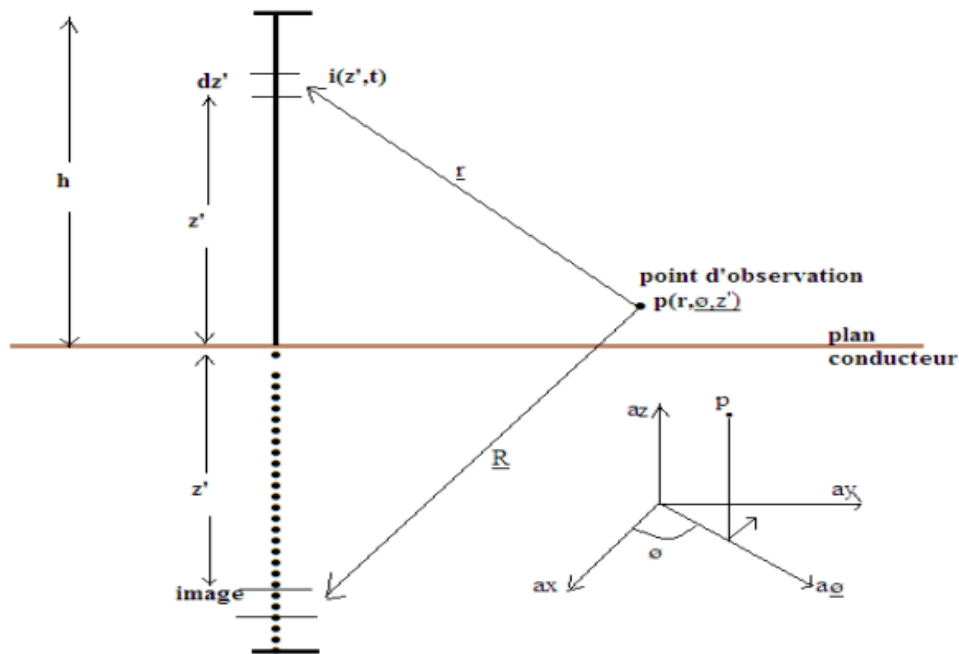


Figure II.8: Modèle géométrique intervenant dans les équations du champ L'expression

(II.16) contient les intégrales (II.17), (II.18) et (II.19) dites de Sommerfeld [57] qui présentent l'inconvénient d'être gourmandes en temps de calcul [17]. De plus, la nécessité d'effectuer une transformée de Fourier inverse afin de revenir dans le domaine temporel, n'est pas sans poser des problèmes d'ordre numérique [17].

II.5.1.2 Hypothèse d'un sol parfaitement conducteur

En adoptant l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur, le calcul du champ électromagnétique devient plus simple. Dans ce cas, les formes d'ondes du champ électromagnétique peuvent être obtenues dans le domaine temporel de deux manières différentes : D'une part, grâce à l'utilisation des équations de Maxwell et de la théorie des images (présentée par Uman dans la référence [58]), et d'autre part en faisant tendre la conductivité du sol vers l'infini dans les intégrales de Sommerfeld citées auparavant (présentée par Le teinturier dans la référence [54]).

On suppose que le courant de l'arc en retour se propage du sol vers le sommet du canal et répond aux différents modèles d'ingénieur, Le champ total rayonné en un point p (r, φ, z) situé au-dessus du sol, s'obtient donc par sommation des contributions de chaque dipôle et de son image de longueur Infinitésimal dz' , situé à la hauteur z' , et traversé par un courant $I(z', t)$ comme représenté sur la Figure II.9. En approximant le canal foudre à une antenne filaire rectiligne perpendiculaire à un sol parfaitement conducteur, on peut alors exprimer le rayonnement total du canal en point p (r, φ, z) par l'intégration le long du canal des expressions (II.20), (II.21) et (II.22) :

$$dE_{zp}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\begin{array}{l} \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i\left(z', \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau \quad \text{contribution electrostatique} \\ + \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i\left(z', \tau - \frac{R}{c}\right) \quad \text{contribution induite} \\ - \frac{r^2}{c^2R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} \quad \text{contribution rayonnee} \end{array} \right] \quad (II.20)$$

$$dE_{rp}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\begin{array}{l} \frac{\frac{3(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau r}{R^3} \quad \text{contribution electrostatique} \\ + \frac{3(z-z')}{cR^4} i(z', \tau - \frac{R}{c}) \quad \text{contribution induite} \\ - \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} \quad \text{contribution rayonnee} \end{array} \right] \quad (\text{II.21})$$

$$dH_{\phi p}(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\begin{array}{l} \frac{r}{R^3} i(z', \tau - \frac{R}{c}) \quad \text{contribution induite} \\ + \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} \quad \text{contribution rayonnee} \end{array} \right] \quad (\text{II.22})$$

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

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

Cependant, le champ électrique vertical et le champ électrique radial représentent la somme de trois contributions :

1. Une contribution électrostatique ayant pour source l'intégrale du courant de l'arc en retour et représentant la charge du canal.
2. Une contribution induite ayant pour source le courant de l'arc en retour.
3. Une contribution rayonnée ayant pour source la dérivée du courant de l'arc en retour. Le champ magnétique azimuthal est, quant à lui, composé par une composante rayonnée (ayant pour source la dérivée du courant de l'arc en retour) et une composante induite (ayant pour source le courant de l'arc en retour).

Bien que l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur permette une simplification importante des équations du champ, elle n'est pas toujours valable. Pour des distances ne dépassant pas quelques kilomètres, elle est une approximation raisonnable dans le calcul du champ électrique

vertical et le champ magnétique azimutal comme il a été montré par plusieurs auteurs (Hidi et al [17], Rubenstein [59], Zeddani et Degauque [60]). Quant à la composante radiale du champ électrique, elle est beaucoup plus affectée par la conductivité finie du sol. Pour les distances supérieures à plusieurs kilomètres, la propagation au-dessus d'un sol de conductivité finie n'est plus négligeable et a pour conséquence majeure une atténuation des composantes hautes fréquences, qui se traduit par une diminution de la valeur de pic et de la raideur du front du champ [33].

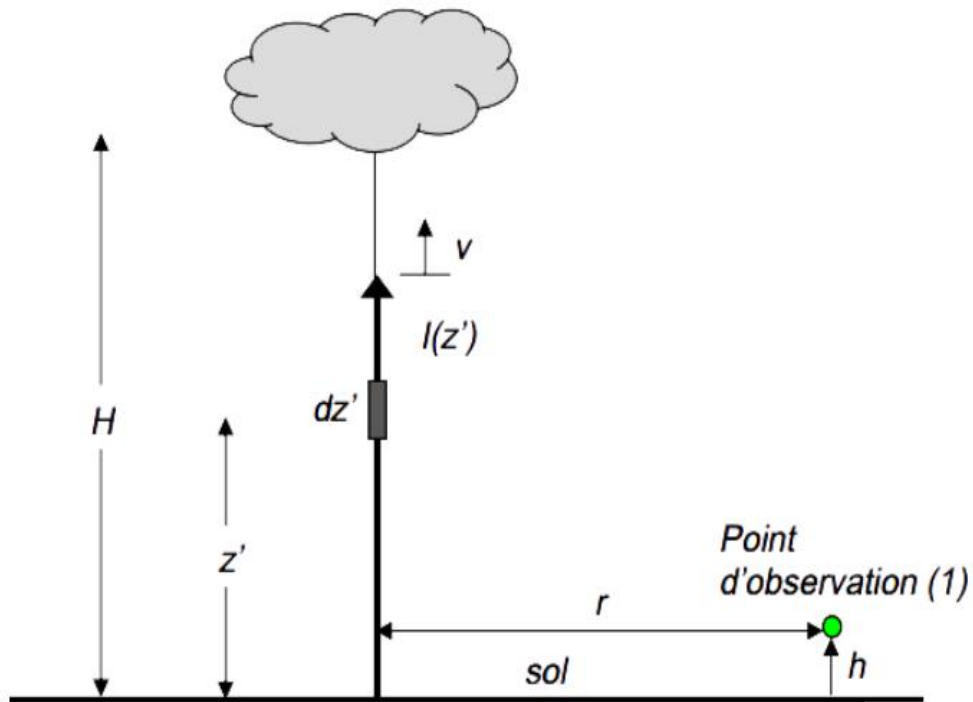


Figure II.9 : Représentation du canal de foudre.

II.5.1.3 Approximation de Cooray-Rubenstein

La prise en compte rigoureuse de la conductivité du sol nécessite l'utilisation des Intégrales de Sommerfeld qui présentent l'inconvénient d'être lentement convergentes. Ainsi, différents auteurs ont proposé des formules simplificatrices permettant de calculer le champ horizontal en tenant compte de la conductivité du sol [61]. La formule la plus simple est celle connue sous le nom « l'approximation de Cooray-Rubenstein » (Rubenstein [59], Cooray [61]) qui permet

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

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\varphi p}(r, z = 0, j\omega) \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_g + \sigma_g/j\omega}} \quad (\text{II.23})$$

Si la conductivité du sol est élevée, l'expression (II.23) peut être simplifiée comme suit :

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\varphi p}(r, z = 0, j\omega) \frac{1 + j}{\sigma_g \delta} \quad (\text{II.24})$$

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

δ : Désigne l'épaisseur de peau,

En 2002, Cooray [62] a rapporté qu'une erreur de plus de 25% est observée sur le pic initial du champ horizontal calculé par l'expression (II.23) à une hauteur de quelques dizaines de mètres. Et il a proposé une modification dans le terme du champ électrique radial correspondant au cas d'un sol parfaitement conducteur et intervenant à l'expression (II.23). Cette modification minimise l'erreur à moins de 5% :

$$E_{rp}(r, z, j\omega) = [E_{rp}(r, z, j\omega)]_s + [E_{rp}(r, z, j\omega)]_i + 0.4[E_{rp}(r, z, j\omega)]_r \quad (\text{II.25})$$

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

II.5.1.4 Formulation du Wait

L'idée principale de la formulation approximative pour le cas d'un sol homogène, était toujours l'utilisation du concept de l'impédance de la surface du sol qui est définie par le rapport entre le champ électrique et le champ magnétique tangentiels à cette surface. Cependant, ce principe a constitué la base théorique de la formulation approximative décrite auparavant à savoir l'approximation de CoorayRubenstein [59] [61]. La validité de cette approximation a été

encourageante pour utiliser ce même principe afin d'établir des approximations aussi valables pour le cas d'un sol stratifié.

Récemment en Novembre 2009, Shoory et al. [63] ont utilisé la formulation simplifiée de Wait pour évaluer la composante verticale du champ électrique engendré par une décharge de foudre en présence d'un sol stratifié. Ces chercheurs ont considéré deux cas de stratification du sol à savoir : une stratification horizontale et une stratification verticale. En effet, dans le cas d'un sol stratifié horizontalement, la composante verticale du champ électrique a été calculée à l'aide de deux approximations différentes. Aussi, les valeurs des paramètres électromagnétiques de la couche supérieure du sol tels que la conductivité électrique et la permittivité diélectrique relative, ont été fixées à des valeurs plus faibles que celles des paramètres de la couche inférieure. Pour plus des détails théoriques ainsi que les résultats obtenus sur cette approximation voir les références [63], [64].

