



République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de  
la Recherche Scientifique  
Université Ibn Khaldoun – Tiaret –



Faculté des Sciences et de la Technologie et Sciences de la Matière

Département des Sciences et de la Technologie

MEMOIRE EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE MAGISTER

Ecole Doctorale : Electrotechniques et ses Applications

OPTION : Matériaux Diélectriques et Haute Tension

Présenté par

**ADIL FAIZA**

**SUJET DU MEMOIRE :**

**CARACTÉRISATION DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE RAYONNÉ PAR  
UNE DÉCHARGE DE FOUDRE - INFLUENCE DE LA STRATIFICATION DU  
SOL-**

SOUTENU LE .....2012 Devant Le Jury Composé de :

**Monsieur T.ALAOUI**

**Maître de conférences A,**

**PRESIDENT**

**Monsieur A.MIMOUNI**

**Maître de conférences A,**

**RAPPORTEUR**

**Monsieur H.MADANI**

**Maître de conférences A,**

**EXAMINATEUR**

**Monsieur Y.MESLEM**

**Maître de conférences A,**

**EXAMINATEUR**

**Année Universitaire : 2011/2012**

# Remerciements

Je remercie tout d'abord **A I I** d'avoir prêté sa santé et sa volonté pour mener à terme ce mémoire.

Ce travail a été réalisé sous la direction scientifique de Monsieur le docteur **A . MI MOU**. Il trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance pour ses précieuses directives, sa disponibilité et surtout pour sa confiance en moi et pour m'avoir toujours guidé dans la bonne direction. Que ce mémoire soit un témoignage de ma respectueuse reconnaissance pour l'intérêt constant qu'il a porté à mon travail en me faisant bénéficier de son expérience.

J'adresse mes sincères remerciements à

Monsieur **T .A L L A**, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence de ce jury.

Monsieur **H .M A D A N** et Monsieur **Y. M E S L E M** pour avoir accepté d'examiner mon travail et de faire partie du jury de thèse.

Tous mes professeurs de Département des Sciences et de la Technologie, Tiaret. Tout le personnel du laboratoire **d'Électronique de l'Université de Blida** présents ma contribution à la réalisation de ce travail et surtout monsieur **A .M o k h t a r i**.

Mes ami(e) et mes collègues de bureau pour leur soutien moral et amical. Je les remercie tous un par un. Je les prie de croire en ma réelle joie et ma grande satisfaction de les avoir connus et continuer à les connaître.

Mes parents, mes frères, ainsi que mes sœurs qui ont toujours su m'encourager de toute leur affection, me protéger et me soutenir. Sans eux, j'en serais pas là aujourd'hui.

Je remercie tous ceux et celles qui m'ont aidé, les uns de leurs compétences, les autres de leur disponibilité, de leurs encouragements, de leur soutien moral et logistique.

# Remerciements

Je remercie tout d'abord **A I I** d'avoir prêté sa santé et sa volonté pour mener à terme ce mémoire.

Ce travail a été réalisé sous la direction scientifique de Monsieur le docteur **A . MI MOU** . Il trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance pour ses précieuses directives, sa disponibilité et surtout pour sa confiance en moi et pour m'avoir toujours guidé dans la bonne direction. Que ce mémoire soit un témoignage de ma respectueuse reconnaissance pour l'intérêt constant qu'il a porté à mon travail en me faisant bénéficier de son expérience.

J'adresse mes sincères remerciements à

Monsieur **T . A L L A** , pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence de ce jury.

Monsieur **H . M A D A N** et Monsieur **Y . M E S L E** pour avoir accepté d'examiner mon travail et de faire partie du jury de thèse.

Tous mes professeurs de Département des Sciences et de la Technologie, Tiaret. Tout le personnel du laboratoire **d'Électronique de l'Université de Blida** présents ma contribution à la réalisation de ce travail et surtout monsieur **A . M o k h t a r i**

Mes ami(e) et mes collègues de bureau pour leur soutien moral et amical. Je les remercie tous un par un. Je les prie de croire en ma réelle joie et ma grande satisfaction de les avoir connus et continuer à les connaître.

Mes parents, mes frères, ainsi que mes sœurs qui ont toujours su m'encourager de toute leur affection, me protéger et me soutenir. Sans eux, j'en serais pas là aujourd'hui.

Je remercie tous ceux et celles qui m'ont aidé, les uns de leurs compétences, les autres de leur disponibilité, de leurs encouragements, de leur soutien moral et logistique.

# Remerciements

Je remercie tout d'abord **A I I** d'avoir prêté sa santé et sa volonté pour mener à terme ce mémoire.

Ce travail a été réalisé sous la direction scientifique de Monsieur le docteur **A . MI MOU** . Il trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance pour ses précieuses directives, sa disponibilité et surtout pour sa confiance en moi et pour m'avoir toujours guidé dans la bonne direction. Que ce mémoire soit un témoignage de ma respectueuse reconnaissance pour l'intérêt constant qu'il a porté à mon travail en me faisant bénéficier de son expérience.

J'adresse mes sincères remerciements à

Monsieur **T . A L L A** , pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence de ce jury.

Monsieur **H . M A D A N** et Monsieur **Y . M E S L E** pour avoir accepté d'examiner mon travail et de faire partie du jury de thèse.

Tous mes professeurs de Département des Sciences et de la Technologie, Tiaret. Tout le personnel du laboratoire **d'Électronique de l'Université de Blida** présents ma contribution à la réalisation de ce travail et surtout monsieur **A . M o k h t a r i**

Mes ami(e) et mes collègues de bureau pour leur soutien moral et amical. Je les remercie tous un par un. Je les prie de croire en ma réelle joie et ma grande satisfaction de les avoir connus et continuer à les connaître.

Mes parents, mes frères, ainsi que mes sœurs qui ont toujours su m'encourager de toute leur affection, me protéger et me soutenir. Sans eux, j'en serais pas là aujourd'hui.

Je remercie tous ceux et celles qui m'ont aidé, les uns de leurs compétences, les autres de leur disponibilité, de leurs encouragements, de leur soutien moral et logistique.

# TABLE DE MATIÈRE

<b>Introduction général</b>	02
<b>Chapitre I : Observations expérimentales du rayonnement électromagnétique de la foudre</b>	
I.1.Introduction	06
I.2 Mécanisme de la formation de l'orage	06
I.3 Catégories de coup de foudre	07
I.4 Décharge négatives nuage-sol	08
I.5 Observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques	12
I.5.1.Caractéristiques du courant d'arc en retour	12
I.5.2. Caractéristique de la vitesse de l'arc en retour	18
I.5.3.Caractérisation du Champ électromagnétique rayonné par la foudre à différentes distances du point d'impact	19
I.6.Conclusion	26
<b>Chapitre II: Modélisation du rayonnement électromagnétique de la foudre</b>	
II.1 Introduction	28
II.2 Modélisation du canal de foudre de la phase d'arcs en retour	29
II.2.1 Classification des modèles d'arc en retour	29
II.2.2 Modèles d'ingénieur	30
II.2.2.1 Modèle de Bruce et Golde (BG)	30
II.2.2.2 Modèle Ligne de transmission (TL)	31
II.2.2.3. Modèle de la ligne de transmission modifié -MTL	32
II.2.2.4 Modèle de la source de courant mobile-TCS	33
II.2.2.5 Modèle de Diendorfer et Uman (DU)	34
II.2.3 Généralisation des modèles ingénieur	34
II.3 Représentation analytique du courant d'arc en retour à la base du canal	35
II.4. présentation des distributions spatiales et temporelles du courant d'arc en retour subséquent pour cinq modèles d'Ingénieur	40
II.5 Validation expérimentale des modèles d'ingénieur	42
II.6.Formulation du champ électromagnétique rayonné par la foudre	45
II.6.1.Champ électromagnétique au dessus du sol :	45
II.6.1.1 Equation générales	45
II.6.1.2. Cas d'un sol parfaitement conducteur	47
II.6.1.3. Validation de l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur	48

II.6.1.4. Approximation de Cooray-Rubinstein	48
II.6.2. Champ électromagnétique en dessous du sol	50
II.6.2.1. formule de Cooray	50
II.6.2.2. Algorithme de Delfino et al	51
II.6.3 calcul du champ la méthode FDTD	53
II.7. Conclusion	55
<b>Chapitre III : Etude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié -formulation de Wait-</b>	
III.1.Introduction	57
III.2.Etat de l'art	57
III.3. Cas d'un sol stratifié horizontalement	58
III.3.1.Première approximation	60
III.3.2. deuxième approximation	61
III.4 Cas d'un sol stratifié verticalement	62
III.5 Résultats obtenus par Shoory et Al	64
III.5.1 Résultats obtenus dans le cas d'un sol stratifié horizontalement	64
III.5.2. Résultats obtenus dans le cas d'un sol stratifié verticalement	68
III.6. Conclusion	70
<b>Chapitre IV : Simulation du rayonnement EM de la foudre par la méthode FDTD</b>	
IV.1 Introduction	72
IV.2. La méthode FDTD	72
IV.2.2 principes de base de la méthode FDTD	72
IV.2.2.1.Equation de base	72
IV.2.2.2. Conditions aux limites absorbantes	76
IV.3 Validation expérimentale du code de calcul développé	80
IV.4. Résultats de simulation et discussion	84
IV.4.1.Résultats obtenus dans le cas d'un sol stratifié horizontalement	83
IV.4.1.1. Pour des distances proches	83
IV.4.1.1.1 Simulation et comparaison avec résultat de Delfino et al	84
IV.4.1.1.2 Influence de la conductivité du sol sur le champ électrique vertical et sur le champ magnétique azimutal au dessus du sol	88
IV.4.1.1.3. Influence de la conductivité du sol sur le champ électromagnétique en dessous du sol	91
IV.4.1.1.4. Champ électromagnétique au dessus et en dessous du sol	94
IV.4.1.2. Cas des distances lointaines	100

IV.4.2. Résultats obtenus dans le cas d'un sol stratifié verticalement	102
IV.4.2.1. Cas des distances lointaines	103
IV.4.2.2. Cas des distances proches	107
IV.4.2.2.1. champ électromagnétique en dessus du sol	107
IV.5. Conclusion	112
<b>Conclusion générale</b>	<b>114</b>
<b>Références bibliographiques</b>	<b>117</b>

# INTRODUCTION GÉNÉRAL

-

La compatibilité électromagnétique est une discipline scientifique et technique qui trouve aujourd'hui sa justification dans les problèmes de cohabitation entre les systèmes industriels et leur environnement. Ces problèmes ont certes toujours existé, mais ils deviennent aujourd'hui de plus en plus importants en raison de la concentration dans un même environnement d'appareils ou de systèmes dont les niveaux de puissances et de sensibilité sont très différents. Le rôle de la CEM est d'assurer à un système donné un degré d'immunité vis-à-vis de son environnement de façon à ce qu'il puisse fonctionner sans que ses performances ne soient diminuées.

Couvrant plusieurs domaines industriels, la CEM se distingue comme un art multidisciplinaire allant de l'identification et la caractérisation des sources de perturbations, à la conception de moyens de protection et l'établissement de normes et de procédures d'essais industriels.

Les effets électromagnétiques de la foudre représentent de nos jours un grand pôle d'intérêt pour les activités de la CEM. En effet, les perturbations électromagnétiques produites par un coup de foudre constituent un danger permanent pour tout système électrique ou électronique, allant des circuits imprimés jusqu'aux lignes et ouvrages constituant un réseau électrique ou un réseau de télécommunications.

La connaissance et la caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre permettent une meilleure protection des ces systèmes contre les perturbations engendrées par la foudre. Les expressions du champ rayonné sont souvent données et établies en présence d'un sol homogène et de conductivité finie. Or en réalité le sol ne se présente jamais sous cette forme simpliste. De ce fait, notre objectif est fixé à la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié.

L'influence de la stratification du sol sur le champ électromagnétique est d'une importance capitale, car les transitoires induites par la foudre dans les réseaux souterrains sont directement proportionnelles au champ électromagnétique. Ceci dit, des erreurs notables, sur les calculs de prédiction des effets de la foudre sur ce type de réseaux, peuvent être commises en supposant que le sol est homogène.

La difficulté de mise en compte des spécifications topologiques et géologiques du sol est due à deux contraintes : Le premier est de nature théorique, en effet il est très difficile d'introduire toutes les données du sol dans un modèle de prédiction des effets de la foudre. La deuxième contrainte est de type numérique, car un tel calcul demanderait un temps de calcul prohibitif et une très grande place mémoire.

Motivés par la robustesse et la flexibilité de la méthode FDTD, implantée dans les codes de calcul développés par Monsieur MIMOUNI et qui permette d'affranchir des approximations habituellement considérées pour prendre en compte la conductivité finie du sol, il nous a semblé intéressant de généraliser nos travaux par le développement de codes de calcul applicables pour des sols stratifiés.

Dans le premier chapitre, nous avons souhaité décrire rapidement la phénoménologie de la foudre. Nous présentons ainsi la formation des nuages orageux et les diverses formes des coups de foudre. Ensuite, une description rapide des caractéristiques des décharges qui se produisent entre le nuage et le sol. Enfin, nous terminons cette première partie par les différentes caractéristiques et données expérimentales concernant le courant à la base du canal de foudre, la vitesse de l'arc en retour, ainsi que le champ électromagnétique rayonné.

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

Dans le troisième chapitre, nous présentons une formulation simplifiée dite « formulation de Wait » qui est adaptable au calcul du champ électrique vertical au niveau d'un sol stratifié. Dans ce même chapitre, nous présentons l'état de l'art correspondant au calcul du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié. Dans cette partie, nous passons en revue les travaux effectués dans

ce domaine depuis 1936 à nos jours. Nous décrivons ensuite la base théorique de la formulation de Wait.

Le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre en présence d'un sol stratifié fait l'objet du quatrième et dernier chapitre qui présente tout d'abord les principes de base de la méthode FDTD utilisée dans nos simulations ainsi que la description des conditions aux limites absorbantes (ABC) intervenant dans les calculs, suivie d'une validation du code de calcul développé dans le cadre de ce mémoire à travers la comparaison de nos résultats avec ceux publiés dans la littérature. Nous présentons ensuite, l'influence de la stratification (horizontale et verticale) sur les allures des champs électromagnétiques.

Enfin, nous concluons sur les résultats de notre travail et sur les perspectives de ce dernier.

# CHAPITRE I

## OBSERVATIONS EXPÉRIMENTALES DU RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE LA Foudre

### **I.1.Introduction**

Dans ce chapitre, une revue générale du rayonnement électromagnétique de la foudre sera présentée. Après une brève description de la phénoménologie de foudre, en particulier la phase dite de l'arc en retour associée à une décharge nuage-sol négative, les principales observations expérimentales relatives aux éclairs naturels et ceux déclenchés artificiellement seront revues.

Nous parlons enfin des différentes caractéristiques et données expérimentales concernant le courant à la base du canal de foudre, la vitesse de l'arc en retour et le champ électromagnétique rayonné.

### **I.2 Mécanisme de la formation de l'orage**

La foudre est définie par Uman [1] comme 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 d'orage appelés les cumulo-nimbus. Les orages les plus fréquents font suite à des fronts froids. A l'arrivée d'un de ceux-ci, la masse d'air froid s'infiltré sous l'air chaud et le soulève; ceci engendre des turbulences dans l'air chaud rejeté en altitude: ainsi se forment les nuages d'orage ou les cumulo-nimbus [2]. L'électrisation de ces nuages résulte d'un processus complexe, dont l'étude approfondie ne fait pas l'objet de ce travail.

La distribution des charges dans un nuage d'orage est présentée dans la figure I.1. La partie supérieure, constituée de glace, est chargée positivement (région P), tandis que la partie inférieure constituée de gouttelettes d'eau est chargée négativement (région N).