II.5.2 Champ électromagnétique en dessous du sol

Le problème de l'évaluation des perturbations induites par la foudre dans les câbles souterrains a récemment attiré plus d'attention des chercheurs comparé au passé, et ceci à cause de l'augmentation du nombre des installations électriques situées en dessous du sol durant ces dernières années. L'objectif a été le développement de modèles et d'outils de calcul du champ électromagnétique produit par la foudre en dessous du sol, Afin de permettre ensuite l'estimation des courants et des tensions induites par ce champ dans les câbles enterrés [64].

La formule générale (II.16) a été développée par Baños [56], est mathématiquement adaptable au problème du rayonnement électromagnétique de la foudre en un point situé en dessous du sol, mais malheureusement, du point de vue numérique, elle présente toujours les inconvénients cités auparavant.

II.5.2.1 Approximation de Cooray

En 2001, Cooray [44] a proposé des expressions simplifiées permettant le calcul des champs électriques pénétrant dans le sol et générés par une onde de type foudre. Ces expressions du champ se basent sur la connaissance du champ électrique dans le cas d'un sol de conductivité

finie, au niveau de l'interface sol-air. Ainsi dans le domaine fréquentiel, et sachant que la coordonnée verticale du point d'observation est négative, ces expressions sont données par :

$$E_z(r, z, j\omega) = E_z(r, z = 0, j\omega) \frac{\varepsilon_0 e^{zkg}}{\sigma_g + j\omega\varepsilon_g} \quad (\text{II.26})$$

$$E_r(r, z, j\omega) = E_r(r, z = 0, j\omega) e^k e^z \quad (\text{II.27})$$

$$H_\varphi(r, z, j\omega) = H_\varphi(r, z = 0, j\omega) e^k e^z \quad (\text{II.28})$$

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

II.5.2.2 Algorithme de Delfino et al.

Récemment, en 2006 Delfino et al [65]. Ont proposé un algorithme efficace pour l'évaluation exacte du champ électromagnétique en dessous d'un sol imparfait. Ces auteurs ont présenté l'expression (II.16) à une autre forme connue sous le nom « fonction de Green » qui s'écrit de la manière suivante : Avec : $n = \frac{K_1}{K_2}$

$$\begin{cases} E_z(r, z, j\omega) = \frac{j}{2\pi\omega\varepsilon_0} \int_0^H \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^3}{n^2\gamma_2 + \gamma_1} I(z', j\omega) J_0(\lambda r) \exp(\gamma_1 z - \gamma_2 z') d\lambda dz' \\ E_r(r, z, j\omega) = \frac{-j}{2\pi\omega\varepsilon_0} \int_0^H \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^2 \gamma_1}{n^2\gamma_2 + \gamma_1} I(z', j\omega) J_1(\lambda r) \exp(\gamma_1 z - \gamma_2 z') d\lambda dz' \\ H_\varphi(r, z, j\omega) = \frac{n^2}{2\pi} \int_0^H \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^2}{n^2\gamma_2 + \gamma_1} I(z', j\omega) J_0(\lambda r) \exp(\gamma_1 z - \gamma_2 z') d\lambda dz' \end{cases} \quad (\text{I.29})$$

Le paramètre n désigne le nombre de réfraction complexe, K_1 et K_2 désignent les nombres d'onde dans le sol et l'air respectivement, J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1

II .6 FDTD 3-D Calcul du champ électromagnétique associé aux impacts de foudre sur un towar escaladé sur une montagne trapézoïdale

Se sont intéressés à l'étude des formes d'ondes du champ électromagnétique (EM) générées par un coup de foudre sur un tour situées sur une montagne trapézoïdale. Cette dernière a une hauteur de 500 m et un angle d'inclinaison de 45°. Les composantes du champ électromagnétique ont été calculées en six points et dans trois directions à partir de tour. Parmi ces six points, quatre sont

placés sur un sol plat et situés à des distances proches de la tour. Tandis que les deux autres points sont situés sur la montagne à de faibles distances de la tour [66].

II.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une revue générale sur la modélisation du rayonnement électromagnétique associé à la phase d'arc en retour et celle de l'arc en retour subséquent d'une décharge de foudre dans le but de mettre en évidence les modèles décrivant le courant dans le canal de foudre. Parmi quatre catégories de ces modèles, nous avons donné une importance particulière aux modèles d'ingénieur qui présentent l'avantage de la description de la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal à partir des valeurs instantanées du courant à la base du canal. Nous avons présenté ensuite, les différentes approches utilisées par la communauté scientifique afin de déterminer le champ électromagnétique rayonné par la foudre au-dessus et en dessous du sol et même pour le cas d'un sol stratifié (formulation de Wait). En effet, la formule générale qui fait intervenir les intégrales de Sommerfeld, présente l'inconvénient d'être gourmande en temps de calcul. De plus, elle nécessite d'effectuer une transformée de Fourier inverse afin de revenir dans le domaine temporel, ce qui est relativement délicat du point de vue numérique. Pour remédier à ces inconvénients, plusieurs chercheurs ont utilisé l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur qui a un peu soulagé les calculs du fait qu'ils se déroulent dans le domaine temporel. De plus, cette hypothèse est une bonne approximation de la composante verticale du champ électrique et la composante azimutale du champ magnétique au-dessus du sol, et pour les distances qui ne dépassent pas quelques kilomètres. Pour la composante radiale du champ électrique, cette approximation n'est pas valable à cause de la forte sensibilité de cette composante à la conductivité du sol. Cependant, il existe plusieurs approximations dans la littérature, utile pour le calcul de la composante radiale du champ électrique. Parmi celles-ci, on trouve la formule de Cooray-Rubenstein qui permet d'obtenir une approximation assez satisfaisante de cette composante au-dessus du sol et pour toutes les distances considérées. Concernant le calcul du champ électromagnétique en dessous d'un sol de conductivité finie, nous avons cité trois approches à savoir :

1. La formule de Cooray qui est une bonne approximation pour des grandes valeurs de la conductivité du sol soit les valeurs supérieures à 0.001 S/m.
2. L'algorithme de Delfino et al. Qui donne la solution exacte du champ électromagnétique en dessous du sol pour toutes les valeurs considérées de la conductivité du sol.

Chapitre III

Etude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol montagneux à l'aide de la méthode hybride (FDTD-2D)

III.1 Introduction

La résolution du problème de rayonnement électromagnétique de la foudre consiste en la détermination du champ électromagnétique rayonné à n'importe quel instant et en n'importe quel point d'observation autour du canal. En réalité, la foudre est un phénomène lié aux plusieurs paramètres physiques et géométriques qui rendent cette résolution très délicate, ce qui a obligé la plupart des chercheurs à utiliser des hypothèses simplificatrices en vue de diminuer la complexité du problème en supposant une géométrie relativement simple et abordable (par exemple : la supposition d'un canal rectiligne et vertical, sol montagneux, ...etc.). Cependant, cette démarche est légitime, vu que les résultats basés sur certaines hypothèses montrent parfois une bonne approximation lorsqu'on les compare à ceux obtenus par voie expérimentale. Dans ce chapitre, nous présentons le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre en utilisant la méthode FDTD-2D en considérant l'hypothèse d'un sol montagneux.

III.2 Choix de la méthode numérique

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

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

Le Domain d'analyse dans ce travail est un domaine spatio-temporel pour la résolution du problème de rayonnement électromagnétique de la foudre nous avons choisis d'appliquer la méthode des différences finies dans le domaine temporel « FDTD » [67], car elle est plus simple conceptuellement et la plus aisée à mettre en œuvre, et elle est l'une des méthodes les plus utilisées en modélisation électromagnétique.

III.3 Présentation de la méthode FDTD

Nous présentons ici le fondement de la méthode des différences finies, en Domaine Temporel (FDTD), appliquée à la résolution d'un problème électromagnétique dans le domaine temporel (calcul du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol montagneux). La propagation d'ondes électromagnétiques dans l'espace est un problème bien connu parfaitement modélisé par les

équations de Maxwell [67]. En 1966, K. Yee [67] proposa une technique de résolution numérique de ces équations (III.8). Le schéma numérique utilisé, désormais appelé schéma de Yee [67], fondé sur la discrétisation en temps et en espace des équations de Maxwell par des différences finies centrées, permet de calculer à chaque instant discret du temps la solution du problème électromagnétique en chaque point d'un espace discret. Cette technique est aujourd'hui très largement utilisée dans tous les domaines d'application de l'électromagnétisme [67].

L'utilisation de la méthode FDTD consiste à ramener la résolution des équations de Maxwell dans le domaine de calcul compte tenu des conditions aux limites, à celle d'un système d'équations algébriques dont la solution conduit à la distribution spatio-temporelle du champ électromagnétique rayonné aux nœuds d'un un maillage spatio-temporel prédéfini

La formulation standard des équations de Maxwell s'écrit comme suit : [64]

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

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

Avec :

\vec{E} : Champ électrique ;

\vec{H} : Champ magnétique ;

μ : Perméabilité magnétique ;

ε : Permittivité diélectrique ;

∂ : Conductivité électrique.

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

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

Avec :

E_r : Champ électrique radial ;

E_z : Champ électrique vertical ;

H_φ : Champ magnétique azimutal.

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

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

Dans la région d'analyse prise en compte dans ce mémoire (en dessus du sol) :

$$\sigma = 0.01, \varepsilon = \varepsilon_0 \text{ et } \mu = \mu_0$$

Ce qui peut rendre le l'expression précédente (III.3) à la manière suivante.

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

III.3.1 Discrétisation spatio-temporelle

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

L'ensemble spatial Φ , et l'ensemble temporel ψ sont exprimés respectivement par les relations (III.4) et (III.5) :

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

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

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

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

Avec :

i : Incrément dans la direction r ;

j : Incrément dans la direction z .

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

$$t = tn \cdot \Delta t_n \quad (III.8)$$

n : Incrément dans le temps.

$$f(r, z, t) = f(i\Delta r, j\Delta z, n\Delta t) = f(i, j, n) \quad (III.9)$$

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

Avec :

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

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

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

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

L'équation (III.11) représente le champ électrique vertical :

$$E_z^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = c_1 \left(i, j + \frac{1}{2} \right) E_z^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{c_2 \left(i, j + \frac{1}{2} \right)}{r_i \Delta r} \left[\begin{array}{l} \left(r_{i+\frac{1}{2}} \right) \cdot H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - \\ \left(r_{i-\frac{1}{2}} \right) \cdot H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \end{array} \right] \quad (\text{III.11})$$

Avec :

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

$$c_1(i, j) = \frac{2 \cdot \varepsilon(i, j) - \sigma(i, j) \cdot \Delta t}{2 \cdot \varepsilon(i, j) + \sigma(i, j) \cdot \Delta t} \quad (\text{III.12})$$

$$c_2(i, j) = \frac{2 \cdot \Delta t}{2 \cdot \varepsilon(i, j) + \sigma(i, j) \cdot \Delta t} \quad (\text{III.13})$$

$\varepsilon(i, j)$ et $\sigma(i, j)$ désignent respectivement la permittivité diélectrique et la conductivité

Électrique qui caractérisent chaque nœud de la grille du maillage

$$E_r^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) = c_1 \left(i + \frac{1}{2}, j \right) \cdot E_r^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right) - \frac{c_2 \left(i + \frac{1}{2}, j \right)}{\Delta z} \left[\begin{array}{l} H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - \\ H_\varphi^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2} \right) \end{array} \right] \quad (\text{III.14})$$

L'équation (III.14) représente le champ électrique radial :

Avec :

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

L'équation (III.15) représente le champ magnétique azimutal :

$$\begin{aligned}
 H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}\right) = & \\
 H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu \cdot \Delta r} \cdot \left[E_z^n\left(i+1,j+\frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i,j+\frac{1}{2}\right) \right] - & \quad (III.15) \\
 \frac{\Delta t}{\mu \cdot \Delta z} \left[E_r^n\left(i+\frac{1}{2},j+1\right) - E_r^n\left(i+\frac{1}{2},j\right) \right] &
 \end{aligned}$$

Avec :

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

III.3.2 Conditions aux limites absorbantes

Les équations de Maxwell définies par le système d'équations (III.1) et (III.2) forment un système d'équations différentielles aux dérivées partielles. Afin de déterminer une solution convenable décrivant le phénomène physique étudié dans un domaine Φ présentant une frontière Ω (figure III.1), il faut imposer des conditions aux limites et des conditions initiales. Ces conditions peuvent être de différents types selon le problème physique étudié. Nous rappelons ici les principaux types très souvent rencontrés dans les problèmes de modélisation.

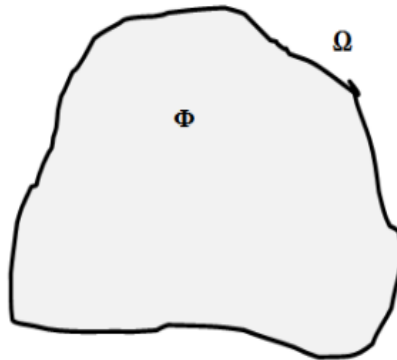


Figure III.1 : Domaine de calcul et sa frontière

Pour simuler la propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu non borné (structure ouverte), il faut ramener les calculs effectifs à un domaine borné à l'aide de conditions aux limites

artificielles choisies de façon à ce que la solution obtenue soit la plus proche possible de la restriction de la solution exacte. La difficulté consiste à conserver un problème aux limites bien posé tout en cherchant à minimiser les réflexions parasites sur la frontière artificielle. Le développement des conditions aux limites fortement absorbantes (C.L.A.) a été l'un des secteurs les plus actifs dans la recherche des méthodes aux différences finies (FDTD) au cours des dernières années. Pour cela, il existe de nombreuses méthodes permettant de simuler l'espace infini [68-69].

III.3.2.1 Conditions aux limites absorbantes de Mur

Ces conditions développées par Mur (basés sur les équations d'Engquist-Majda [69]), possèdent l'avantage d'être faciles à implémenter numériquement. En effet, Elles consistent en l'extrapolation des valeurs du champ magnétique aux nœuds situés sur les limites du domaine discrétisé suivant le principe de discrétisation de la méthode FDTD (figure III.4), à partir des valeurs du champ magnétique pré calculées aux nœuds situés au voisinage intérieur immédiat de ces limites. Si ces dernières sont suffisamment éloignées de la source du champ électromagnétique, les valeurs du champ magnétique sur les frontières du domaine sont obtenues par l'extrapolation du premier ou du deuxième ordre.

Pour commencer notre étude sur les C.L.A. les plus modernes, considérons un espace bidimensionnel de la FDTD montré dans la figure (III.2) Le but d'une C.L.A. (utilisée sur la frontière du volume de calcul considéré) est d'absorber toutes les ondes se propageant sous n'importe quel angle à travers la frontière artificielle. Une équation différentielle partielle qui permet la propagation d'une onde dans une direction est appelée équation d'ondes unidirectionnelle. Une fois appliquée à la frontière d'une grille de FDTD, une telle équation modélisée numériquement l'absorption des ondes dispersées [69]. Afin d'illustrer cela, nous considérons l'équation d'ondes bidimensionnelle dans des coordonnées cartésiennes :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] U = 0 \quad (\text{III.17})$$

Avec U étant n'importe quelle composante de champ électrique (E) ou magnétique (H) et c la vitesse de phase de l'onde.

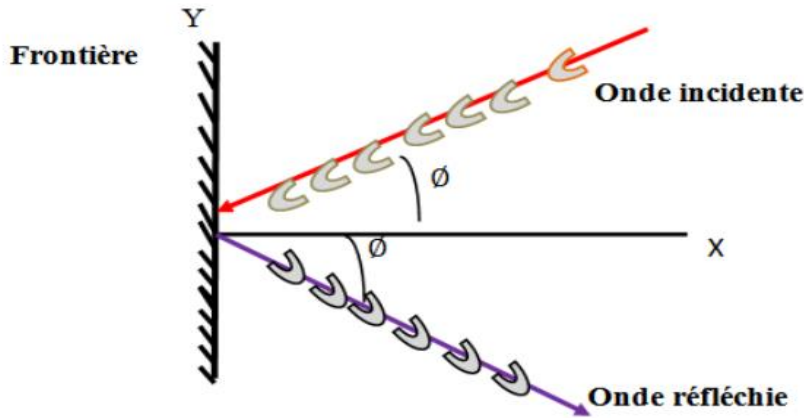


Figure III.2 : Réflexion d'une onde à travers une frontière artificielle

Nous pouvons définir un opérateur différentiel partiel L :

$$L = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tag{III.18}$$

L'équation d'onde peut se mettre sous la forme $LU = 0$, Lest factorisé :

$$LU = L^+ L^- U = 0 \tag{III.19}$$

Les deux opérateurs L^+ et L^- sont définis par :

$$\begin{cases} L^+ = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{1 + (s)^2} \\ L^- = \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{1 + (s)^2} \end{cases} \tag{III.20}$$

Avec :

$$s = \left(\frac{\partial}{\partial y} \right) / \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \tag{III.21}$$

Engquist et Majda ont montré que l'application de l'équation d'ondes ou à la fonction d'onde absorbe une onde plane incidente sur la frontière avec n'importe quel angle. La difficulté de l'opérateur d'Engquist-Majda réside dans le fait qu'il est non linéaire car il comporte un terme en racine carrée

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{1 - (s)^2} \right] U = 0 \tag{III.22}$$

Avec une approximation en séries de Taylor en premier ordre on peut écrire :

$$\sqrt{1 - s^2} \approx 1 \quad (\text{III.23})$$

Engquist-Majda devient :

$$\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial U}{\partial t} = 0 \quad (\text{III.24})$$

On a une solution exacte à la frontière si nous connaissons la vitesse de phase relativement à la direction de X :

$$U(x, y) = U_0 e^{j(\beta_x x + \beta_y y)} e^{j\omega t} \quad (\text{III.25})$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{1}{v_{px}} \frac{\partial U}{\partial t} = \left(j\beta_x - \frac{j\omega}{v_{px}} \right) U = j\omega \left(\frac{\beta_x}{\omega} - \frac{1}{v_{px}} \right) U = 0 \quad (\text{III.26})$$

Cela est vrai pour une onde non dispersive avec un seul angle. Pour des exemples où on a plusieurs angles arbitraires, une précision au deuxième ordre est exigée. Dans ce cas, le développement en série de Taylor au deuxième ordre s'écrit :

$$\sqrt{1 - s^2} \approx 1 - \frac{1}{2}s^2 \quad (\text{III.27})$$

Ceci mène à la forme suivante de l'opérateur :

$$L^- = \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(1 - \frac{1}{2}s^2 \right) \approx \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} / \frac{\partial}{\partial t} \quad (\text{III.28})$$

$$L^- U = \left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} / \frac{\partial}{\partial t} \right) U = 0 \rightarrow \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) U = 0 \quad (\text{III.29})$$

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (x = 0) \quad (\text{III.30})$$

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) = 0 \quad (y = 0) \quad (\text{III.31})$$

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (x = h) \quad (\text{III.32})$$

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) = 0 \quad (x = h) \quad (\text{III.33})$$

III.3.2.2 Application aux équations de Maxwell

Sur la base de l'étude précédente, nous nous bornerons ici à donner les principaux résultats sans les démontrer, dans le cas de structures ouvertes (guide d'ondes, lignes planaires...). Pour de plus amples informations, le lecteur pourra se référer aux travaux d'Engquist [69] et de Mur [68].

a) Opérateur de Mur sur les conditions aux limites absorbantes

Dans le cas d'une approximation du premier ordre, la condition limite absorbante peut s'écrire :

$$\left(\frac{\partial}{\partial n} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) \vec{U}_r = 0 \tag{III.34}$$

Où \vec{n} représente la normale à la frontière artificielle (figure III.3), \vec{U}_r le vecteur des composantes du champ électromagnétique tangent à cette frontière et le temps.

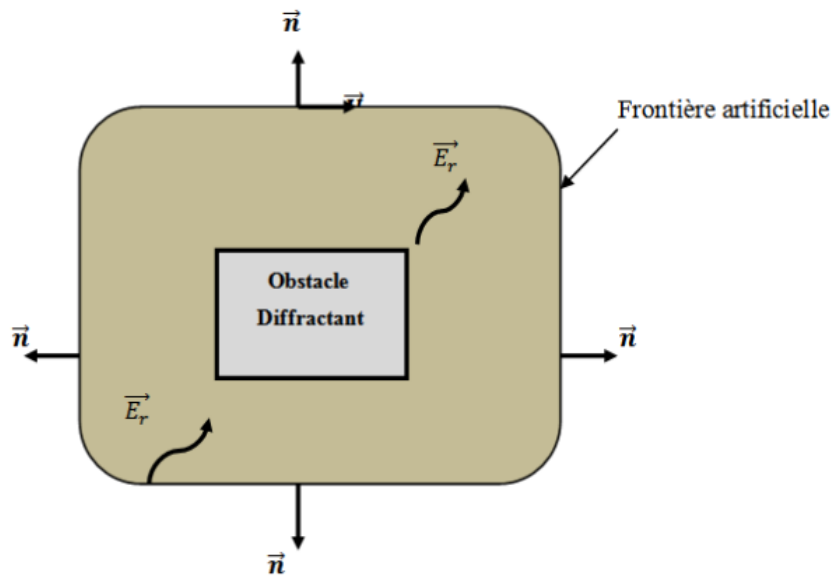


Figure III.3 : Diffraction d'une onde électromagnétique par un obstacle en Présence d'une frontière artificielle.