Souvent, un îlot de charges positives (région p) est enserré dans cette masse de charges négatives [3]. 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.

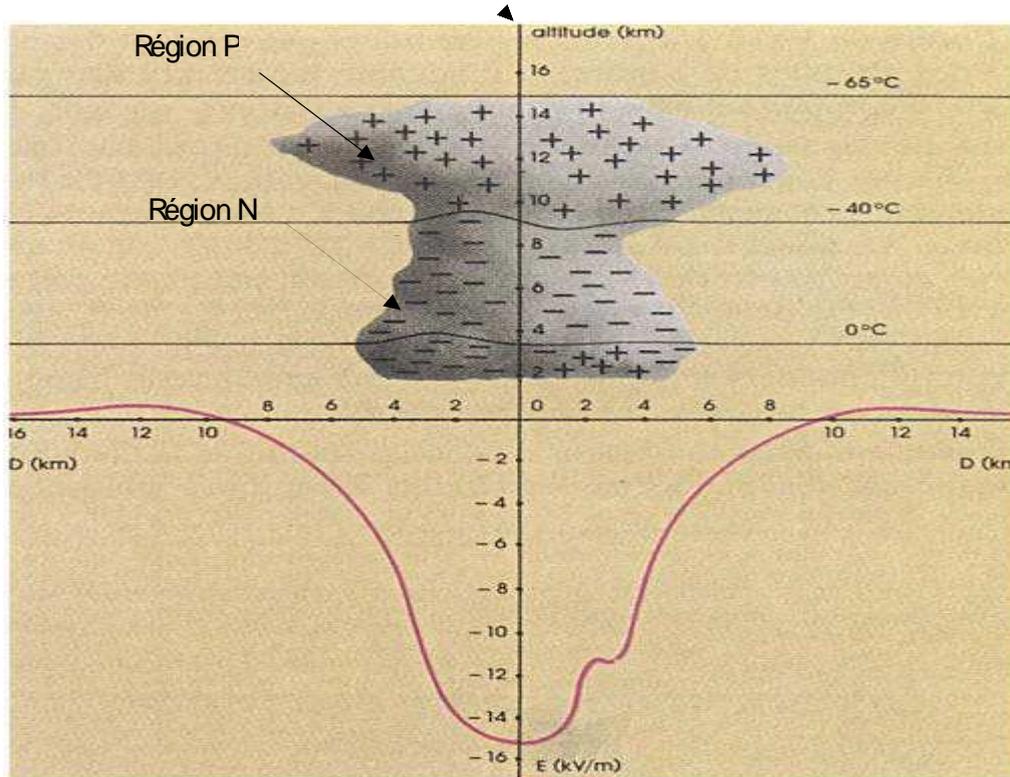


Figure I.1. Séparation des charges dans un nuage orageux [4]

### I.3 Catégories de coup de foudre

Bien que les décharges inter- et intra-nuages constituent plus de la moitié des décharges de foudre, ce sont surtout les décharges nuage-sol qui ont été l'objet d'études les plus poussées; ceci dû essentiellement aux raisons d'ordre pratique (cause de blessure et mort, incendies de forêts, et perturbations des systèmes électriques de télécommunication et de transport), et aussi du fait qu'il est plus facile de mesurer les caractéristiques optiques et électriques des décharges nuage-sol. Les décharges de foudre nuage-sol ont été subdivisées en quatre catégories. Ces catégories sont définies selon d'une part la direction, ascendante ou descendante, du *traceur* (*leader* en anglais) qui déclenche la décharge, et d'autre part le signe de la charge portée par le traceur, positive ou négative. La figure ci-dessous illustre les quatre catégories des décharges nuage-sol.

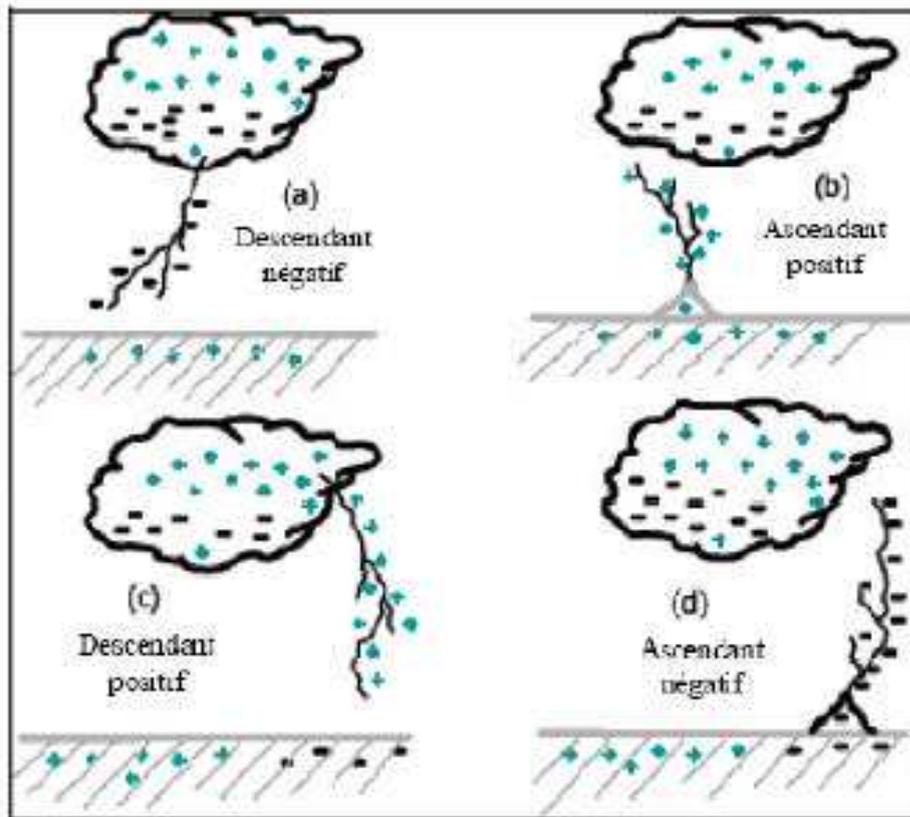


Figure 1.2 classification des coups de foudre selon Berger et al. [5]

Dans les régions tempérées, plus de 90% des coups de foudre nuage-sol sont de la catégorie 1. Ce type de décharges, appelées décharges négatives, peuvent par conséquent être considérées comme la forme la plus commune des décharges nuage-sol. Cette forme de décharge est déclenchée par un traceur descendant chargé négativement. Les coups de foudre appartenant à la 3ème catégorie sont aussi déclenchés par un traceur descendant, mais chargé positivement (décharge dite positive). Cette catégorie regroupe moins de 10% des décharges nuage-sol. Enfin, les décharges des catégories 2 et 4 qui sont déclenchées par des traceurs ascendants, sont relativement rares et apparaissent généralement aux sommets des montagnes ou des longues structures.

#### I.4 Décharge négatives nuage-sol

Une décharge négative (nuage-sol) typique apporte une quantité de charge négative de quelques dizaines de Coulomb à la terre. La décharge totale est appelée *éclair* et a une durée de l'ordre de 0.5 seconde. Chaque éclair est constitué de plusieurs composantes de décharge dont typiquement trois ou quatre impulsions de courant de forte amplitude dites *arcs en retour*. Chaque arc en retour dure environ 1 ms, la séparation entre deux arcs en retour

successifs étant typiquement plusieurs dizaines de millisecondes. La figure I.3 illustre le processus d'un éclair négatif; plusieurs phases peuvent y être distinguées:

La *décharge préliminaire* (*preliminary breakdown*, en anglais) intervient à l'intérieur du nuage, très probablement entre les régions N et p. Cette décharge déclenche le développement d'un canal chargé négativement vers le sol appelé *traceur par pas* (*stepped leader*). La progression de ce canal s'effectue par une série de bonds (ou pas) lumineux successifs, chaque bond ayant une longueur de quelques dizaine de mètres et une durée d'environ 1 microseconde; deux bonds successifs sont séparés par une pause de l'ordre de 50 microsecondes. Le traceur apporte une quantité de charges négatives de l'ordre de 10 Coulomb vers le sol avec une vitesse moyenne de  $2 \cdot 10^5$  m/s. A chaque pas du traceur correspond une impulsion de courant d'amplitude supérieure à 1 kA.

Ces dernières sont associées à des impulsions de champs électrique et magnétique d'une durée d'environ 1 microseconde et des temps de montée inférieurs à 0.1 microseconde. A l'approche du sol, le traceur dont le potentiel par rapport à la terre est environ -10 MV provoque une intensification du champ électrique et initie une ou plusieurs décharges ascendantes (*upward-connecting leader*): cette phase est appelée le *processus d'attachement* (*attachment process*).

La jonction entre une des décharges ascendantes et le traceur par pas 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 microsecondes. 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.

Après la phase de l'arc en retour, l'éclair peut disparaître. Néanmoins, si une quantité résiduelle de charges est encore présente au sommet du canal, il se développe dans le canal précédemment tracé un *traceur obscur* (*dart leader*) à une vitesse de l'ordre de  $3 \cdot 10^6$  m/s apportant une charge d'environ 1 Coulomb associée à 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* [1], se manifeste; il existe cependant un doute quant à l'influence de cette activité et le déclenchement du traceur obscur. Le traceur obscur déclenche enfin l'*arc en retour subséquent* (*subsequent return stroke*), (Figure I.4). Le courant des arcs en retour

subséquents mesurés à la base du canal ont généralement un temps de montée plus rapide que le courant du premier arc en retour. 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 (*continuing current*) qui draine la charge résiduelle de la cellule orageuse.

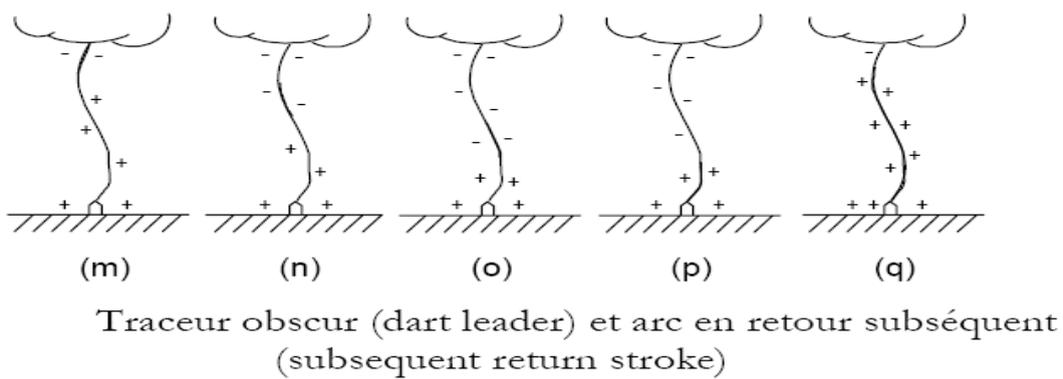
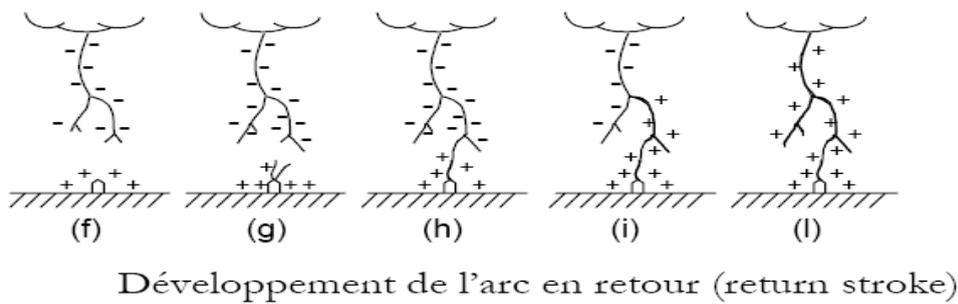
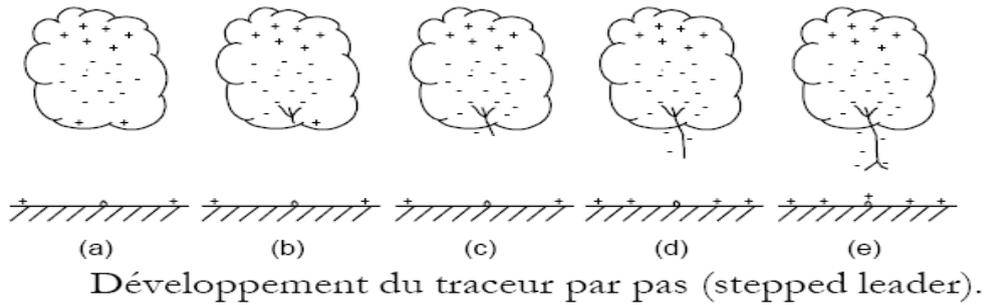


Figure I.3 illustration des différentes phases d'une décharge négative nuage-sol [2]

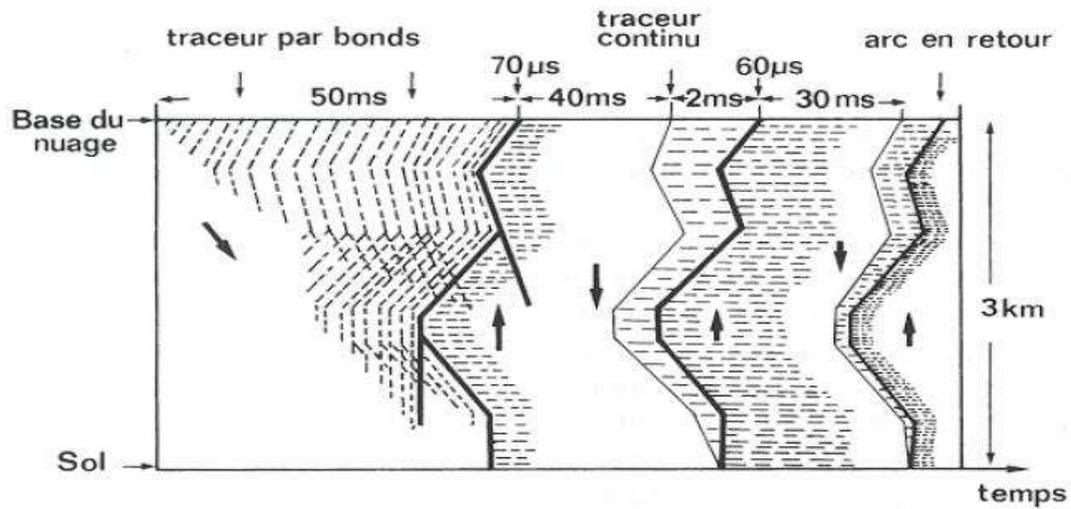


Figure I.4. Séquence traceur descendant- arc en retour dans un éclair [1]