La condition aux limites du second ordre, quant à elle, peut s'écrire :

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial n \partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2}\right) \vec{U}_T = 0 \tag{III.35}$$

Le choix de l'ordre des conditions aux limites absorbantes dépend principalement de l'angle incident sous laquelle les ondes arrivent sur la frontière artificielle.

$$E_x^{inc} = e^{j(\omega t + kx \cos \varphi - ky \sin \varphi)} + R e^{j(\omega t - kx \cos \varphi - ky \sin \varphi)} \quad (III.36)$$

Avec $R = R_1$ pour Mur ordre 1 et R_2 pour Mur d'ordre 2

$$\text{MUR ordre 1 : } \frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} = 0 \quad R_1 = \frac{\cos \varphi - 1}{\cos \varphi + 1}$$

$$\text{MUR ordre 2 : } \left(\frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (x = 0) R_2 = \frac{\cos \varphi - 1 + \frac{\sin^2 \varphi}{2}}{\cos \varphi + 1 - \frac{\sin^2 \varphi}{2}}$$

La figure III.4 représente l'erreur théorique de la réflexion au 1^{er} et 2^{ème} ordre de MUR [67]

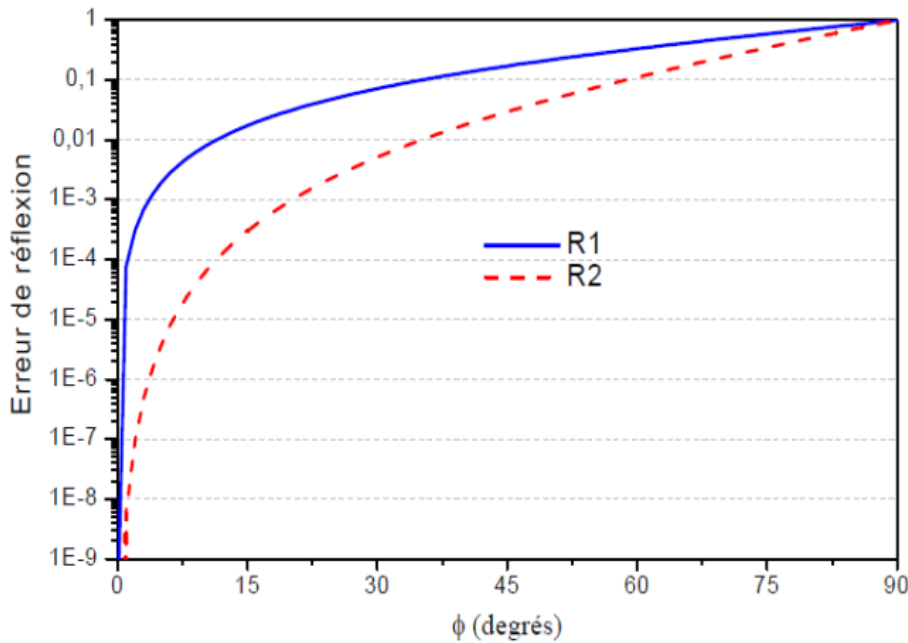


Figure III.4 : Erreur théorique de la réflexion au 1^{er} et 2^{ème} ordre de MUR [68].

a) Discrétisation des conditions de Mur de second ordre par la méthode FDTD

L'équation correspond aux conditions de Mur de second ordre (III.35) et sont discrétisée par la méthode des différences finies de Mur (figure III.5). Nous présenterons seulement le Résultat de la discrétisation de la condition absorbante pour les composantes et du champ électrique dans le cas d'une grille n'a pas spatiale constant dans les deux directions ($\Delta r = \Delta z = \Delta l$) qui sécrit comme :

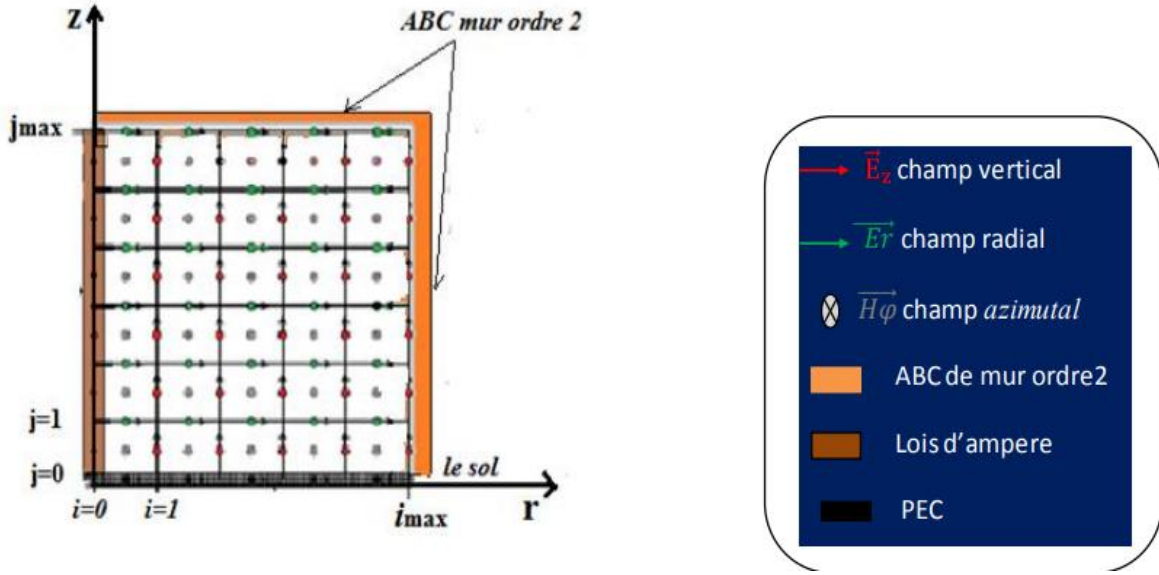


Figure III.5 : Maillage 2D-FDTD coordonnées cylindriques

A. Dans la direction radiale

$$\begin{aligned}
 H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{\max} + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) &= -\frac{r_{\max-\frac{1}{2}}}{r_{\max+\frac{1}{2}}} H_{\varphi}^{n-\frac{3}{2}}\left(i_{\max} - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \\
 &+ \frac{c\Delta t - \Delta l}{(c\Delta t + \Delta l)r_{i_{\max+\frac{1}{2}}}} \left[\left(r_{i_{\max+\frac{1}{2}}}\right) H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{\max} - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) + \right. \\
 &\quad \left. \left(r_{i_{\max+\frac{1}{2}}}\right) H_{\varphi}^{n-\frac{3}{2}}\left(i_{\max} + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \right] + \\
 &\frac{\Delta l^2 - c^2\Delta t^2}{(c\Delta t\Delta l + \Delta l^2)r_{i_{\max+\frac{1}{2}}}} \left[\left(r_{i_{\max+\frac{1}{2}}}\right) H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{\max} + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) + \right. \\
 &\quad \left. \left(r_{i_{\max-\frac{1}{2}}}\right) H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{\max} - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \right] + \\
 &\frac{c^2\Delta t^2}{(2c\Delta t\Delta l + 2\Delta l^2)r_{i_{\max+\frac{1}{2}}}} \left[\left(r_{i_{\max+\frac{1}{2}}}\right) H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{\max} + \frac{1}{2}, j + \frac{3}{2}\right) + \right. \\
 &\quad \left. \left(r_{i_{\max-\frac{1}{2}}}\right) H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{\max} - \frac{1}{2}, j + \frac{3}{2}\right) + \right. \\
 &\quad \left. \left(r_{i_{\max+\frac{1}{2}}}\right) H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{\max} + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) + \right. \\
 &\quad \left. \left(r_{i_{\max-\frac{1}{2}}}\right) H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{\max} - \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}\right) \right]
 \end{aligned} \tag{III.37}$$

Avec:

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

Et : $\Delta r = \Delta z = \Delta l$

B. Dans la direction verticale

$$\begin{aligned} H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}\right) &= -H_{\varphi}^{n-\frac{3}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}-\frac{1}{2}\right) \\ &+ \frac{c\Delta t-\Delta l}{(c\Delta t+\Delta l)} \left[\begin{array}{l} H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}-\frac{1}{2}\right) + \\ H_{\varphi}^{n-\frac{3}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}\right) \end{array} \right] \\ &+ \frac{\Delta l^2-c^2\Delta t^2}{(c\Delta t\Delta l+\Delta l^2)} \left[\begin{array}{l} H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}\right) + \\ H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}-\frac{1}{2}\right) \end{array} \right] \\ &+ \frac{c^2\Delta t^2}{(2c\Delta t\Delta l+2\Delta l^2)} \left[\begin{array}{l} H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{3}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}\right) + \\ H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{3}{2}, j_{max}-\frac{1}{2}\right) + \\ H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}\right) + \\ H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2}, j_{max}-\frac{1}{2}\right) \end{array} \right] \end{aligned} \quad (III.38)$$

Avec

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

III.4 Résultats de simulation et analyses

Dans notre étude, nous avons effectué un calcul du champ électromagnétique de la foudre en présence d'une montagne selon trois types de topologies :

1-Topologie du problème 1 : Point d'observation qui se situe à 100 m au voisinage du point d'impact du canal de foudre et à 50m au voisinage de la montagne.

1-Topologie du problème 2 : Point d'observation qui se situe à 100 m au voisinage du point d'impact du canal de foudre et à 150m de la montagne.

1-Topologie du problème 3 : Point d'observation qui se situe à 750 m au voisinage du point d'impact du canal de foudre et à 100m après la montagne.

La comparaison de nos résultats de simulation se fera avec un sol horizontal.

Les Paramètres de simulation sont les suivants :

- Permittivité diélectrique($\epsilon = 10$).
- Conductivité électrique *du sol* ($\sigma = 0.001 \text{ s/m}$), ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$)
- Les pas de discrétisation spatiale utilisés lors de la simulation ainsi que celui de la discrétisation temporelle sont respectivement $\Delta r = \Delta z = 5m$ et $\Delta t = 5ns$.
- Inclinaison (5, -3) pour sol montagneux.
- La région de calcul est délimitée par une distance radiale maximale par rapport au canal de foudre $r_{max} = 1 \text{ km}$ et une hauteur maximale par rapport au sol $z_{max} = 1.5 \text{ km}$ et une profondeur $z_{min} = 100 \text{ m}$. Point d'observation($r = 100 \text{ m}$, $z = 10 \text{ m}$).
- Le modelé adopté dans notre étude est le Modèle de la somme de deux fonctions d'Heidler car il reproduit fidèlement le premier pic typique du courant les données expérimentales de Berger.

Tableau III.1: Paramètres des deux fonctions d'Heidler simulant le courant de foudre à la base du canal [18]

Paramètres de la première fonction d'Heidler				Paramètres de la deuxième fonction d'Heidle			
$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{11} (\mu\text{s})$	$\tau_{12} (\mu\text{s})$	n_1	$I_{02}(\text{KA})$	$\tau_{21} (\mu\text{s})$	$\tau_{22} (\mu\text{s})$	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

Le canal de foudre est représenté par le modèle MTLE, avec une vitesse de propagation du courant le long du canal $v_f = 1.5 \times 10^8 \text{ m/s}$, et un taux de décroissance de ce courant le long du canal $\lambda = 2 \text{ km}$.

III.4.1 Topologie du problème 1

Dans la Figure (III.6) on présent la topologie du problème 1 où Point d'observation qui se situe à 100 m au voisinage du point d'impact du canal de foudre et à 50m de la montagne.

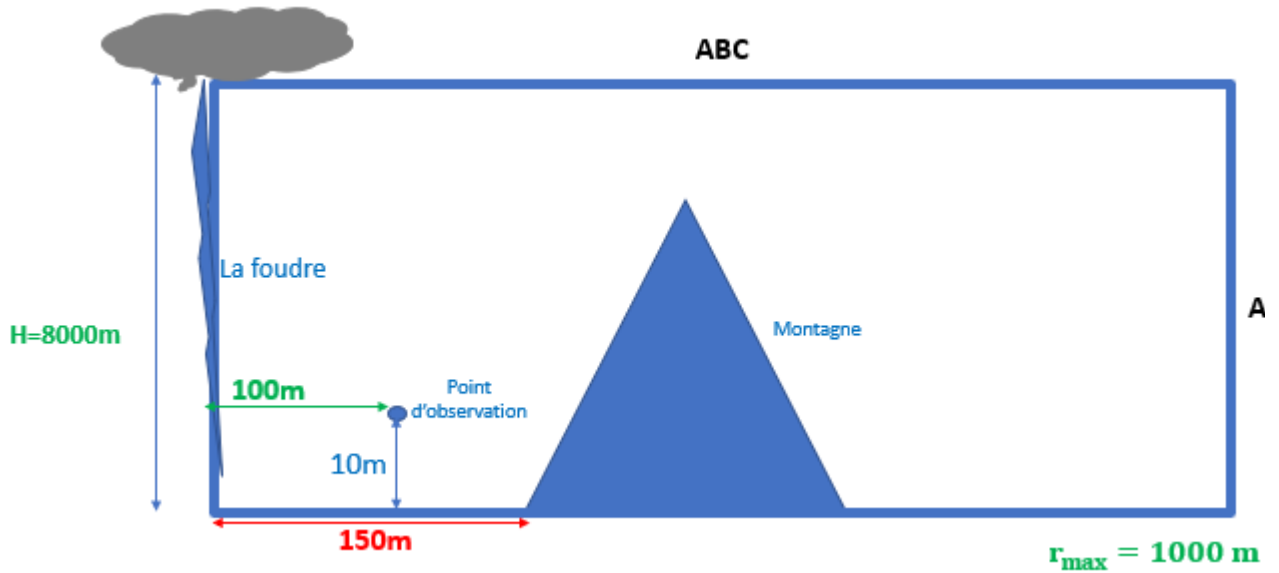


Figure III.6: Topologie du problème 1

Les figures III.7, III.8 et III.9, présentent respectivement les allures du champ électrique vertical, du champ électrique radial et du champ magnétique azimutal.

Avec : sol ho (sol horizontal), et sol mon (sol montagneux).

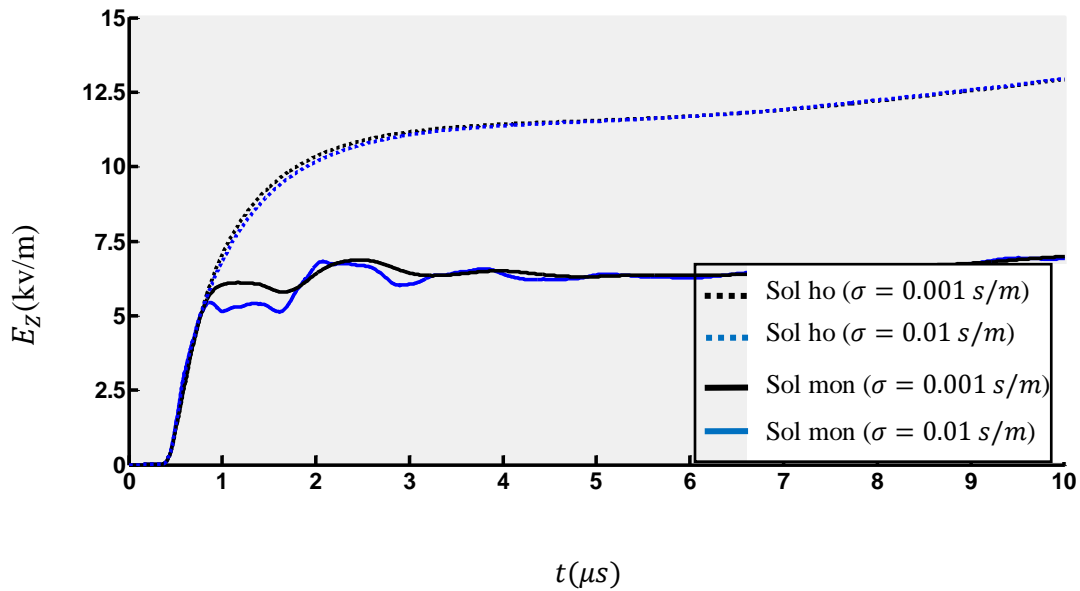


Figure III.7: Variations temporelles du champ électrique vertical pour($\sigma = 0.001\text{ s/m}$ et $\sigma = 0.01\text{ s/m}$) point d'observation($r = 100\text{ m}$, $z = 10\text{ m}$).

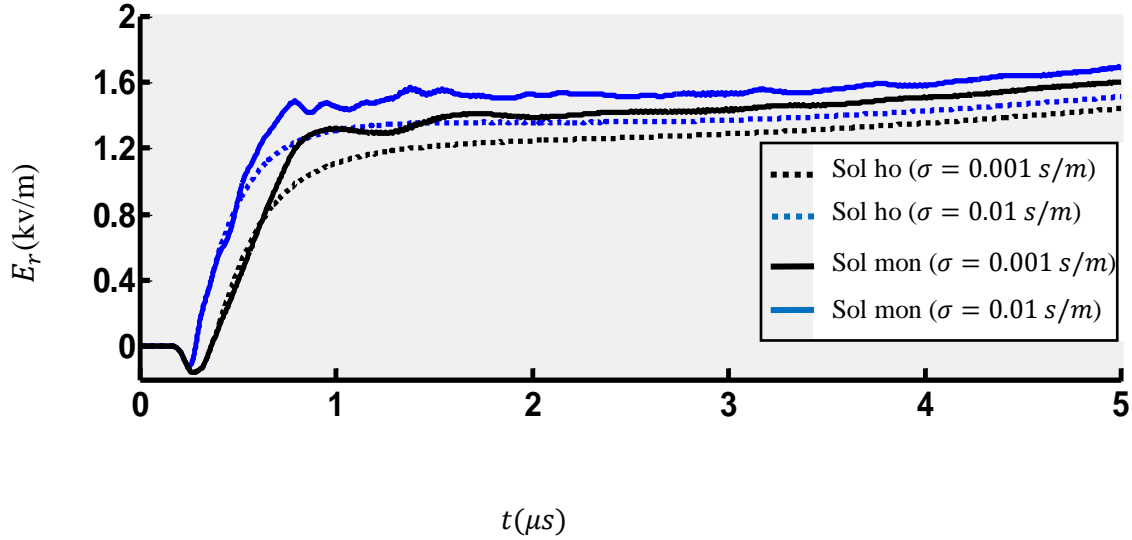


Figure III.8 Variations temporelles du champ électrique radial pour $(\sigma = 0.001 \text{ s/m})$ et $(\sigma = 0.01 \text{ s/m})$ point d'observation $(r = 100 \text{ m}, z = 10 \text{ m})$.

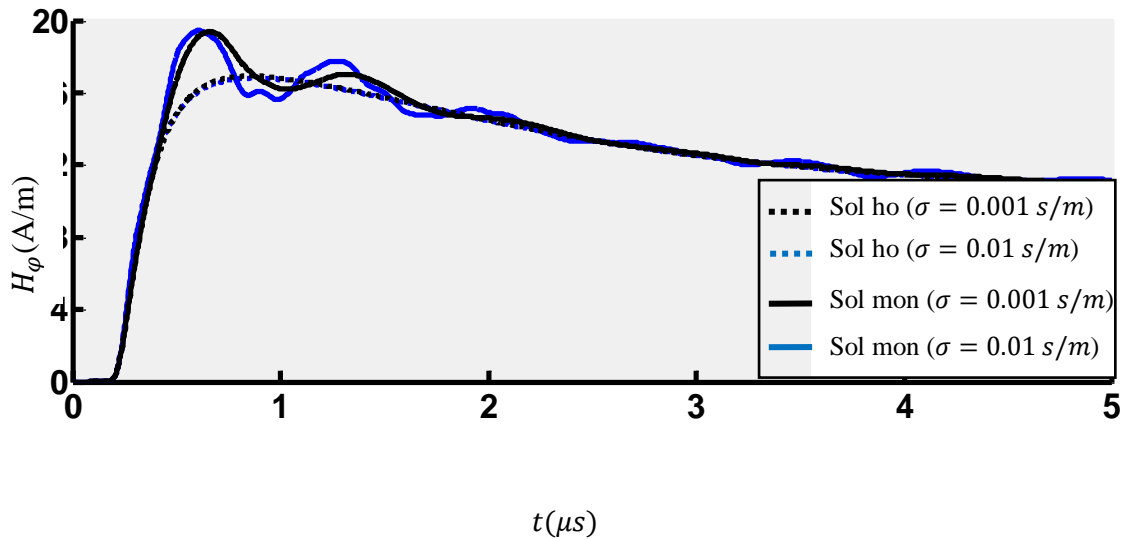


Figure III.9 Variations temporelles du champ magnétique azimutal pour $(\sigma = 0.001 \text{ s/m})$ et $(\sigma = 0.01 \text{ s/m})$ point d'observation $(r = 100 \text{ m}, z = 10 \text{ m})$.

A la lumière des résultats présentés dans les figures III.7, III.8 et III.9 nous pouvons souligner les observations suivantes :

- En présence d'un sol montagneux, le comportement du champ E_z présente des oscillations pour les deux cas de conductivité du sol $(\sigma = 0.001 \text{ s/m}$ et $\sigma = 0.01 \text{ s/m})$, cependant pour le cas d'un sol

horizontal le champ E_z neoscillations aucune réflexion, on observe aussi une diminution de l'amplitude du champ E_z au voisinage de la montagne comparée au sol horizontal.

- Le comportement du champ E_r est affecté par la conductivité finie que ça soit pour un sol montagneux ou horizontal et l'effet de la présence de la montagne est visible dans la forme d'onde du champ E_r qui se manifeste par des petites oscillations et une augmentation de l'amplitude par rapport à celle en présence d'un sol horizontal.
- La forme d'onde du champ magnétique H_ϕ présente un temps de montée et une queue semblable pour le cas d'un sol montagneux et horizontal avec un pic de l'ordre de 20A/m pour le champ magnétique en présence d'un sol montagneux. Ce pic du aux oscillations provoqué pour l'existant du montage un voisinage qui présent un objet réaffichât.

III.4.2 Topologie du problème 2 :

Point d'observation qui se situe à 100 m au voisinage du point d'impact du canal de foudre et à 150m de la montagne.

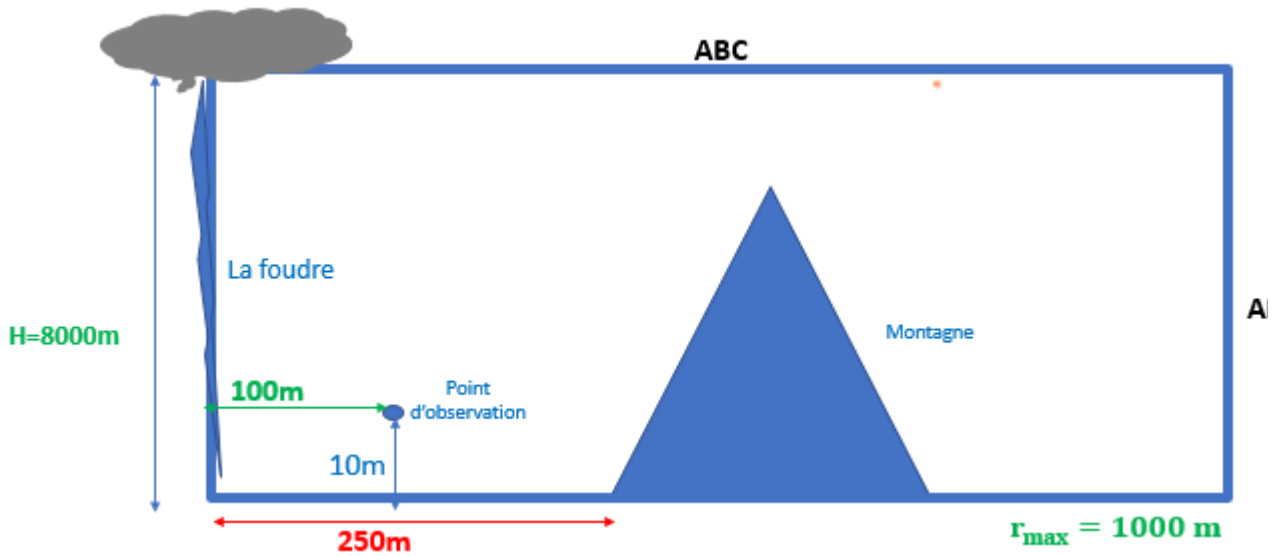


Figure III.10 : Topologie du problème 2

Les figures III.11, III.12, III.13. Présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical, du champ vertical, du champ électrique radial et du champ magnétique azimuthal