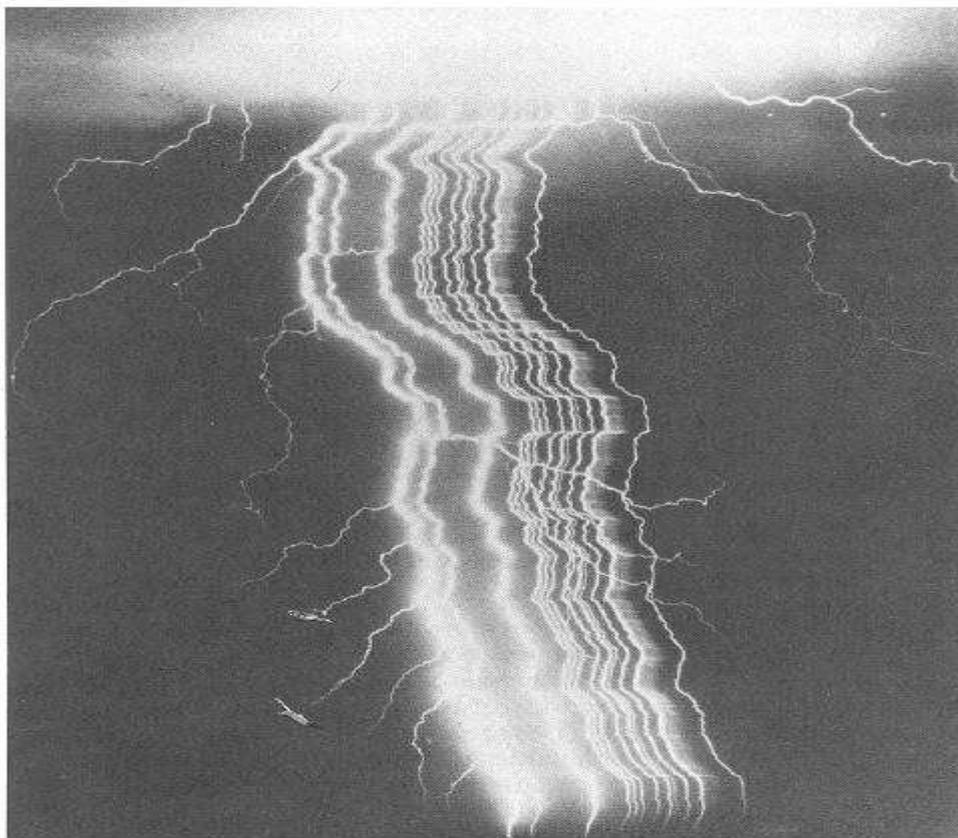


Figure I.5 Photographie (technique strie) d'un éclair comportant 12 arcs en retour (séquence temporelle : de gauche à droite). Le premier est à gauche et comporte des branches. [1]

## **I.5 Observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques :**

La phase de l'arc en retour (premier et subséquent) a constitué durant ces dernières décennies un souci majeur pour les chercheurs dans ce domaine en raison des variations très brutales et des amplitudes très élevée du courant mis en jeu dans cette phase. En effet, plusieurs expériences ont été effectuées lors de campagnes de mesures, comprenant des enregistrements du courant et des champs électromagnétiques associés, ont été menées dans le monde, principalement en Russie, en Afrique du Sud, en Allemagne, au Japon et en Autriche. Nous pouvons citer à titre d'exemple ceux de:

- Visacro et al. [6] ont présenté une analyse statistique des paramètres dérivés des mesures de courant de foudre sur la tour Morro do Cachimbo au Brésil d'une hauteur de 60m près de Belo Horizonte. Un total de 31 flashes descendants avec près de 80 coups de foudre ont été enregistrés sur une période de 13ans.
- Takami et Okabe [7] ont présenté des courants d'arc en retour de foudre directement mesurés au sommet de 60 tours de transmission au japon dont les hauteurs varient de 40 à 140 m. Un total de 120 ondes de forme de courant de coups de foudre négatifs a été obtenu entre 1994 et 2004.
- Diendorfer et al. [8] ont analysés les paramètres de 457 flashs négatifs d'arc en retour de foudre initiés de la tour Gaisberg on Autriche de 100m de hauteur entre 2000 et 2007.

### **I.5.1.Caractéristiques du courant d'arc en retour :**

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

1. Déclenchement artificiel de la foudre. (Figure I.6 et I.7)
2. L'utilisation des tours instrumentées. (Figure I.8)

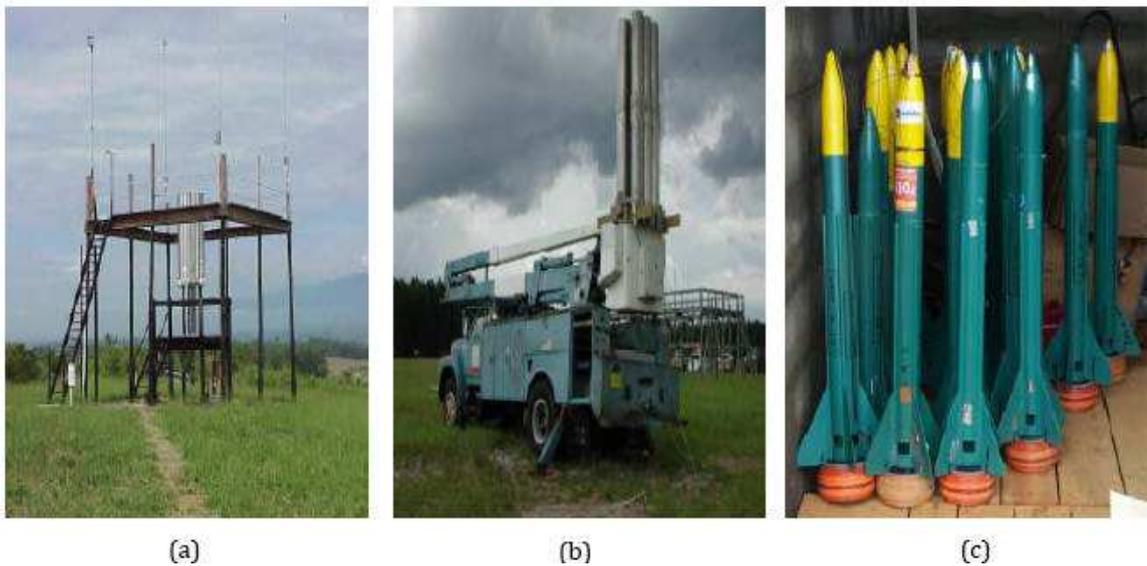
Dans les deux techniques, l'idée principale est d'augmenter la probabilité des impacts de la foudre aux points prédéfinis.

La technique du déclenchement artificiel de la foudre permet de provoquer celle-ci lors de passage de nuage orageux et de l'attirer en un lieu déterminé. A l'approche d'un nuage orageux, on lance en direction du nuage une petite fusée qui déroule derrière elle un mince fil métallique s'échappant d'une bobine. Lorsque la fusée atteint une certaine hauteur,

typiquement 200 à 300 m, un traceur ascendant est déclenché du sommet de la fusée. Le courant de foudre s'écoule alors le long du fil métallique, tout en le volatilisant.



*Figure I.6 exemple d'un déclenchement artificiel de la foudre en Florida [9]*



*Figure I.7. Lanceurs et fusées utilisés lors d'un déclenchement artificiel de la foudre  
(a) lanceur fixe, (b) lanceurs mobile et (c) fusées [10]*



*Figure I.8 exemple de mesure de courant de foudre en utilisant une tour instrumentée. Tour CN à Toronto au Canada [9].*

#### a. Données obtenues en utilisant de petites tours (moins de 100m)

La description la plus complète du courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre est donnée par l'équipe de professeur Berger (rapporté par Uman [1]), qui durant les années 1950-1980 a exploité une station expérimentale au sommet de Monte San Salvatore, Lugano, suisse. La mesure du courant a été effectuée au sommet de deux tours de 55m de haut.

Environ 15% des mesures rapportées par l'équipe du Prof. Breger sont dues à des traceurs descendants. La plupart des décharges sont initiés par des traceurs ascendants positifs et négatifs.

La figure I.9 illustre les formes moyennes des courants typiques correspondant aux arcs en retour premier et subséquent d'une décharge négative. Dans cette figure, il est possible de voir un temps de montée rapide du courant correspondant à l'arc en retour subséquent. La distribution statistique des principaux paramètres du courant est présentée dans le tableau I.1.

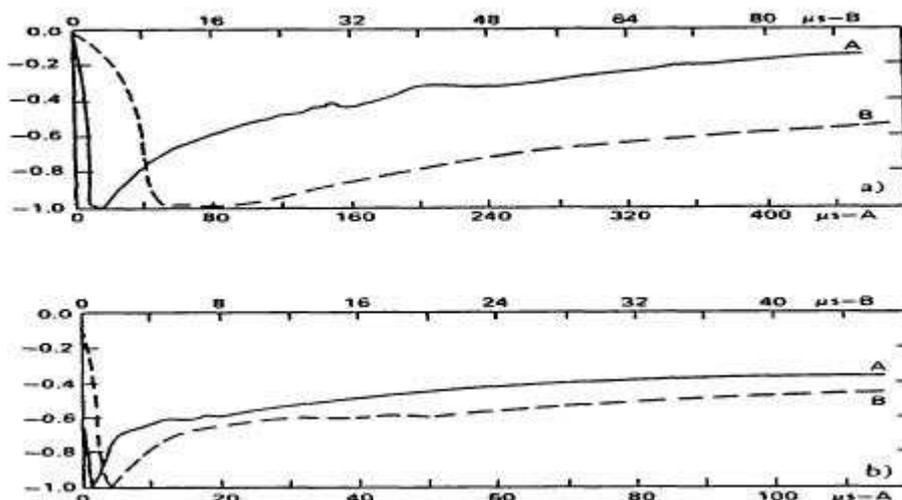


Figure I.9 Forme moyenne normalisée de l'arc en retour. (A) premier, (B) subséquent [5]

Tableau I.1. Paramètres du courant d'un coup de foudre descendant négatif [5]

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

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

- Les amplitudes du courant du premier arc en retour sont supérieures à celles des arcs en retour subséquents.
- La valeur maximale de la variation du courant dans le cas d'un arc subséquent est supérieure à celle du premier arc en retour.
- Le temps de montée du courant de l'arc en retour subséquent est plus rapide que celui d'un courant du premier arc en retour.
- La durée de l'impulsion du courant de l'arc en retour subséquent est inférieure à celle du premier arc en retour.

#### b. Données obtenues en utilisant des tours élevées (plus de 100m)

##### ❖ la tour d'Ostankino à Moscow[11]

Cette tour est de 540m de hauteur, le courant est mesuré dans trois endroits de la tour: 47m, 272m et 533m (Figure I.10).

On remarque que la forme de 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. Bermudez [6] rapporte que ceci est dû aux réflexions multiples de l'onde de courant au sommet avec un coefficient négatif et les réflexions multiples à la base de la tour avec un coefficient positif.

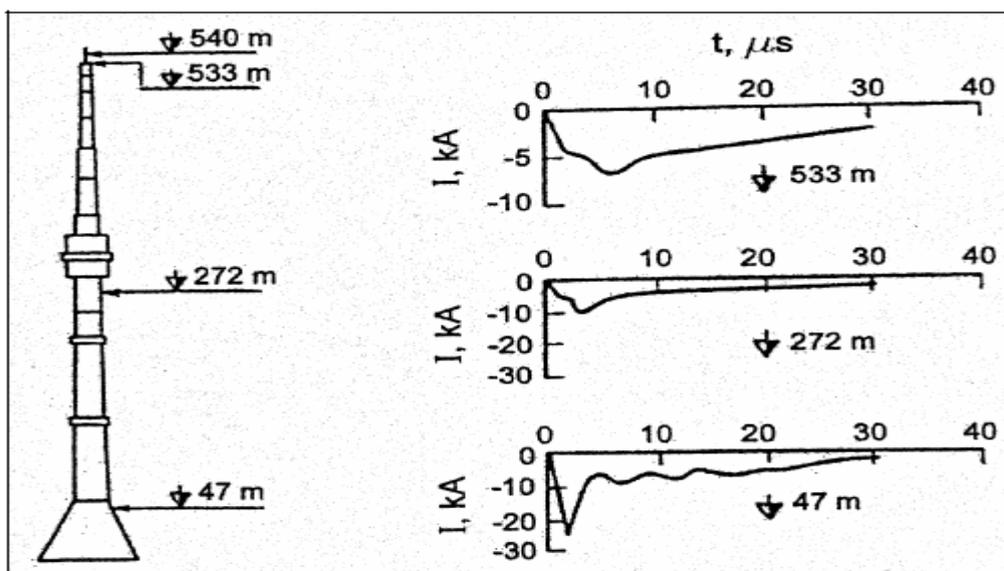


Figure I.10 formes du courant à 47m, 272m et 533m, sur la tour d'Ostankino, Moscow [11]

❖ **La tour CN à Toronto au Canada**

La tour CN est de hauteur de 553m, le courant de l'arc en retour est mesuré à 474m et à 509m. les mesures effectuées en 1999 sont présentées sur la figure I.11

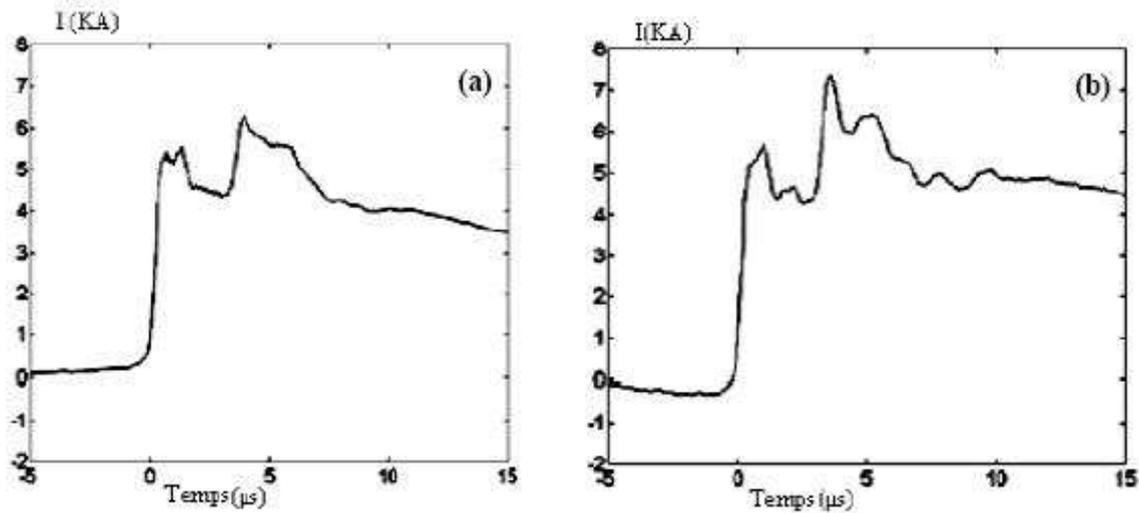


Figure I.11 courant de l'arc en retour, (a) 509m et (b) 474m [9]

**c. Données obtenues en utilisant le déclenchement artificiel de la foudre**

Cette technique donne en plus des informations sur le courant à la base du canal de foudre, le champ électromagnétique associé. La figure I.12 illustre une séquence d'événements lors d'un déclenchement artificiel « classique » de la foudre.

Rakov [12] a résumé les caractéristiques du courant de l'arc en retour, à savoir le pic du courant et le pic de sa dérivées à partir de deux campagnes expérimentales l'une en France et l'autre en Floride comme il est indique au tableau I.2

Tableau I.2 caractérisation du courant de l'arc en retour [12]

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

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 I.1)

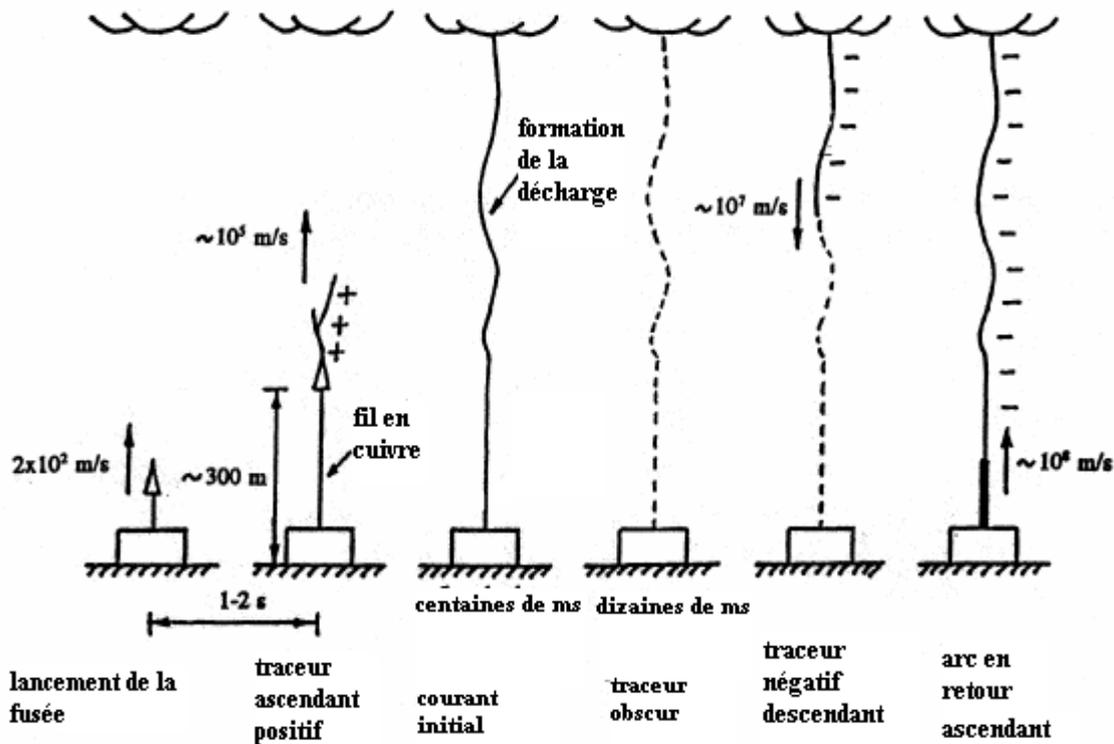


Figure I.12 séquence d'événements d'un déclenchement artificiel classique de la foudre [12]

La technique du déclenchement artificiel de la foudre constitue un outil très fiable pour bien comprendre la phénoménologie d'une foudre naturelle [10]. En effet, les résultats obtenus par cette technique seront virtuellement impossibles à obtenir à partir des recherches faites sur une foudre naturelle à cause de l'aspect aléatoire de la foudre tant sur le plan spatial que sur le plan temporel.

### I.5.2. Caractéristique de la vitesse de l'arc en retour

Les données expérimentales publiées par *Idone* et *Orville* [13] illustrent que :

- La vitesse de l'arc en retour décroît en fonction de la hauteur, cette décroissance est plus marquée pour les premiers arcs en retour.
- La vitesse des arcs en retour subséquents est en général plus grande que celle des arcs en retour premiers, les valeurs moyennes pour 17 premiers arcs en retour et 46 arcs en retour subséquents sont, respectivement, 96 m/ $\mu$ s et 120 m/ $\mu$ s.

Récemment, en 2002, des mesures ont été effectuées sur un coup de foudre tombant sur la tour CN au Canada, les vitesses mesurées ont une moyenne de 120 m/ $\mu$ s avec un maximum de 154 m/ $\mu$ s et un minimum de 65.4 m/ $\mu$ s [9].

*Rakov* [14] rapporte que la vitesse de l'arc en retour est inférieure à la vitesse de la lumière pour les raisons suivantes:

Le canal de foudre 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 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.5.3. Caractérisation du Champ électromagnétique rayonné par la foudre à différentes distances du point d'impact :**

#### **•Distances supérieures à 1km**

Les figures I.13 et I.14 présentent les caractéristiques des champs électriques et magnétiques en fonction de la distance du point d'impact selon Lin et al [15]. Dans ces figures les courbes en trait continu correspondent aux premiers arcs en retour et celles en traits discontinus aux arcs en retour subséquents.

On remarque que, pour des distances de quelques kilomètres :

Le champ électrique vertical, après quelques dizaines de microsecondes, est dominé par la composante électrique du champ électrique total, c'est la seule composante du champ électrique qui n'est pas nulle après que le courant de l'arc en retour cesse de se propager le long du canal de foudre.

La composante azimutale du champ magnétique, pour des temps similaires, est dominée par la composante magnétostatique du champ magnétique total, la composante qui présente des bosses (hump) du champ magnétique (figure I.14)

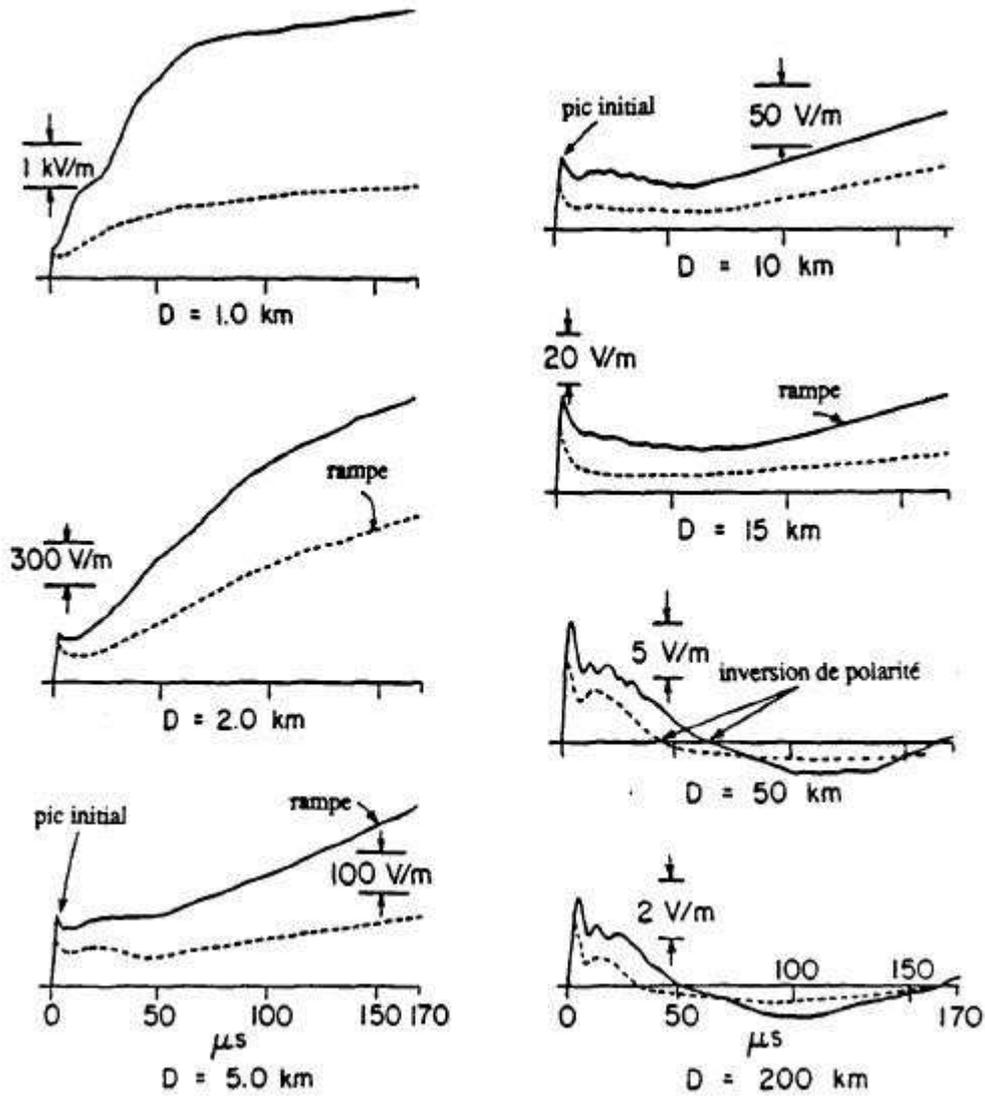


Figure I.13 Champs électrique (composante verticale) typique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 km a 200km du point d'impact. [15]

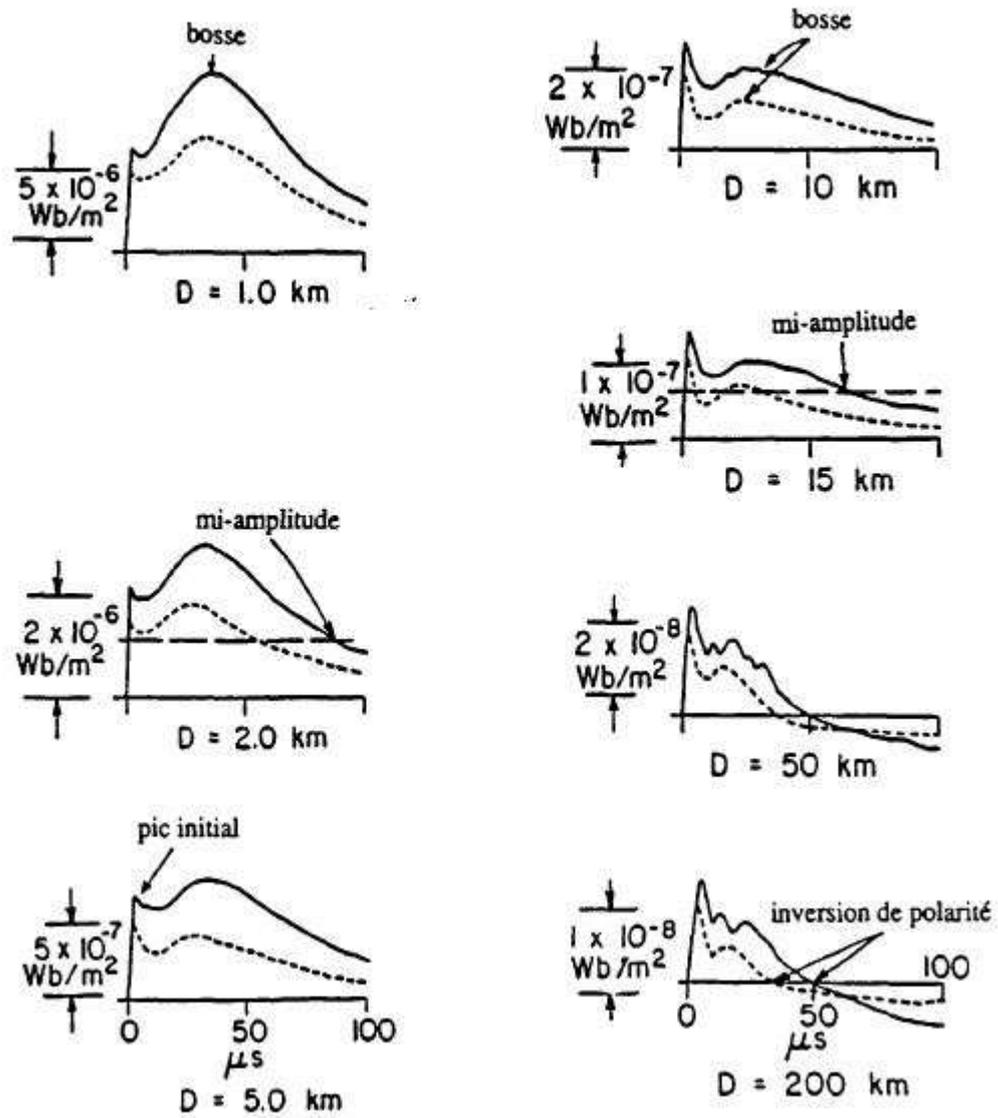


Figure I.14. Champs d'induction magnétique typique correspondant à un premier arc en retour (trait continu) et à un arc en retour subséquent (pointillés) à des distances variant de 1 km à 200 km du point d'impact. [15]

Les champs électriques et magnétiques lointains ont essentiellement la même forme d'onde, et présentent une inversion de polarité. Les deux champs sont essentiellement composés de la composante rayonnée des champs totaux, caractérisé par un pic initial suivi par une inversion de polarité à quelques dizaines de microsecondes. En pratique, le temps de montée rapide, observé à toutes les distances est un paramètre extrêmement important dans l'évaluation du couplage du champ électromagnétique avec une ligne aérienne de transport d'énergie électrique ou avec un câble souterrain.

La valeur moyenne du pic initial du champ électrique normalisée à 100km, est généralement comprise entre 6 et 8 V/m dans le cas du premier arc en retour et entre 4 et 6 V/m pour l'arc en retour subséquent. Ces valeurs peuvent être utilisées comme un indicateur pour la calibration ou pour la sélection des valeurs de seuil dans les mesures du champ électromagnétique [9]. Néanmoins, des facteurs externes, par exemple la conductivité électrique du sol, la présence des tours élevées, peuvent modifier les caractéristiques de ce champ électromagnétique.

D'autres caractéristiques de champs électriques et magnétiques ont été l'objet de beaucoup d'études et de mesures dans plusieurs campagnes expérimentales dans le monde. Par exemple, il a été trouvé que l'instant de changement de polarité du champ électrique et magnétique (figure I.13 et I.14) change significativement en fonction des conditions météorologiques, environ 50 $\mu$ s pour le premier arc en retour observé dans les mesures faites en Floride et en Suède alors que ce temps vaut 90 $\mu$ s dans les mesures faites en Sri Lanka. Néanmoins, l'arc en retour subséquent présente une valeur moyenne de 40 $\mu$ s dans ces trois régions (Florida, Suède et Sri Lanka) [1].

La figure I.15 donne les formes détaillées du champ électrique rayonné normalisé à une distance de 100Km. On remarque des petites impulsions notées (L) correspondant au traceur par pas, ces impulsions sont suivies d'un front lent (F) et une transition rapide (R) correspondant à la phase du premier arc en retour (Figure I.15.a). Après la transition rapide, on distingue un petit pic secondaire a et les pics subsidiaires plus marqués a, b et c.