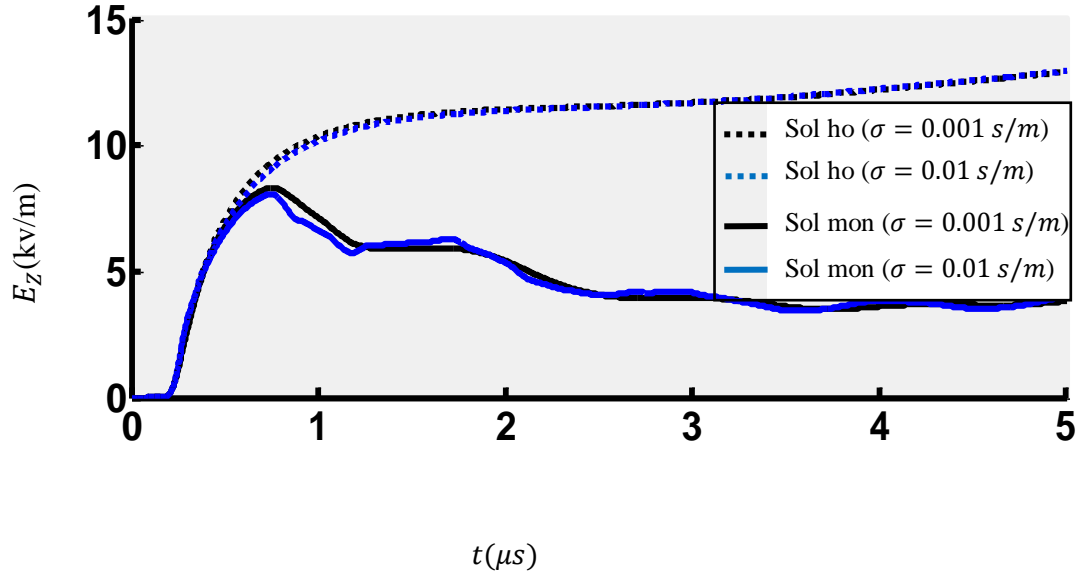


Figure III.11: Variations temporelles du champ électrique vertical pour($\sigma = 0.001 s/m$),et ($\sigma = 0.01 s/m$)point d'observation($r = 100 m, z = 10 m$).

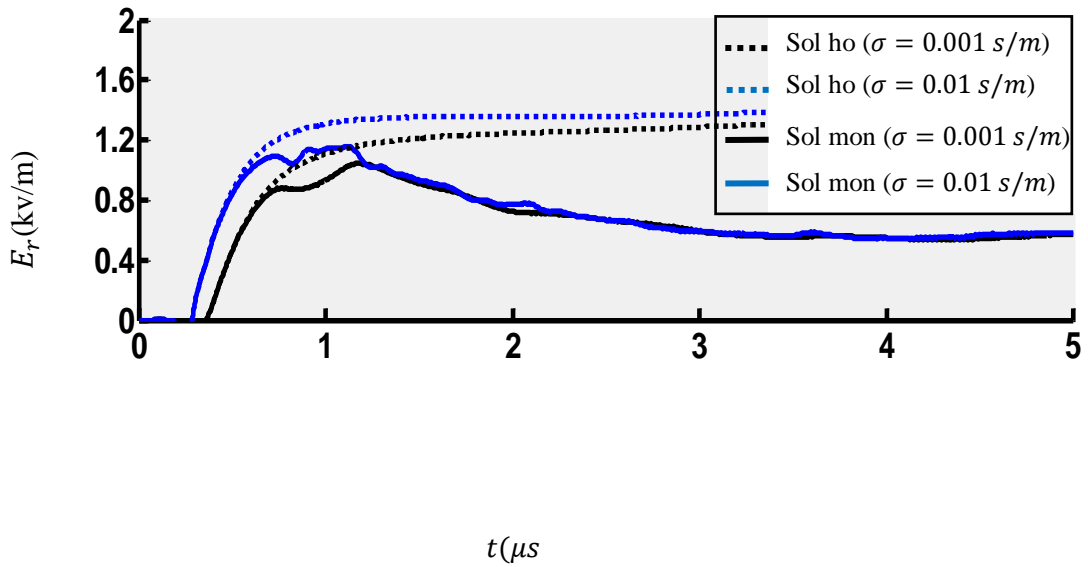


Figure III.12 Variations temporelles du champ électrique radialpour($\sigma = 0.001 s/m$),et ($\sigma = 0.01 s/m$) point d'observation($r = 100 m, z = 10 m$).

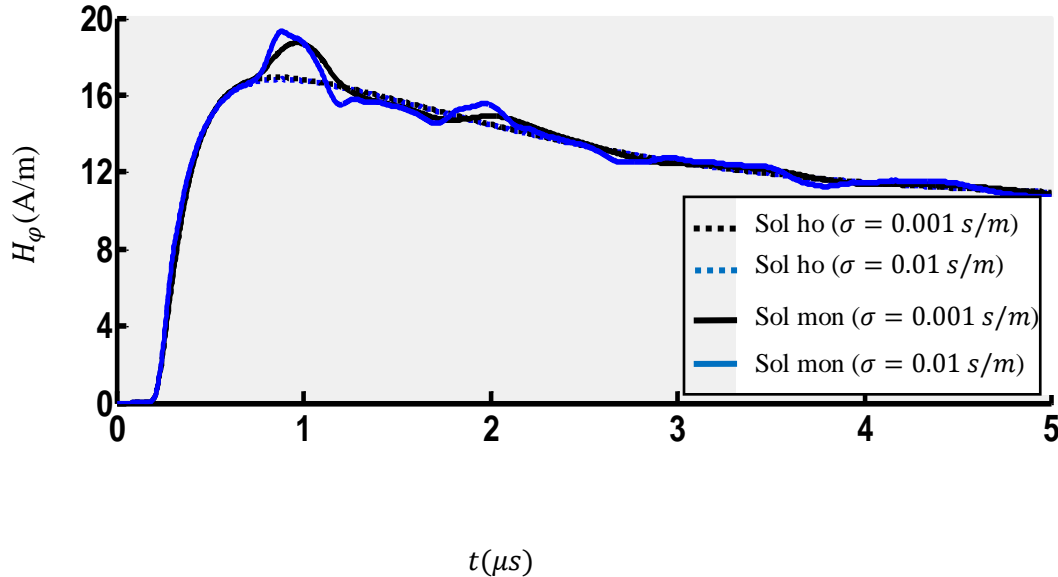


Figure III.13 : Variations temporelles du champ magnétique azimutal pour ($\sigma = 0.001 \text{ s/m}$), et ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$) point d'observation ($r = 100 \text{ m}$, $z = 10 \text{ m}$).

A travers nos résultats présentés ci-dessus, on observe que :

- La présence de la montagne affecte le comportement des composantes du champ électromagnétique.
- L'amplitude et la queue du champ E_z pour un sol montagneux présentent une diminution visible par rapport à celles du champ E_z en présence d'un sol horizontal, on remarque aussi que la conductivité finie du sol que ça soit ($\sigma = 0.001 \text{ s/m}$) ou ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$) n'affecte pas la forme d'onde des deux champs (E_z en présence d'un sol montagneux et d'un sol horizontal).
- On remarque une similitude de la forme de la queue du champ radial (E_r) en présence d'un sol montagneux avec une légère différence de la valeur de l'amplitude des premiers pics, l'amplitude du champ E_r pour un sol horizontal est supérieure à celle du champ E_r pour un sol montagneux.
- Il n'y a pas eu de changement significatif dans le comportement du champ H_ϕ , comparés avec la figure III.9.

III.4.3 Topologie du problème 3 :

Point d'observation qui se situe à 750 m au voisinage du point d'impact du canal de foudre et à 100m après la montagne.

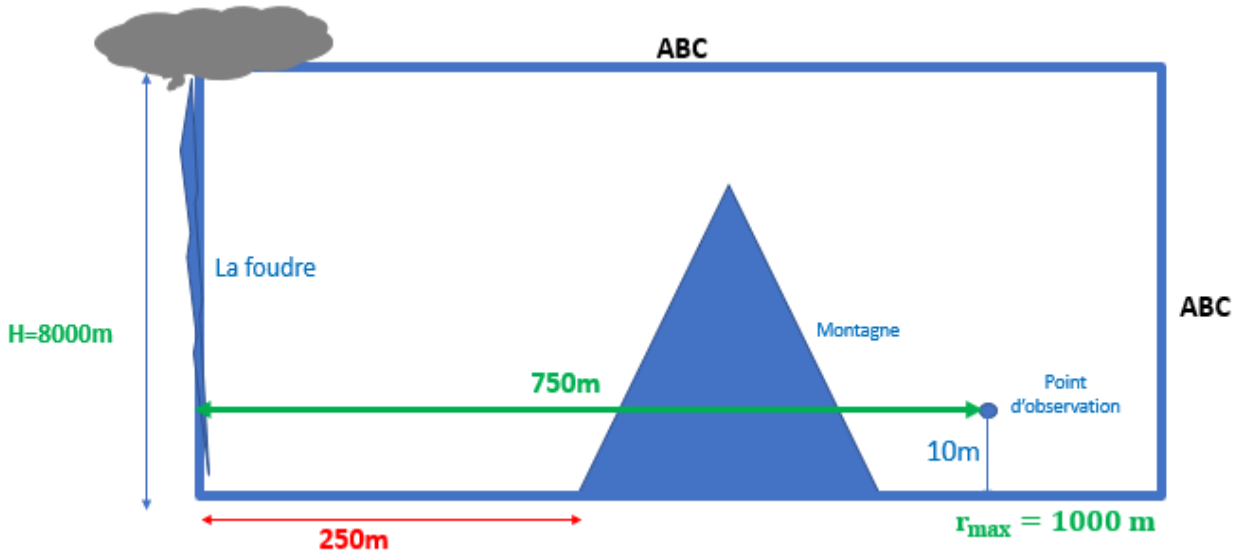


Figure III.14 : Topologie du problème 3

Les figures III.15, III.16 et III.17, présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique vertical, du champ électrique radial et du champ magnétique azimutal.