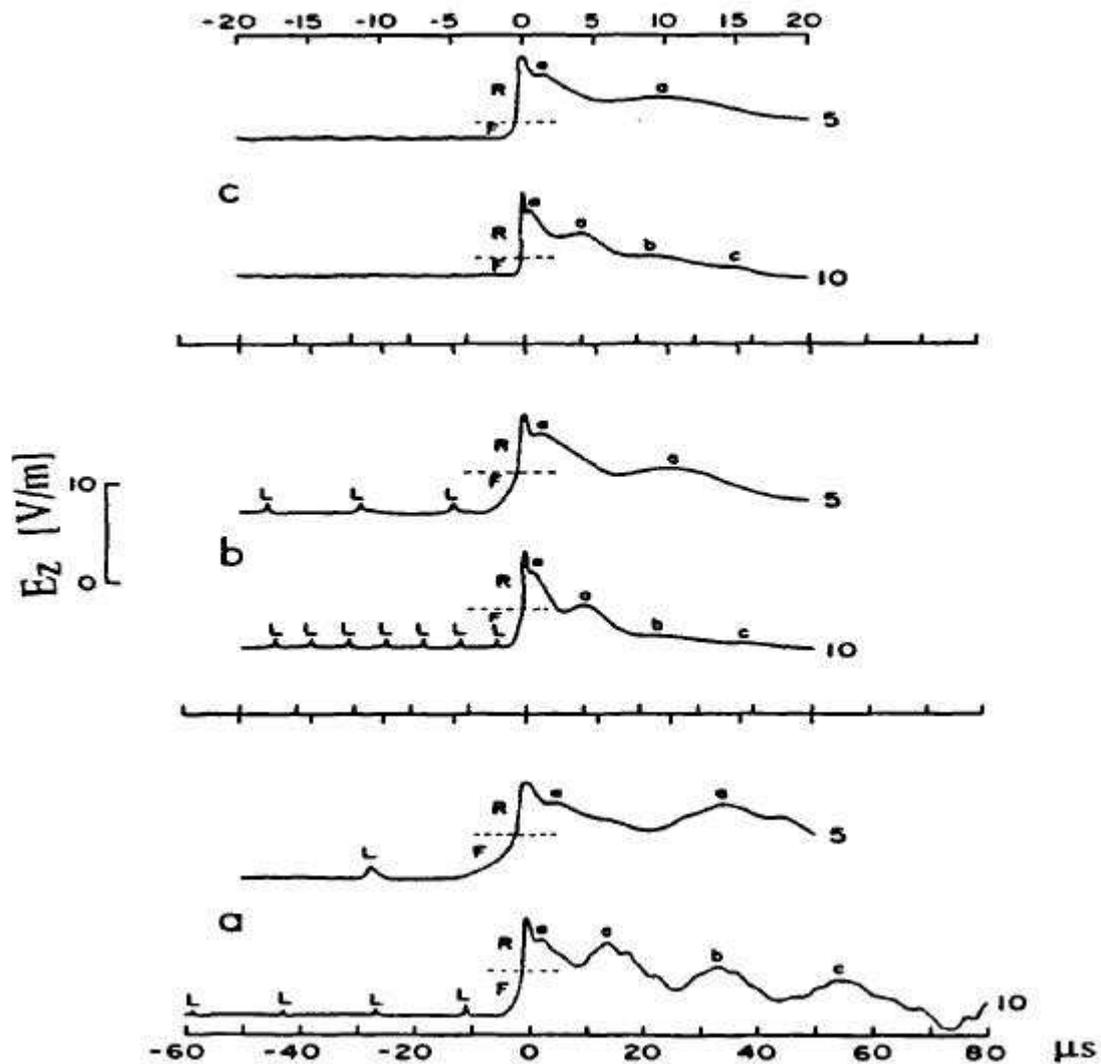


Figure I.15. Formes détaillées du champ électrique rayonné normalisé d'une distance de 100km.

a) premier arc en retour

b) arc en retour subséquent précédé d'un traceur obscur par pas

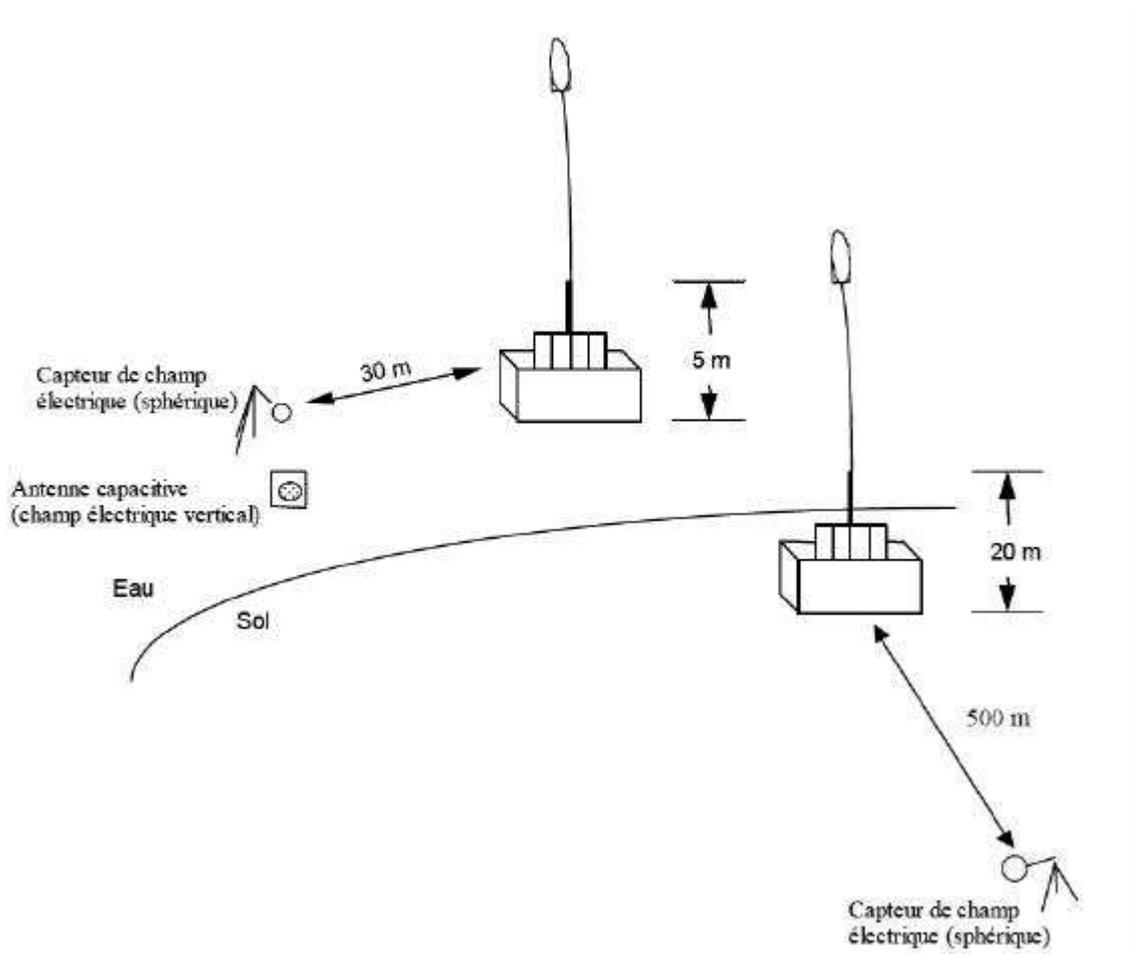
c) arc en retour subséquent précédé d'un traceur obscur. [2]

Le comportement est similaire dans le cas de l'arc en retour subséquent (Figure I.15.b et I.15.c), c'est-à-dire, un front lent F et une transition rapide R, mais dans ce cas, le front lent F est plus rapide que dans le cas précédent et la transition rapide R occupe une large portion de temps de montée.

**• Distances inférieure à 1 km :**

Les mesures des champs électromagnétiques rayonnés par la foudre à des distances proches (inférieures à 1km) sont faites en utilisant la technique du déclenchement artificiel de la foudre. Les mesures des champs électriques à 30m et 500m du canal de foudre sont présentées dans la référence [16].

Dans la figure I.16, 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.16. Campagne expérimentale de mesure du champ électrique vertical à 500m et 30m. [16]*

Rubinstein et al [16] ont analysé 40 formes d'ondes du champ électrique à 500m et 8 m formes à 30m. La figure I.17 donne l'allure du champ électrique vertical mesuré à 500m, correspondant à la phase traceur-arc en retour. La durée de l'onde est de  $800\mu\text{s}$ . 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 [9]. 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 probablement associé avec le commencement de la progression positive et rapide du champ électrique vertical [10] (Figure I.17 et I.18).

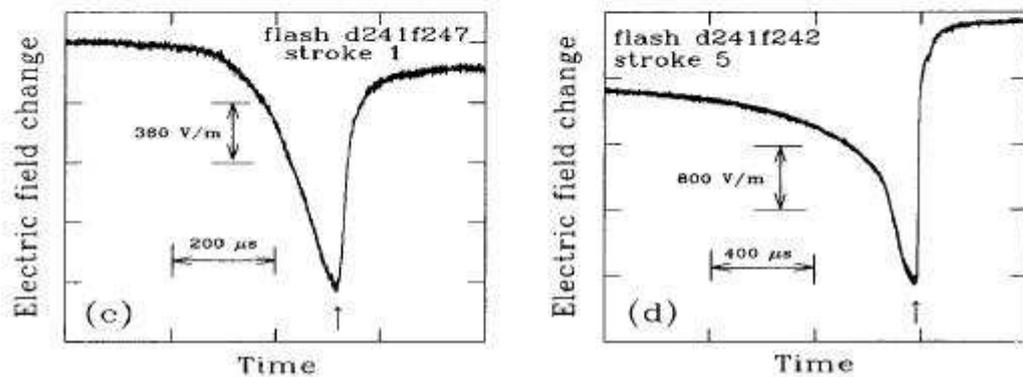


Figure I.17. Champs électrique vertical mesuré à 500m du point d'impact de la foudre. Les flèches indiquent le commencement de la phase de l'arc en retour [16]

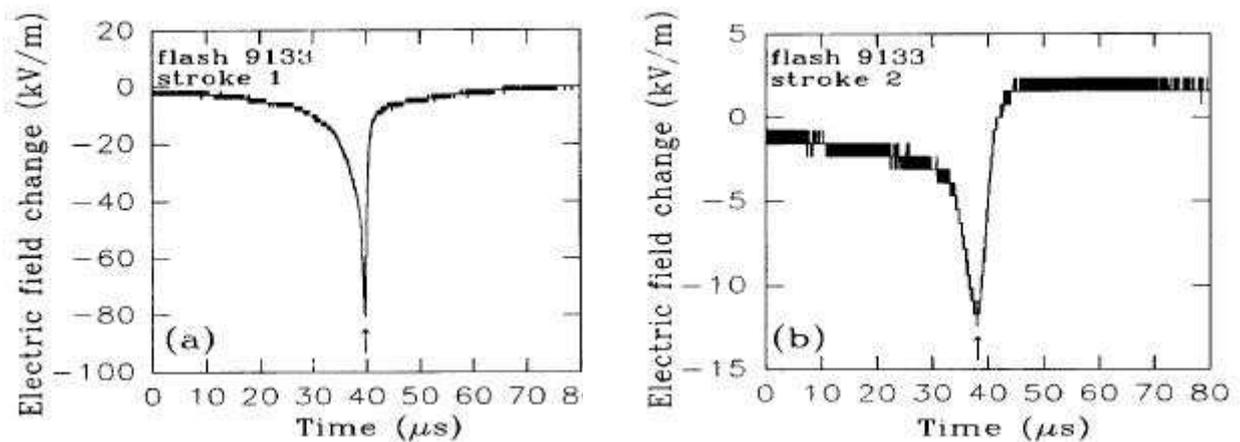


Figure I.18. Champs électrique vertical mesuré à 30m du point d'impact de la foudre. Les flèches indiquent le commencement de la phase de l'arc en retour [16]

**I.6. Conclusion:**

Dans ce chapitre consacré au rayonnement électromagnétique de la foudre nous retenons les points suivants :

1. L'estimation de la valeur moyenne du pic du courant d'arc en retour peut être obtenue à partir de celle du pic du champ électrique associé.
2. Le courant mesuré sur des tours instrumentées est contaminé par les réflexions multiples au sommet et à la base de ces tours. Ce problème est devenu ces dernières années un axe de recherche principal pour les chercheurs dans le domaine de foudre, leur but est d'extraire le courant réel (injecté d'une part dans le canal foudre et d'autre part au sommet de la tour) à partir du courant mesuré.
3. La vitesse des arcs en retour subséquents est en général plus grande que celle des arcs en retour premiers.
4. 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. Ces paramètres, ainsi que le pic du courant, sont de grande importance dans la réalisation de l'isolement dans les installations contre la foudre.
5. Le champ électrique vertical, a des distances proches du canal de foudre, est dominé par la composante électrostatique, la composante azimutale du champ magnétique est dominée par la composante magnétostatique. Par contre, le champ électromagnétique lointain est composé essentiellement de la composante rayonnée.

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

## CHAPITRE II

# MODÉLISATION DU RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE LA FOUDRE

**II.1 Introduction :**

En plus des dommages que peuvent provoquer les coups de foudre directs sur les différentes structures (ligne de transport d'énergie électrique, système de télécommunications, sous-station, aéroports, centres de contrôle...), les champs électromagnétiques rayonnés par des décharges de foudre constituent une importante contrainte à laquelle les systèmes électriques et leurs composants sont exposés. Par conséquent, la connaissance des champs électromagnétiques rayonnés par la foudre et particulièrement lors de la phase de l'arc en retour, à cause de sa forte agressivité électromagnétique, est très utile pour mieux dimensionner les systèmes de protection vis-à-vis de cette agression électromagnétique.

Expérimentalement, l'étude de la foudre est très délicate à mener vu l'aspect aléatoire qui caractérise ce phénomène et l'impossibilité de contrôler l'instant et le lieu où elle peut frapper. Bien qu'il soit possible depuis quelques décennies de déclencher artificiellement la foudre, la physique du phénomène n'est pas encore maîtrisée et beaucoup de questions restent encore sans réponses. De plus, les essais en grandeur nature sont coûteux et lourds à mettre en œuvre. C'est pourquoi, disposer d'un modèle prédictif du rayonnement électromagnétique de la foudre serait très utile pour une caractérisation bien détaillée sur le plan spatio-temporel. En effet, l'intérêt de la modélisation de la foudre réside dans sa capacité de prédire les caractéristiques de cette dernière de la façon la plus conforme possible aux caractéristiques expérimentales. Cela permet ainsi de réduire les temps et les coûts de l'expérimentation. La validation d'un modèle passe donc par la comparaison des résultats de simulation qu'il fournit avec les résultats expérimentaux.

Dans ce chapitre, nous décrivons les différents modèles de l'arc en retour. On s'intéressera en particulier aux modèles selon lesquels il existe une relation relativement simple entre la distribution du courant le long du canal et le courant à la base du canal, cette description sera suivie par la caractérisation et la représentation du courant à la base du canal, on passera ensuite à présenter la formulation, la plus utilisée dans la littérature, du champ électromagnétique généré par un coup de foudre ; au dessus et en dessous d'un sol et les approximations liées à la prise en compte de la conductivité finie du sol.

## II.2 Modélisation du canal de foudre de la phase d'arcs en retour :

### II.2.1 Classification des modèles d'arc en retour :

Durant les dernières décennies, plusieurs modèles de l'arc en retour avec différents degrés de complexité ont été développés à fin de permettre d'évaluer son rayonnement électromagnétique. L'une des difficultés majeures liée à la modélisation du canal de foudre réside dans le fait que le courant ne peut être mesuré qu'à la base du canal ; or, pour déterminer le champ électromagnétique rayonné, il est nécessaire de connaître la distribution spatio-temporelle du courant dans le canal. Ces modèles ont fait l'objet de plusieurs revues durant ces dernières années (voir par exemple : Thottappillil et al. [17] (1997), Rakov et al. [3] (1998), Gomes et al. [18] (2000), Rakov[19] (2002), Baba et al.[20] (2003), Visacro[21] (2004), Baba et al.[22] (2005), Theethayi et al.[23] (2005). Ainsi, dans la référence [37] les modèles de l'arc en retour sont classés en quatre catégories :

#### a) **Modèles physiques :**

Ils sont basés sur les études réalisées dans des laboratoires de recherches sur les décharges électriques depuis une cinquantaine d'années, leurs applications sur le mécanisme de la foudre se distinguent d'être, du point de vue conceptuel, comme les modèles les plus complets et les plus performants. Ils utilisent une approche physico-chimique décrivant l'évolution d'une décharge électrique dans un plasma contenu dans un volume cylindrique. Ils font intervenir les équations de conservation de masse et d'énergie, les équations d'état et les équations de Maxwell. Cependant, en dépit de leur rigueur théorique, ces modèles sont lourds [3], [24], car ils nécessitent une connaissance des différents paramètres physiques difficiles à déterminer avec précision tels que les coefficients d'ionisation et de recombinaison de l'air, les propriétés thermodynamiques du canal ; les conductivités thermiques et électriques du canal,...etc.

#### b) **Modèles électromagnétiques :**

Dans ces modèles, la théorie des antennes est adoptée pour modéliser le canal de foudre. La distribution spatio-temporelle du courant le long du canal est obtenue par le biais de la résolution numérique des équations de Maxwell. Le calcul du champ électromagnétique s'effectue ; en général, par l'utilisation de la méthode des moments [25], [26].

c) **Modèles RLC :**

Ces modèles sont aussi connus sous le nom « modèles des lignes de transmission ». La décharge de foudre est représentée comme un processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par une résistance, une inductance et une capacité. Ce type de modèles est utilisé pour déterminer le courant de foudre en fonction du temps et de la hauteur et par la suite le calcul du champ électromagnétique rayonné [23], [27].

d) **Modèles d'ingénieur :**

Ce sont les modèles les plus utilisés par la communauté scientifique. Dans ces derniers, la distribution spatio-temporelle du courant de foudre est basée sur les observations expérimentales des caractéristiques de l'arc en retour comme le courant à la base du canal et la vitesse de l'arc en retour [3]. Ces modèles sont connus par leur simplicité, l'aspect physique de l'arc en retour n'est pas pris en compte, l'objectif de l'utilisation de ces modèles est de reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales du champ électromagnétique pour des distances allant de quelques dizaines de mètres à quelque centaines de kilomètres [10]. Dans ce qui suit, on adoptera les modèles d'ingénieur comme modèle de l'arc en retour pour deux raisons essentielles :

- La première liée au faible nombre de paramètres ajustables caractérisant ces modèles.
- La deuxième raison est liée au fait que la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre est reliée au courant à la base du canal par une expression simple.

**II.2.2 Modèles d'ingénieur :**

Les modèles les plus populaires dans cette classe sont :

**II.2.2.1 Modèle de Bruce et Golde (BG)**

Il s'agit là d'un des premiers modèles dans le genre et probablement le plus simple [2], [3]. Il a été développé par Bruce et Golde en 1941 [28]. En effet, ces auteurs avaient modélisé le canal de foudre par une antenne verticale de très faible section, parcourue par une impulsion de courant qui se propage à une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière, cette propagation ne subit ni déformation ni atténuation, le courant  $i(z',t)$  à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour est égal au courant à la base du canal ; à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour, comme dans tous les autres modèles, le courant est nul :

$$\begin{cases} i(z',t)=i(0,t) & z' \leq v_f t \\ i(z',t)=0 & z' > v_f t \end{cases} \quad \text{II.1}$$

- $z'$ : altitude le long du canal
- $v_f$  : vitesse de propagation de l'onde dans l'arc en retour.

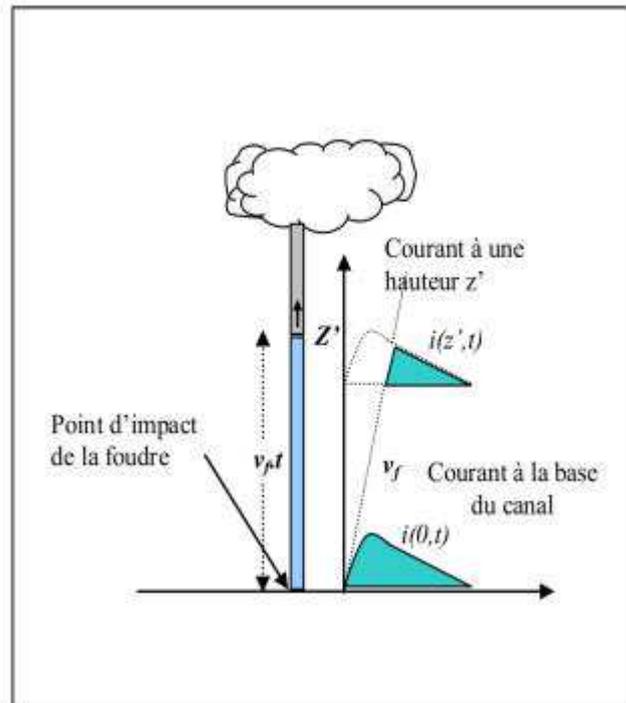


Figure II-1: Propagation dans l'arc en retour par le modèle de BG

Cette distribution du courant présente une discontinuité au front de l'arc en retour, ce qui correspond à un transfert de charge instantané du canal à l'arc en retour, ce qui est physiquement impossible. Outre que la discontinuité, une autre limitation de ce modèle réside dans la supposition que le courant en chaque point le long du canal s'ajuste instantanément à la grandeur du courant à la base à cet instant. Cette hypothèse n'est valable que dans le cas où la vitesse de propagation du courant est infinie. Le phénomène devient instantané, aussi physiquement impossible [29].

### II.2.2.2 Modèle Ligne de transmission (TL)

Ce modèle assimile le canal de foudre à une ligne de transmission sans pertes où une impulsion de courant se propage à partir du sol à la vitesse de l'arc en retour  $v_f$ .

Ce modèle fut présenté par Uman et Mclain en 1969 [30]. La distribution du courant est définie par :

$$\begin{cases} \mathbf{I}(z',t)=\mathbf{I}(0,t-z'/v) \text{ si } z'=vt \\ \mathbf{I}(z',t)=0 \text{ si } z'>vt \end{cases}$$

II.2

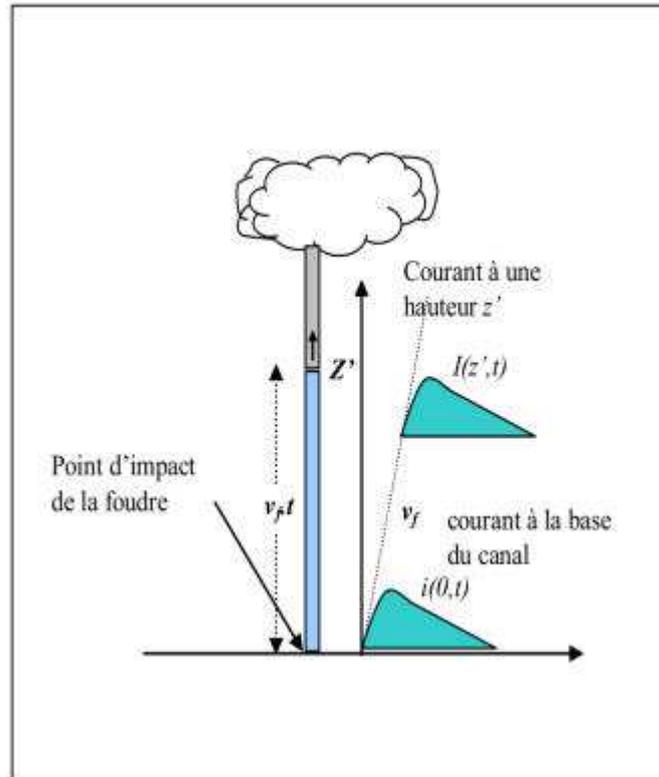


Figure II-2 : Modèle de propagation selon la méthode TL

Etant donné que l'intensité du courant le long du canal de foudre reste constante cela empêche tout transfert de charge entre le traceur et l'arc en retour. Or, des résultats obtenus à partir d'observations optiques ont montré que l'amplitude et la forme du courant changent en fonction de la hauteur [10] et les mesures des variations du champ électrique associé au traceur ont mis en évidence que le traceur est bel et bien porteur d'une certaine quantité de charge [2], [31].

### II.2.2.3. Modèle de la ligne de transmission modifié -MTL

#### 1. Modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance exponentielle-MTLE

Dans les travaux de Nucci et al. [32] (1988), Nucci et Rachidi [33] (1989) et Rachidi et Nucci [34] (1990), une modification du modèle TL a été proposée afin de pallier ses défauts tout en gardant sa simplicité. Ainsi, la nouvelle distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre s'écrit selon ces auteurs comme suit :

$$\begin{cases} I(z',t)=I(0,t-z'/v)*\exp(-z'/?) \text{ si } z'=vt \\ I(z',t)=0 \text{ si } z'>vt \end{cases} \quad \text{II.3}$$

Le paramètre ? représente le taux de décroissance de l'intensité du courant le long du canal ; sa valeur a été déterminée par Nucci et Rachidi [33]. Selon les travaux publiés par Lin et al. en 1979 [15] et en 1980 [35], cette valeur est comprise dans l'intervalle [1.5, 2] km. A noter que le paramètre a été introduit dans la formulation du courant le long du canal afin de prendre en compte le transfert de charges entre le traceur et l'arc en retour.

## 2. Modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance linéaire-MTLL

Une autre modification du modèle TL a été proposée en 1987 par Rakov et Dulzon [36].

Dans leur modèle appelé MTLL, la décroissance de l'amplitude du courant le long du canal de foudre est linéaire. La distribution spatio-temporelle du courant est définie par l'expression:

$$\begin{cases} I(z',t)=I(0,t-z'/v)*(1-z'/H) \text{ si } z'=vt \\ I(z',t)=0 \text{ si } z'>vt \end{cases} \quad \text{II.4}$$

Avec H la hauteur total du canal de foudre.

### II.2.2.4 Modèle de la source de courant mobile–TCS (*The travelling current Source model*):

Selon ce modèle, proposé par Heidler en 1985 [37], les charges du traceur sont instantanément neutralisées à l'arrivée du front de l'arc en retour. Une source de courant, associée au front de l'arc en retour, parcourt le canal du sol vers le nuage, à la vitesse  $v_f$ .

Le courant injecté par cette source à la hauteur  $z'$  est supposé se propager dans le sens inverse à la vitesse de la lumière  $c$ , il atteint la base du canal avec un retard égal à  $z'/c$ . La formulation spatio-temporelle du courant de foudre, selon ce modèle, s'écrit :

$$\begin{cases} I(z',t)=I(0,t+z'/c) \text{ si } z'=v_f t \\ I(z',t)=0 \text{ si } z'>v_f t \end{cases} \quad \text{II.5}$$

**II.2.2.5 Modèle de Diendorfer et Uman (DU) :**

Dans ce modèle, proposé en 1990 par Diendorfer et Uman [38], le courant de l'arc en retour se compose de deux termes, le premier terme est identique à celui du modèle TCS, et le deuxième terme représente un courant de polarité inverse avec une décroissance exponentielle. La distribution du courant de foudre, d'après ce modèle, s'écrit :

$$\begin{cases} I(z',t)=I(0,t+z'/c) \cdot \exp(-(t-z'/v)t_d^{-1} * I(0, z'/v^*)) & \text{si } z' = v_f t \\ I(z',t)=0 & \text{si } z' > v_f t \end{cases} \quad \text{II.6}$$

Où  $t_D$  est une constante de temps, supposée égale à  $0.1 \mu\text{s}$  selon Thottappillil et al [17], [39].

Avec  $v^* = v_f / (1 + v_f/c)$

Si on suppose que  $t_D = 0$ , alors le modèle « DU » devient « TCS ».

**II.2.3 Généralisation des modèles ingénieur :**

Les modèles d'ingénieur les plus utilisés dans la littérature sont les modèles TL, MTLE, MTLL, BG et TCS. Dans les références [40], [19] et [41] Rakov propose la représentation de ces modèles à l'aide d'une seule expression. Cette dernière s'écrit comme suit :

$$I(z',t) = P(z') I(0,t-z'/v) u(1-z'/v_f) \quad \text{II.7}$$

Où  $u$  est la fonction d'Heaviside égale à 1 pour  $t = z'/v$  et à zéro autrement.  $P(z')$  désigne un facteur d'atténuation du courant,  $v_f$  est la vitesse de l'arc en retour (ou bien : vitesse de propagation du front ascendant),  $v$  la vitesse de propagation de l'onde du courant de foudre. Dans le tableau II.1, on donne les paramètres  $v$  et  $P(z')$  pour les cinq modèles d'ingénieur.

Tableau II.1 Les paramètres  $v$  et  $P(z')$  pour cinq modèles d'ingénieur [3]

Le Modèle	$P(z')$	$V$
TL	1	$V_f$
MTLE	$\exp(-z'/?)$	$V_f$
MTLL	$1-z'/H$	$V_f$
BG	1	8
TCS	1	-C

### II.3 Représentation analytique du courant d'arc en retour à la basa du canal :

Différentes expressions analytiques peuvent être utilisées afin de simuler l'allure du courant de foudre [2]. La bi-exponentielle est souvent utilisée en raison de sa simplicité. Par ailleurs, elle se prête bien à l'analyse fréquentielle du champ électromagnétique rayonné par la foudre puisque sa transformée de Fourier s'exprime analytiquement.

Ainsi, le courant du premier arc en retour a été modélisé par l'expression suivante [32]:

$$I(0, t) = I_0(e^{-at} - e^{-bt})$$

II.8

Quant à l'arc en retour subséquent, afin de pouvoir mieux représenter le premier pic typique des enregistrements expérimentaux, une expression contenant la somme de deux fonctions bi exponentielles a été utilisée [32], elle s'écrit :

$$I(0, t) = I_{01}(e^{-at} - e^{-bt}) + I_{02}(e^{-ct} - e^{-dt})$$

II.9

Le tableau II.2 présente les paramètres de ces deux fonctions. Ces paramètres, liés au temps de montée, à la valeur de crête et à la durée de l'impulsion du courant, ont été déterminés de manière à reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales moyennes, obtenues par berger et al et publiées dans la référence [5]

Tableau II.2 paramètre des fonctions exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal [32].

	$I_{o1}$ (kA)	$\alpha$ (s <sup>-1</sup> )	$\beta$ (s <sup>-1</sup> )	$I_{o2}$ (kA)	$\gamma$ (s <sup>-1</sup> )	$\delta$ (s <sup>-1</sup> )
Premier arc en retour	33.7	$9.2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$	-	-	-
Arc en retour subséquent	14.3	$18 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^6$	10	$10^4$	$9.4 \cdot 10^4$

La figure II.3 présente les formes normalisée du courant du premier arc en retour et celui de l'arc en retour subséquent sur une durée de 48 $\mu$ s. 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.2.

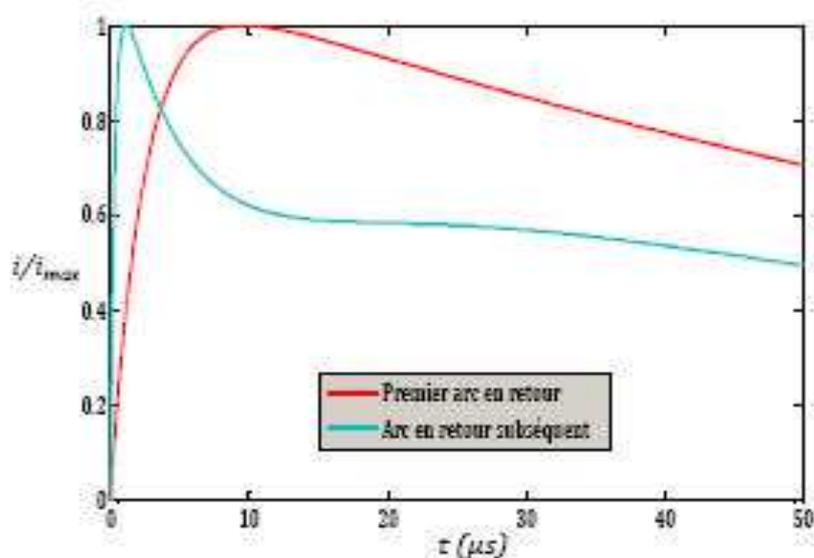


Figure II.3. Courant à la base du canal de foudre (normalisé), correspondant au premier arc en retour et à l'arc en retour subséquent, calculé à l'aide du modèle bi-exponentiel.