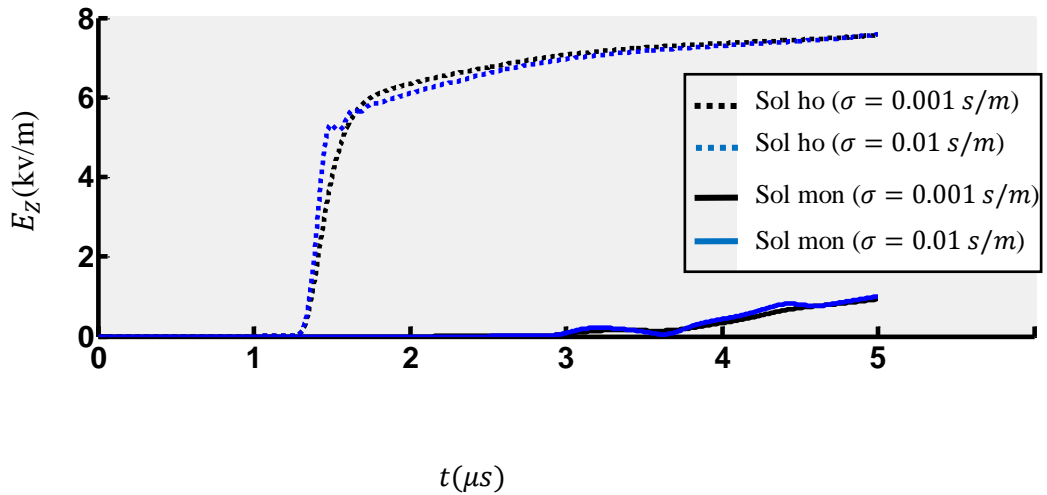


Figure III.15: Variations temporelles du champ électrique vertical pour ($\sigma = 0.001 \frac{\text{s}}{\text{m}}$) et ($\sigma = 0.01 \text{ s/m}$), Point d'observation ($r = 750 \text{ m}$, $z = 10 \text{ m}$).

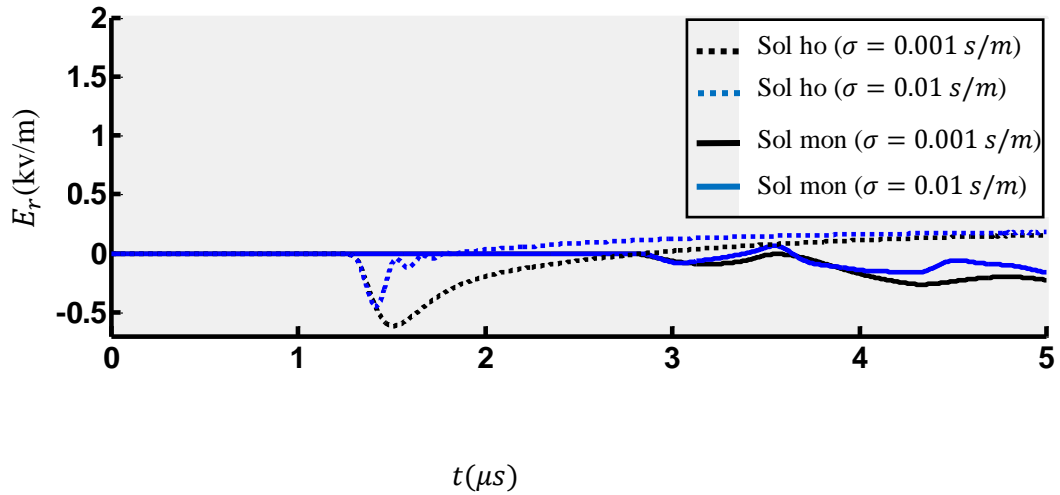


Figure III.16 Variations temporelles du champ électrique radial pour $(\sigma = 0.001 \text{ s/m})$ et $(\sigma = 0.01 \text{ s/m})$, Point d'observation $(r = 750 \text{ m}, z = 10 \text{ m})$.

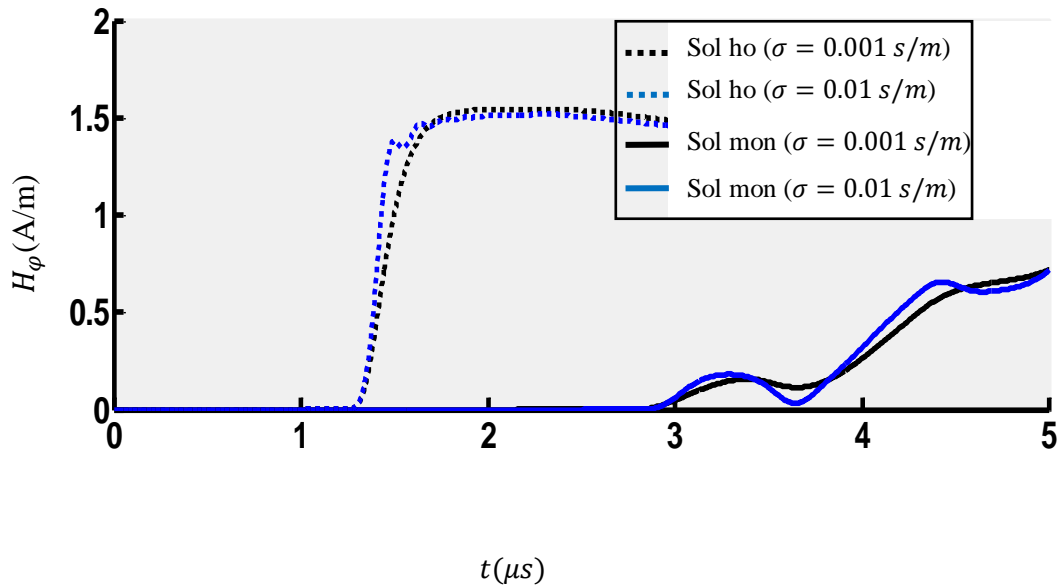


Figure III.17: Variations temporelles du champ magnétique azimutal pour $(\sigma = 0.001 \text{ s/m})$ et $(\sigma = 0.01 \text{ s/m})$, Point d'observation $(r = 750 \text{ m}, z = 10 \text{ m})$.

A travers les figures III.15, III.16 et III.17:

- On remarque que l'allure de champ E_z a nettement changé, comparée aux figures III.10, III.13 pour un sol montagneux là où on observe presque l'annulation du champ E_z

- Ce pendant le champ E_r pour les deux cas de sol est presque nul.
- L'allure du champ H_φ à complètement changée pour le sol montagneux.

III.5 Conclusion

Dans ce même chapitre, nous avons effectué un calcul du champ électromagnétique de la foudre en présence d'un sol montagneux, à l'aide de la méthode FDTD, ou nous avons comparé nos résultats

Avec ceux obtenus en présence du sol horizontal nous avons mis en évidence, à travers ces résultats, l'effet d'un sol montagneux sur le schéma temporel du champ électromagnétique rayonné par la foudre. Annoter que cet effet est important et peut provoquer l'augmentation de l'amplitude maximale de certaines composantes du champ électromagnétique, ainsi que l'apparition d'oscillation dans les formes d'ondes de ces composantes.

Conclusion Générale

Conclusion générale

L'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol montagneux est un domaine de recherche fascinant qui cherche à comprendre les interactions complexes entre la foudre et l'environnement montagneux. Les caractéristiques particulières des sols montagneux, telles que les altitudes élevées, les pentes abruptes et la topographie irrégulière, peuvent influencer la propagation des ondes électromagnétiques générées par la foudre.

Grace à des techniques de modélisation, de simulation et d'observation expérimentale, les chercheurs peuvent analyser le comportement du rayonnement électromagnétique de la foudre dans ces environnements. Leurs travaux permettent d'améliorer notre compréhension des processus électriques atmosphériques et de leurs interactions avec le terrain montagneux.

Les résultats de telles études ont des implications pratiques importantes. Ils peuvent contribuer au développement de mesures de protection contre la foudre plus efficace dans les régions montagneuses, en prenant en compte les caractéristiques spécifiques de ces environnements. De plus, ils peuvent aider à la conception de systèmes de communication plus résistants aux perturbations électromagnétiques causées par la foudre.

En outre, la connaissance du rayonnement électromagnétique de la foudre dans des environnements montagneux peut également avoir des applications météorologiques. Comprendre comment la foudre se comporte dans ces régions peut contribuer à une meilleure prévision des orages et à une gestion plus efficace des risques associés.

En somme, l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol montagneux est un domaine de recherche essentiel pour approfondir notre compréhension des phénomènes atmosphériques et pour développer des solutions pratiques dans divers domaines. En combinant les connaissances en physique, géographie, météorologie et électromagnétisme, les chercheurs peuvent apporter des contributions significatives à la science et à la technologie, tout en améliorant notre capacité à face aux phénomènes naturels violents.

Le travail présenté dans ce mémoire, s'inscrit dans le cadre général de l'étude de compatibilité électromagnétique consistant en la caractérisation du rayonnement électromagnétique de foudre. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'étude de l'effet de la nature montagneux électromagnétique de la foudre en vae de mettre en évidence les interpréterions physique de l'intrication entre la montagne et des champs électromagnétique rayonne.

Conclusion générale

Après avoir rappelé dans le premier chapitre la théorie relative à la physique du phénomène de la foudre et aux différentes observations expérimentales qui s'y rattachent. Nous avons présenté dans un deuxième chapitre une revue générale sur la modélisation du rayonnement électromagnétique associée à une décharge de foudre dans le but de rappeler le modèle décrivant le courant dans le canal

Le troisième chapitre a été consacré entièrement à la présentation de l'étude de rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol montagneux, structure qui correspond mieux à la réalité.

Tout en se basant sur le développement d'un code de calcul élaboré sur l'environnement Matlab, utilisant la méthode FDTD. Les résultats obtenus ont montré clairement l'importance de la prise en considération de la topologie du sol lors du calcul.

Références

Bibliographiques

Bibliographies

- [1] "Severe Weather Safety Guide" (PDF). National Weather Service. 2022.
- [2] [^ "Lightning Facts"](#). FastFacts for Kids. 2022.
- [3] [^ "The First Photographs of Lightning Crackle with Electric Chaos"](#). Hyperallergic. May 25, 2016. Retrieved May 12, 2019.
- [4] [.^ "These are the World's First Photos of Lightning"](#). PetaPixel. August 5, 2020
- [5] M. A. Uman, "The Lightning Discharge", Academic Press, 1987.
- [6] Y. Baba and V.A. Rakov, Lightning-Induced Effects in Electrical and Telecommunication Systems, IET 2020.
- [7] <http://tpe-la-foudre.e-monsite.com/medias/images/schema-courant-1.jpgdate>
:3/31/2022 2 :58PM
- [8] F. Rachidi « La foudre et ces effets électromagnétiques » Notes de cours de la CEM, EPFL de Lausanne, Suisse 2004.
- [9] K. Arzag « Couplage des perturbations électromagnétiques rayonnées par un coup de foudre avec des lignes électriques » Mémoire de magister, USTO-MB, Oran, Algérie 2008
- [10] http://www.foudre-ineo.com/rep-la_foudre/rub-influence.htm,4-09-2020
- [11] C. Gary « Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions » Edition EYROLLES, Paris 1984.
- [12] C. Gary « Les propriétés diélectriques de l'air et les hautes tensions », collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricité de France, Eyrolles, 1985.
- [13] A. Smorgonskiy, M. Rubinstein and F. Rachidi-Haeri. Extrême Values of Lightning Paramètres. 2018 International Lightning Détection Conférence (ILDC), Fort Lauderdale, FL, USA, 2018.
- [14] A Lotfi, calcul du champ électromagnétique de foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement et d'une tour élevée, USTOMB, Mémoire Magister 2007
- [15] Ataoua Mohamed et Mehamdia Oualid « Comparaison des Modèles d'Arc en Retour de Foudre en Présence d'une Tour ». Mémoire de fin d'étude, juin 2010.
- [16] F. Rachidi « Effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes de transmission aériennes : modélisation et simulation », Notes de cours de la CEM thèse N° 974 (1991), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse. 2004