On retrouve aussi dans la littérature une deuxième expression analytique proposée par Heidler [42]. Cette expression connue sous le nom de « fonction d'Heidler » présente l'intérêt d'obtenir une allure plus proche à la réalité, le courant à la base du canal est exprimé comme suivant :

$$i(0,t) = \left( \frac{I_0}{\eta} \right) \frac{(t/\tau_1)^n}{1 + (t/\tau_1)^n} e^{(-t/\tau_2)} \quad \text{II.10}$$

Avec :

$I_0$  : l'amplitude de courant,

$\tau_1$ : le temps de montée de l'impulsion de courant,

$\tau_2$ : la durée de l'impulsion de courant,

$n$  : exposant variant de 2 à 10,

$\eta$  : facteur de correction de l'amplitude du courant donné par :

$$\eta = e^{(\tau_1/\tau_2)(n\tau_2/\tau_1)^{\frac{1}{n}}} \quad \text{II.11}$$

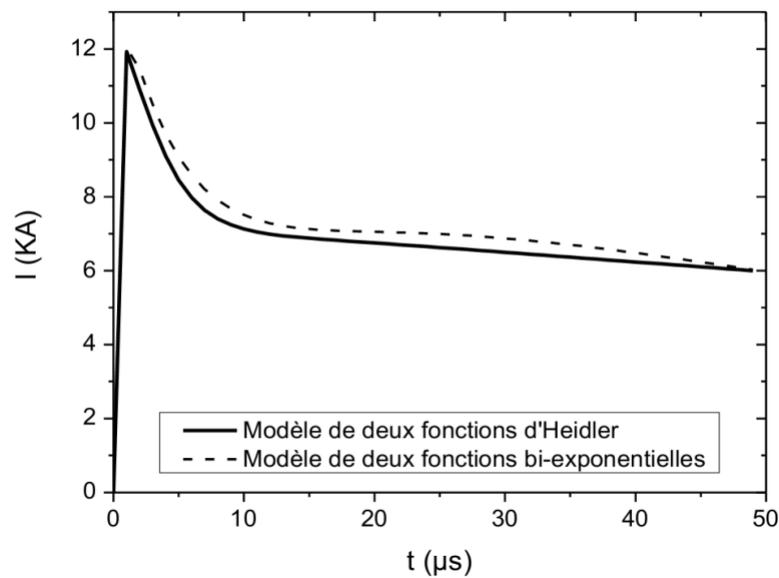
La somme de deux fonctions d'Heidler de type (II.10) représente mieux le premier pic typique du courant d'arc en retour subséquent.

Le tableau II.3 présente les paramètres de la fonction d'Heidler pour simuler des arcs en retour typiques (premiers arcs en retour et arcs en retour subséquents).

*Tableau II.3 Paramètres du courant à la base du canal de foudre en adoptant la fonction d'Heidler [2]*

	$I_{01}$ (KA)	$\tau_{11}$ ( $\mu s$ )	$\tau_{21}$ ( $\mu s$ )	$n_1$	$I_{02}$ (KA)	$\tau_{12}$ ( $\mu s$ )	$\tau_{22}$ ( $\mu s$ )	$n_2$
<b>Premier arc en retour</b>	28	1.8	95	2	-	-	-	-
<b>Arc en retour subséquent</b>	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

La figure II.4 donne à titre d'exemple la courbe du courant à la base du canal de foudre d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (Heidler et la bi-exponentielle).



**Figure II.4 :** Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel)

Les paramètres de la bi-exponentielle sont consignés dans le tableau II.2 et les paramètres de la fonction d'Heidler sont ceux du tableau II.3. Les deux modèles reproduisent bien la forme d'un courant de foudre typique mesuré à la base du canal de foudre par Berger et al. [5]. Par ailleurs, l'expression (II.10) par rapport à des fonctions exponentielles, permet d'obtenir une dérivée nulle pour  $t = 0$ , ce qui correspond mieux aux observations expérimentales, contrairement à la fonction bi-exponentielle, habituellement utilisée (Figure II.5)

Enfin, l'expression d'Heidler permet un ajustement de l'amplitude du courant, de sa dérivée maximale et de la quantité de charge transférée en variant presque indépendamment les paramètres  $I_0$ ,  $t_1$  et  $t_2$ .

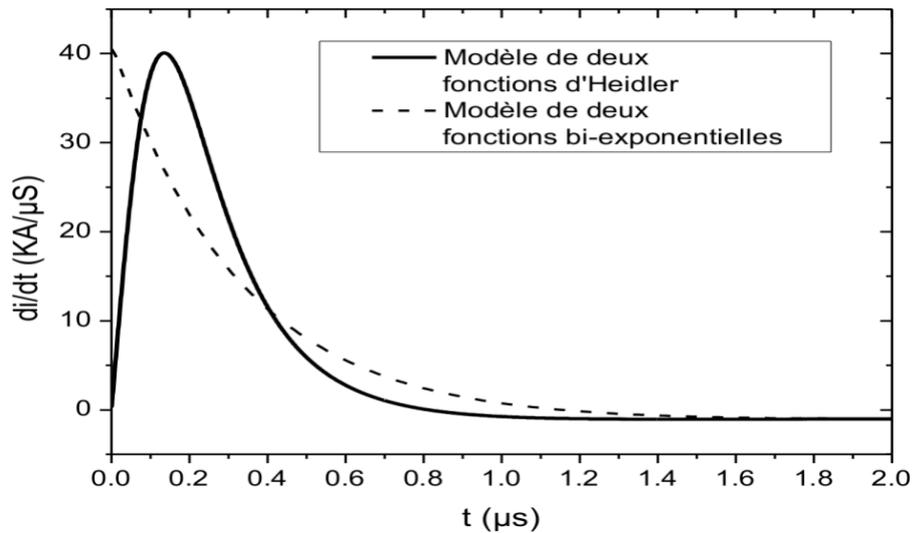


Figure II.5 : Dérivée de l'approximation analytique du courant pour les deux modèles

En 1990, Nucci et al [29] ont proposé un modèle hybride comprenant la fonction d'Heidler et la fonction bi-exponentielle. Ce modèle s'exprime à l'aide de l'expression suivante :

$$i(0,t) = \left( \frac{I_{01}}{\eta} \right) \frac{(t/\tau_1)^n}{1 + (t/\tau_1)^n} e^{(-t/\tau_2)} + I_{02} (e^{-t/\tau_3} - e^{-t/\tau_4}) \tag{II.12}$$

Selon ces auteurs cette expression est particulièrement appropriée pour l'approximation du front du courant à la base du canal.

Le tableau II.4 donne les paramètres de l'expression (II.12) correspondant à un courant mesuré lors d'une campagne de déclenchement artificiel de la foudre [61]. Ce courant est caractérisé par un pic de 11 kA et un pic de la dérivée du courant d'environ 105 kA/μs.

Tableau II.4 Paramètres du courant à la base du canal correspondant à l'expression (II.12) [47]

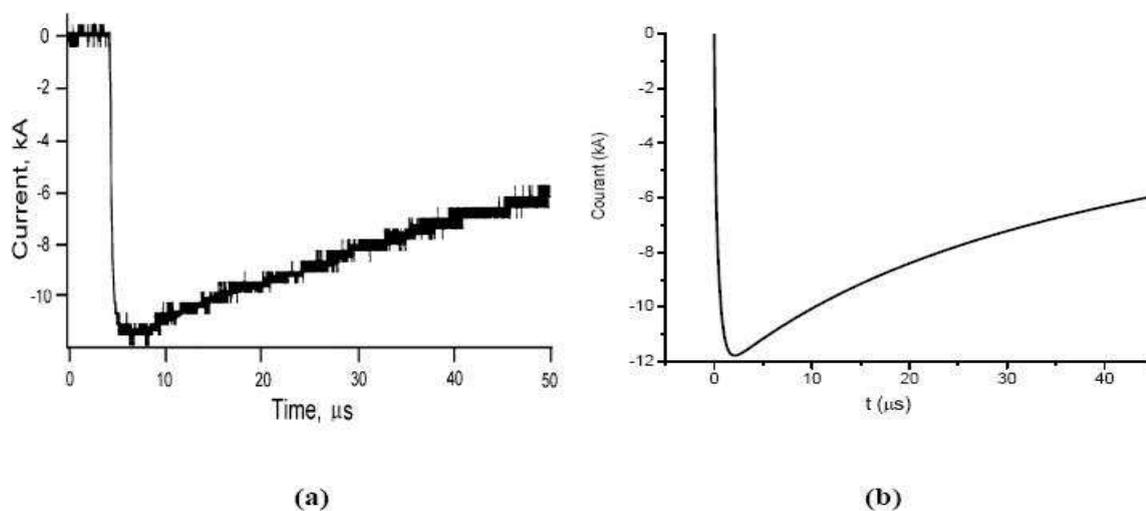
$I_{01}$ (KA)	$\tau_1$ (μs)	$\tau_2$ (μs)	$n$	$I_{02}$ (KA)	$\tau_3$ (μs)	$\tau_4$ (μs)
9.9	0.072	5	2	7.5	100	6

La validation expérimentale est réalisée à travers une comparaison entre les résultats de simulation et des mesures reproduites dans la référence [44] comprenant le courant à la base du canal de foudre et le champ électrique vertical mesuré à 5km du canal de foudre.

Dans la figure II.6 on présente l'allure du courant à la base du canal de foudre (a) mesuré et (b) calculé.

Le courant simulé est représenté par l'expression II.12 développée par *Nucci et al.* [27]

Les paramètres du courant sont ceux utilisés par *Yang et al.* [44] dans la validation de leur approche (voir Tableau II.4).



*Figure II.6 : Courant à la base du canal de foudre  
(a) mesuré [78] et (b) calculé par la méthode FDTD*

A l'issue de cette comparaison, nous pouvons conclure que les résultats de simulation (courant à la base du canal) concordent avec les résultats expérimentaux (Figure II. 6).

#### **II.4. présentation des distributions spatiales et temporelles du courant d'arc en retour subséquent pour cinq modèles d'Ingénieur**

Les figures II.8-II.12 présentent les distributions spatiales et temporelles du courant d'arc en retour subséquent pour cinq modèles d'Ingénieur. Les calculs ont été effectués en partant d'un même courant à la base du canal de foudre (voir tableau II.3), la vitesse de l'arc en retour est supposée égale à 150 m/μs, le facteur d'atténuation du courant  $\alpha$  est fixé à 2000m.

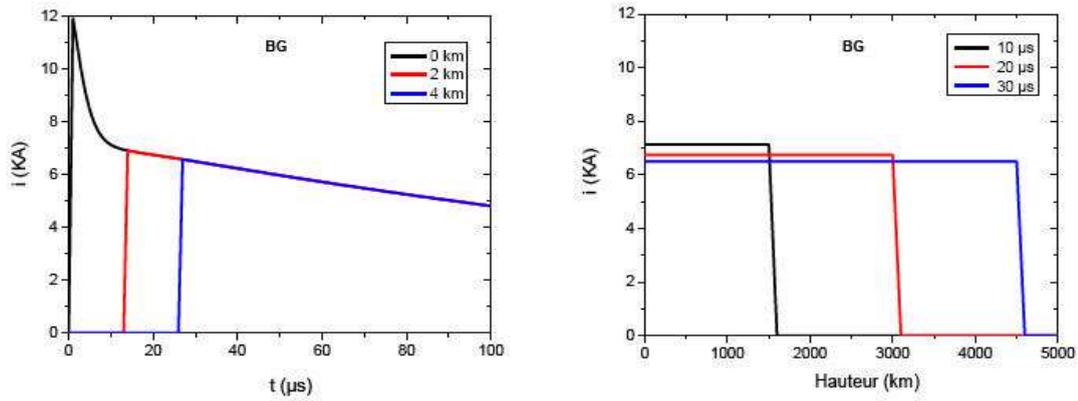


Figure II.8 Distribution temporelle (à gauche) et spatiale (à droite) du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle BG

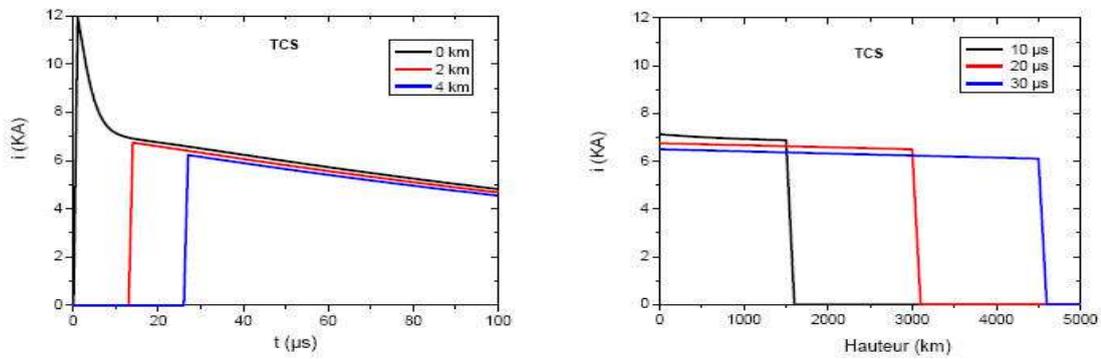


Figure II.9 : Distribution temporelle (à gauche) et spatiale (à droite) du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle TCS

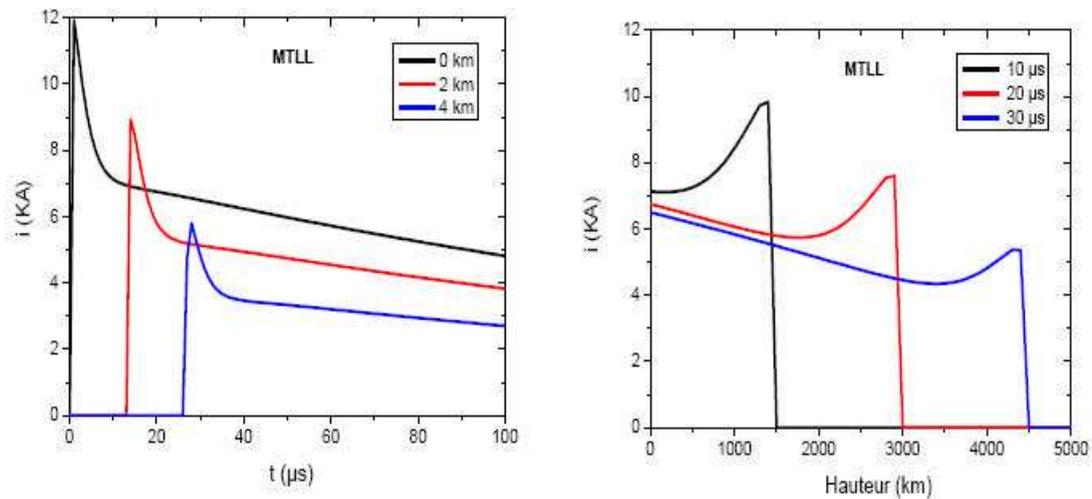
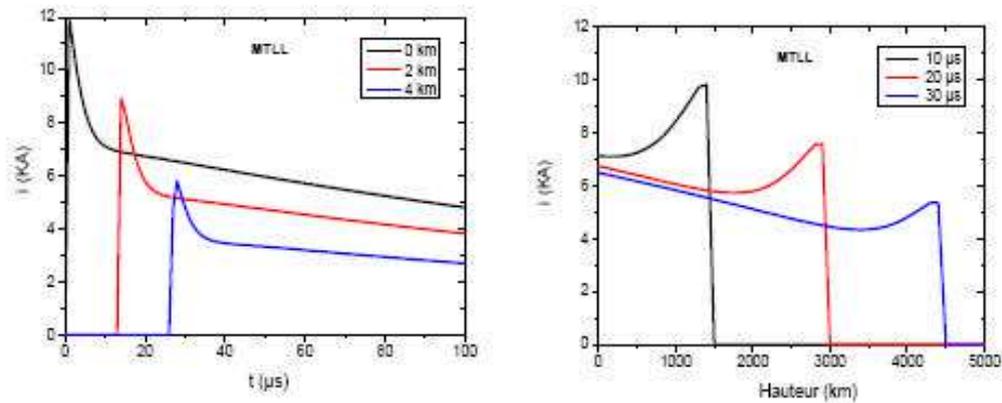
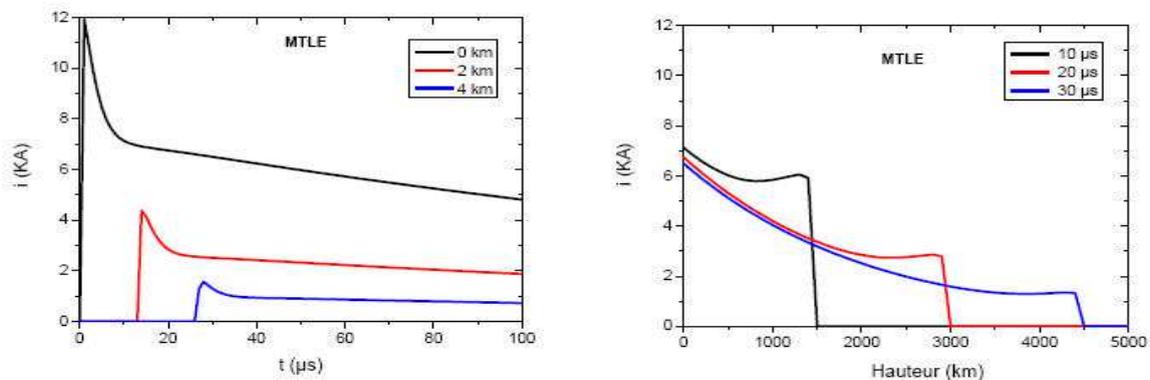


Figure II.10 : Distribution temporelle (à gauche) et spatiale (à droite) du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle TL



*Figure II.11 : Distribution temporelle (à gauche) et spatiale (à droite) du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle MTLL*



*Figure II.12 : Distribution temporelle (à gauche) et spatiale (à droite) du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle MTLE*

## II.5 Validation expérimentale des modèles d'ingénieur

Dans la référence [3], Rakov et Uman ont présenté deux approches pour valider expérimentalement les modèles de l'arc en retour à savoir : l'approche basée sur l'arc en retour typique et l'approche issue de l'arc en retour spécifique.