Références bibliographiques

- [17] K. Arzag « Couplage des perturbations électromagnétiques rayonnées par un coup de foudre avec des lignes électriques » Mémoire de magister, USTO-MB, Oran, Algérie 2017
- [18] D. Orzan « Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de ligne multifilaires » Thèse doctorat es science, EPFL, Lausan, Suisse, 1998.
- [19] A. Darcherif « Contribution à la modélisation des phénomènes d'interférences électromagnétiques dans les réseaux électriques », Thèse de Doctorat de L'INPG de Grenoble, 1990.
- [20] <https://tpecoeurfoudre.files.wordpress.com/2014/03/formation-foudre.jpg>,4-09-2020
- [21] Institution nationale de l'Environnement industriel et des risques « Le risque foudre et les Installations Classées pour la Protection de l'Environnement ». Direction des Risques Accidentels, Septembre 2001.
- [22] Cahier technique 168 : « la foudre et les installations électriques HT ». Juillet 1993.
- [23] Dib Djalel « L'impact de LA Foudre Sur les Réseaux Electriques Etude, Analyse et Modélisation ». Thèse de Doctorat, Mai 2007.
- [24] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger « Parameters of lightning flashes », Electra N° 41, pp. 23-37, 1975.
- [25] M.A. Uman « The lightning discharge », Dover Publications, INC, Mineola, New York, 2001.
- [26] J. L. Bermudez “Lightning currents and electromagnetic fields associated with return strokes to elevated strike objects”, Thèse N° 2741 (2003), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [27] T. Narita, T. Yamada, A. Mochizuki, E. Zaima, and M. Ishii « Observation of current waveshapes of lightning strokes on transmission towers », IEEE Transactions on Power Delivery, 15 (1), pp. 429-435, 2000.
- [28] G. Diendorfer, M. Mair, W. Schulz, and W. Hadrian « Lightning current measurements in Austria-experimental setup and first results », 25th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 44-47, Rhodes, Greece, 2000.

Références bibliographiques

- [29] G. Diendorfer, M. Mair, and W. Schulz « Detailed brightness versus lightning current amplitude correlation of flashes to the Gaisberg tower », 26th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 8-13, Cracow, Poland, 2002
- [30] H. Torres, O. Trujillo, F. Amortegui, F. Herrera, G. Pinzon, C. Quintana, D. Gonzalez, D. Rondon, M. Salgado, and D. Avila « Experimental station to measure directly lightning parameters in tropical zone », Eleventh International Symposium on High Voltage Engineering, 467 (5), London, UK, 1999.
- [31] H. Torres, O. Trujillo, F. Amortegui, G. Pinzon, C. Quintana, D. Gonzalez, D. Rondon, M. Salgado, and D. Avila « Construction and calibration of three devices to measure directly lightning parameter », Eleventh International Symposium on High Voltage Engineering, London, UK, 1999.
- [32] V. Shostak « Modeling of return stroke current for lightning events at a complex tall structures », International Workshop on Electromagnetic radiation from lightning to tall structures, pp. 4, Toronto, Canada, 2001.
- [33] A. Mimouni « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre », Thèse de doctorat, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed BOUDIAF, 2007.
- [34] K. Horii « Experiment of artificial lightning triggered with rocket », Mem, Fac. Eng., Nagoya University, Japan, vol. 34, pp. 77-112, 1982.
- [35] M. A. Uman, E. P. Krider « Natural and artificially initiated lightning », Sciences, vol. 246, pp. 457-464, Oct. 1989.
- [36] Bidi Manel « CEM et réseaux de transport d'énergie : estimation des perturbations sur les Réseaux » Mémoire de Magister, 2006.
- [37] V.A. Rakov "Transient response of a tall object to lightning", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 43 (4), pp. 654-661, 2001
- [38] A. Jazzar, « Modélisation électromagnétique d'un choc de foudre en Aéronautique », Thèse de doctorat, Université de Grenoble. (2012)
- [39] HATI Ilyes MAMOUN Hakim (Application des modèles d'ingénieur citée dans la littérature pour la modélisation d'un coup de foudre tombant sur un objectif élevé) mémoire de fin d'étude, 2015/2016 UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

Références bibliographiques

- [40] V. P. Idone, and R. E. Orville « Lightning return stroke velocities in the Thunderstorm Research Interna
- [41] V. A. Rakov « Lightning return stroke speed », Journal Of Lightning Research, Vol. 1 pp. 8089, 2007 tional Program (TRIP) », Journal of Geophysical Research, 87 (C7), pp. 4903-4915, 1982
- [42] Y. T. Lin, M. A. Uman, J. A. Tiller, R. D. Brantley, W. H. Beasley, E. P. Krider, and C. D. Weidman “Caractérisation of lightning return stroke electric and magnetic fields from simultaneous two station measurements”, Journal Of Geophysical Research, 84 (C10), pp. 6307-6314, 1979.
- [43] V. Cooray “Underground electromagnetic fields generated by the return strokes of lightning flashes”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 43 (1), pp. 75-84, 2001.
- [44] M. Rubinstein, F. Rachidi, M. A. Uman, R. Thottappillil, V. A. Rakov, and C. A. Nucci “Characterization of vertical electric fields 500 m and 30 m from triggered lightning”, Journal Of Geophysical Research, 100 (D5), pp. 8863-8872, 1995.
- [45] S. A. Mosaddeghi, A. Mimouni, F. Rachidi, M. Rubinstein, G. Diendorfer, H. Pichler, D. Pavanello. « Vertical and Horizontal Components of the Electric Field Associated with Lightning Strikes to the Gaisberg Tower », COST P18 : The Physics of Lightning Flash and Effects. Vienna, May 25-27, 2009
- [46] V.A. Rakov « Lightning discharges triggered using rocket-and-wire techniques », in Recent Research Development on geophysics, edited by R. Signpost, pp. 141-171, India, 1999.
- [47] Sanketa Shivalli « Phénomène de foudre, effets et protection des structures contre la foudre » IOSR Journal of Electrical and Electronics Engineering (IOSR-JEEE) Volume 11, Issue 3 Ver. I (mai – juin 2016), PP44-50 www.iosrjournals.org
- [48] Benoît de Metz-Noblat, [«la foudre est les installations électriques HT » Cahier Technique Merlin Gerin n° 168 / p.2 (1993, édition juillet). N° 168.
- [49] K. Arzag « Calcul du champ électromagnétique rayonné par la un coup de foudre à l’aide de la méthode FDTD en trois dimensions» Thèse de Doctorat en sciences, USTO-MB, Oran, 2017
- [50] E. Petrache « Lightning electromagnetic coupling to overhead transmission line

Références bibliographiques

- networks and to buried cables» Thèse doctorat es science, EPFL, Lausan, Suisse, 2004
- [51] H.K. Hoidalen « Analytical formulation of lightning induced voltages on multiconductor overhead lines above lossy ground » IEEE Trans. On EMC, vol.45, No.1, fev.2003
- [52] 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
- [53] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, and C. Mazzetti « Lightning return stroke current models with specified channel base current : A review and comparaison », Journal Of Geophysical research, Vol. 95, n°. D12, pp. 20395-20408,1990
- [54] C. Leteinturier, C. Weidman, and J. Hamelin « Current and electric field derivatives in triggered lightning return strokes », Journal Of Geophysical research, Vol. 95, pp. 811- 828, 1990.
- [55] Yannick Bourgeois«Modélisation des perturbations électromagnétiques générées sur un réseau de télécommunications par une agression de type foudre".Thèse de doctorat, 2009.
- [56] A. Baños, « Dipole radiation in the presence of a conducting half-space », Oxford, 1966.
- [57] A. Sommerfeld, « Über die Ausbreitung des wellen in der drahtlosen Telegraphie », Ann. Phys., vol. 28, 1909.
- [58] Uman, M. A. « The lightning discharge », Courier Corporation,. » (2001).
- [59] M. Rubinstein, « An approximate Formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long range », IEEE Trans. Electromagn. Compat., 38(3), p. 531-535, 1996.
- [60] A. Zeddani, and P. Degauque, « Current and voltage induced on a telecommunication cable by a lightning stroke », edited by H.P. Corp, p. 377- 400, 1990.
- [61] V. Cooray, « Horizontal fields generated by return strokes », Radio Sci., vol. 27, no 4, p. 529-537, 1992

Références bibliographiques

- [62] V. Cooray, « Some considerations on the Cooray-Rubinstein Formulation used in deriving the horizontal electric field of lightning return strokes over finitely conducting ground », IEEE Trans. Electromagn. Compat., 44(4), p. 560-566, 2002
- [63] A. Shoory, F. Rachidi, V. Cooray, R. Moini and S. H. H. Sadeghi, « On simplified approaches for the evaluation of lightning electromagnetic fields above a stratified ground », X Int. Symp. Light. Prot. Curitiba Brazi, nov. 2009.
- [64] k.Habri,«Etude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié », Mémoire de magister Université des Sciences et de technologie d'ORAN, 2010.
- [65] F. Delfino, R. Procopio, M. Rossi, F. Rachidi, and C.A. Nucci, « Evaluation of underground lightning electromagnetic fields », IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 49, no 2, p. 401-411, Mai 2007.
- [66] K. S. Yee, « Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media », IEEE Trans Antennas Propogate, vol. 14, p. 302-307, 1966.
- [67] A. Mimouni, F. Rachidi and Z. Azzouz, « Electromagnetic environment in the immediate vicinity of a lightning return stroke », J. Light. Res. JOLR, vol. 2, p. 64-75, 2007.
- [68] G. Mur, « Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations », IEEE Trans. Electromagn. Compat.,vol. 23, no 4, p. 377-382, 1981.
- [69] G. Zheng, A. A. Kishk, A. W. Glisson, and A. B. Yakovlev « Implementation of MUR'S absorbing boundaries with periodic structures to speed up the design process using finite-difference time-domain method » Progress In Electromagnetics Research, PIER 58, 101–114, 2006.

ملخص

إن الهدف من هذه المذكرة هو دراسة الإشعاع الكهرومغناطيسي للصواعق في أرض جبلية, وهو بنية تتوافق بشكل أكبر مع الواقع. بينما يعتمد علي تطوير رمز حسابي في بيئة Matlab باستخدام طريقة FDTD. الإسهام الرئيسي لهذا العمل هو توضيح تأثير وجود المناطق الجبلية علي الأشكال الموجبة للمجال الكهرومغناطيسي المشع, وقد أوضحت النتائج التي تم الحصول عليها أهمية اخذ طوبولوجيا الأرض في الاعتبار أثناء الحساب .

Résumé

L'objectif de ce mémoire a été l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol montagneux, structure qui correspond mieux à la réalité. Toute en se basant sur le développement d'un code de calcul élaboré sur l'environnement Matlab, utilisant la méthode FDTD. L'apport principal de ce travail est la mise en évidence de l'influence de l'existence des montagnes sur les formes d'ondes du champ électromagnétique rayonné. Les résultats obtenus ont montrés clairement l'importance de la prise en considération de la topologie du sol lors du calcul.

Abstract

The objective of this thesis was the study of electromagnetic radiation from lightning in the presence of mountainous ground, a structure that correspond better to reality. While being based on the development of a computer code elaborated on the Matlab environment using, the FDTD method. The main contribution of this work is the demonstration of the influence of existence of mountainous areas on the waveforms of the radiated electromagnetic field. The results obtained clearly showed the importance of taking into account the topology of the ground during the calcul.