### 1. Approche de l'arc en retour typique

Cette technique consiste à utiliser un courant typique à la base du canal de foudre et une vitesse typique d'arc en retour comme données dans le modèle d'arc en retour ensuite comparer le champ électromagnétique calculé à partir de ce modèle avec le champ électromagnétique mesuré. Cette approche a été adoptée par Nucci et al. [29], Rakov et Dulzon [45] et Tottappillil et al. [17].

Ainsi afin de disposer de paramètres de référence servant à la validation expérimentale des quatre modèles d'Ingénieur (BG, TCS, TL et MTLE), Nucci et al [29] ont exploité quatre caractéristiques du champ électromagnétique mesuré par Lin et al. [15] :

1. La première caractéristique est liée au fait que le champ électromagnétique présente pour toute distance (entre 1 km et 200 km) un premier pic dont l'intensité est approximativement inversement proportionnelle à la distance ;
2. La seconde caractéristique concerne la croissance en rampe, du champ électrique après son pic initial et cela pour des distances proches;
3. La troisième caractéristique est relative à la bosse que présente l'allure du champ magnétique à des distances proches. Cette bosse apparaît après un pic initial dans l'intervalle [10 $\mu$ s, 40 $\mu$ s] ;
4. La dernière caractéristique exploitée par Nucci et al. [29] concerne les allures du champ électrique et magnétique lointains qui présentent une inversion de polarité.

A l'issue de leur étude présentée dans la référence [29], Nucci et al. sont arrivés à déterminer le modèle qui reproduit les caractéristiques expérimentales décrites ci-dessus. Cette détermination consiste une validation expérimentale des quatre modèles de l'arc en retour. Les résultats obtenus de cette validation sont consignés dans le tableau II.5 présenté ci-dessous.

On note que le champ électromagnétique calculé à l'aide de ces modèles est en bon accord avec le champ mesuré dans les premières microsecondes (le choix du modèle n'influe pas sur le résultat voulu).

*Tableau II.5 Validation expérimentale de quatre modèles de l'arc en retour selon Nucci et al. [29]*

	<b>BG</b>	<b>TCS</b>	<b>TL</b>	<b>MTLE</b>
<b>1<sup>ère</sup> caractéristique</b>	√	√	√	√
<b>2<sup>ème</sup> caractéristique</b>	√	√	X	√
<b>3<sup>ème</sup> caractéristique</b>	√	√	√	X
<b>4<sup>ème</sup> caractéristique</b>	X	X	X	√

Les signes  $\checkmark$  et X signifient, respectivement, modèle validé et modèle non-validé.

Dans la référence [38], Diendorfer et Uman ont montré que le modèle DU reproduit bien les caractéristiques 1, 2 et 3 citées précédemment, alors que, dans la référence [46], Thottappillil et al., ont suggéré qu'un petit changement dans la forme du courant à la base du canal de foudre (sans sortir du cadre de la forme typique) permet l'obtention de la quatrième caractéristique avec les modèles TCS et DU.

Rakov et Dulzon [45] ont validé expérimentalement le modèle MTLL. Ce dernier donne toutes les caractéristiques citées précédemment à part la troisième caractéristique. Thottappillil et al. [17] ont examiné la validité des modèles d'ingénieur dans la simulation du rayonnement électromagnétique au voisinage d'un canal de foudre déclenché artificiellement. Ces auteurs ont montré que le champ électrique est mieux reproduit par les modèles : BG, TCS, MTLL et DU (caractéristique plate du champ électrique, voir par exemple la figure I.18).

Récemment Cooray et al., dans la référence [47], ont montré que si la valeur de (taux de décroissance de l'intensité du courant dans le modèle MTLE) est égale au produit de la vitesse de l'arc en retour par le taux de décroissance du courant à la base du canal ( $t_3$  dans le cas du modèle de Nucci et al. [47]), le modèle MTLE reproduit la même caractéristique.

## 2. L'approche de l'arc en retour spécifique

Cette approche a été adoptée par Thottappillil et Uman [39]. Elle n'est faisable que dans le cas d'un déclenchement artificiel ou dans le cas d'un coup de foudre tombant sur une tour instrumentée. Elle consiste à mesurer simultanément le courant à base du canal, la vitesse de l'arc en retour et le champ électromagnétique rayonné pour chaque événement et effectuer par la suite la validation des modèles de l'arc en retour. Autrement dit, la validation se fait pour chaque cas spécifique. Thottappillil et Uman [39] ont examiné dix huit événements, le champ électromagnétique est mesuré à 5 km. Ils ont trouvé que les modèles TL, MTLE et DU reproduisent les premiers pics du champ mesuré avec une erreur absolue moyenne d'environ 20%, par contre le modèle TCS donne une erreur absolue moyenne d'environ 40%.

Dans la référence [3], Rakov et Uman ont classé les modèles d'ingénieur par ordre décroissant à savoir : le modèle MTLL, le modèle DU, le modèle MTLE, le modèle TCS, le modèle BG et le modèle TL. Cependant, le modèle TL est recommandé pour l'estimation du premier pic du champ à partir du pic du courant et vis versa.

## II.6. Formulation du champ électromagnétique rayonné par la foudre :

### II.6.1. Champ électromagnétique au dessus du sol :

#### II.6.1.1 Equation générales :

Le problème complet du rayonnement électromagnétique d'un dipôle au dessus d'un plan conducteur a été traité par Baños en 1966 [48] en déterminant la solution des équations de Maxwell pour chaque milieu en accord avec les conditions aux limites sur l'interface air-sol.

En coordonnées cylindriques, les équations du champ créés par un dipôle électrique vertical placé à une hauteur  $z'$  sont données par les expressions suivantes dans le domaine fréquentiel [2] (voir Figure. II.13) :

$$dE_z(r, z, j\omega) = \frac{j\omega I(z')\mu_0 dz'}{4\pi k_2^2} \left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + K_2^2 \right) (G_{22} - G_{22} + K_1^2 V_{22}) \right] \quad \text{II.13}$$

$$dE_r(r, z, j\omega) = \frac{j\omega I(z')\mu_0 dz'}{4\pi k_2^2} \left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial z \partial z} \right) (G_{22} - G_{22} + K_1^2 V_{22}) \right] \quad \text{II.14}$$

$$dH_\phi(r, z, j\omega) = \frac{-I(z')dz'}{4\pi} \left[ \left( \frac{\partial}{\partial r} \right) (G_{22} - G_{22} + K_1^2 V_{22}) \right] \quad \text{II.15}$$

Avec :

$$G_{21} = \frac{e^{jk_2 R_r}}{R_r} = \int_0^\infty \frac{e^{-\gamma 2|z'+z|}}{\gamma 2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad \text{II.16}$$

$$G_{22} = \frac{e^{jk_2 R_d}}{R_d} = \int_0^\infty \frac{e^{-\gamma 2|z'+z|}}{\gamma 2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad \text{II.17}$$

$$V_{22} = \int_0^\infty \frac{2e^{-\gamma 2|z'+z|}}{K_2^2 \gamma 1 + K_1^2 \gamma 2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad \text{II.18}$$

et :

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

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

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

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

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

$$k_2 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$$

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

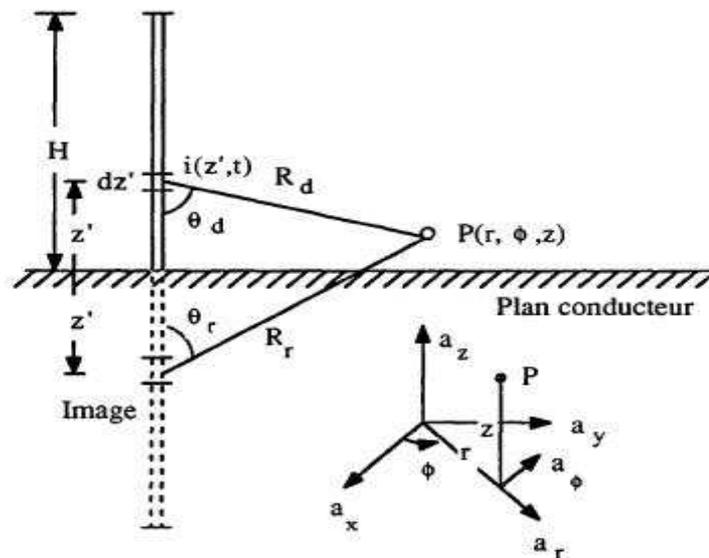


Figure II.13. Grandeurs géométriques intervenant dans les équations des champs électromagnétiques

Les expressions (II.16) à (II.18) sont connues sous le nom des intégrales de Sommerfeld et expriment l'interaction de la source électromagnétique avec le sol [2]. L'évaluation numérique des intégrales de Sommerfeld est une tâche délicate du fait de la lenteur de leur convergence [2]. De plus, le passage du domaine fréquentiel au domaine temporel du champ électromagnétique nécessite une transformée de Fourier inverse qui peut poser parfois certains problèmes d'ordre numérique.

**II.6.1.2. Cas d'un sol parfaitement conducteur :**

Utilisant l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur, le calcul du champ électromagnétique devient plus simple. Dans ce cas, les composantes des champs électrique et magnétique en un point P(r, F, z) (figure II.13) générées par un petit segment infinitésimal dz' à la hauteur z' portant un courant I(z', t) peuvent être calculées dans le domaine temporel par [1] :

$$dE_z(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{2(z-z')-r^2}{R^5} \int_0^t i\left(z', \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau + \frac{2(z-z')-r}{cR^4} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) - \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \right] \quad \text{II.19}$$

$$dE_r(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{2r(z-z')}{R^5} \int_0^t i\left(z', \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau + \frac{3r(z-z')^2}{cR^4} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) - \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \right] \quad \text{II.20}$$

$$dH_\phi(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi} \left[ \frac{r}{R^3} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) + \frac{r(z-z')}{c^2 R^2} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \right] \quad \text{II.21}$$

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

Où :

$\epsilon_0$  est la permittivité diélectrique du vide,  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide, c la vitesse de la lumière, R la distance du dipôle du point d'observation et r la distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation P.

Les champs, électrique et magnétique totaux s'obtiennent par l'intégration des équations (II.19)-(II.21) le long du canal et de son image.

Le champ électrique est la somme de trois termes, le premier terme contenant l'intégrale du courant, appelé « champ électrostatique », le deuxième contenant le courant, appelé « champ d'induction » et le troisième contenant la dérivée du courant, appelé « champ rayonné ». Concernant le champ magnétique, il est composé d'un terme d'induction, appelé aussi « champ magnétostatique » et un terme de rayonnement. A des distances proches du canal de foudre, le champ électrique est dominé par la composante électrostatique et le champ magnétique est dominé par la composante magnétostatique, par contre, le champ électromagnétique lointain est dominé par la composante rayonnée.

### II.6.1.3. Validation de l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur :

Bien que cette hypothèse permette une simplification 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 du champ magnétique azimutal comme il a été montré par plusieurs auteurs (Rachidi et al [49], Rubinstein [50], Zeddani et Degauque [51]). Quant à la composante horizontale du champ électrique, elle est beaucoup plus affectée par la conductivité finie du sol ([52], [53] et [54]). 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 [2].

### II.6.1.4. Approximation de Cooray-Rubinstein :

La prise en compte rigoureuse de la conductivité finie du sol implique des équations de champ électromagnétique complexes contenant des intégrales lentement convergentes (intégrales de Sommerfeld). Plusieurs formules simplificatrices ont été développées dans la littérature pour palier à ce problème, l'approximation la plus simple, pour des temps de calcul raisonnables avec une bonne précision est connue sous le nom de « l'approximation de Cooray-Rubinstein ». le champ électrique horizontal rayonné par la foudre, calculé en un point situé au dessus d'un sol de conductivité finie s'exprime par l'expression suivante (Rubinstein [48], Cooray [55]) :

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_\phi(r, 0, j\omega) \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\epsilon_g + \sigma_g / j\omega}} \quad \text{II.22}$$

Où :

P est un indice indiquant que le sol est parfaitement conducteur ;

$E_{rp}(r, z, j\omega)$ ,  $H_F(r, 0, j\omega)$  désignent respectivement, les transformées de Fourier du champ électrique horizontal à une hauteur  $z$  au dessus du sol et du champ magnétique au sol (le calcul de ces deux champs se fait en supposant un sol parfait).

Si la conductivité du sol est élevée, l'expression (II.22) peut être simplifiée comme suit :

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_\phi(r, 0, j\omega) \frac{1+j}{\sigma_g \delta} \quad \text{II.23}$$

Avec

$d$ : Epaisseur de peau,

$$\text{avec : } \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_g \sigma_g}}$$

La formule de Cooray-Rubinstein permet d'obtenir des approximations satisfaisantes du champ pour toutes les distances considérées [50]. En plus, parmi toutes les formules simplificatrices, elle est la seule à reproduire l'inversion de polarité du champ à moyenne distance [50]. Récemment, Cooray [54] a proposé une petite modification dans le terme du champ électrique horizontal au dessus d'un sol parfait de l'expression (II.22). Cette modification a pour but l'amélioration de l'approximation.

$$E_{rp}(r, z, j\omega) = (E_{rp}(r, z, j\omega))_s + (E_{rp}(r, z, j\omega))_i + 0.4(E_{rp}(r, z, j\omega))_r \quad \text{II.24}$$

Les indices : s, i et r désignent, respectivement, les composantes : électrostatique, d'induction et de rayonnement.

Dans la référence [56], Cooray rapporte qu'une erreur de plus de 25% est observée sur le pic initial du champ horizontal calculé à une hauteur de quelques dizaines de mètres par l'expression (II.22). La petite correction sur l'approximation, minimise l'erreur à moins de 5%.

### II.6.2. Champ électromagnétique en dessous du sol :

Les expressions générales du champ électrique en un point situé en dessous d'un sol de conductivité finie par un dipôle au dessus du sol ont été développées dans les années soixante par Banos [48]. La figure II.14 présente la géométrie du problème.

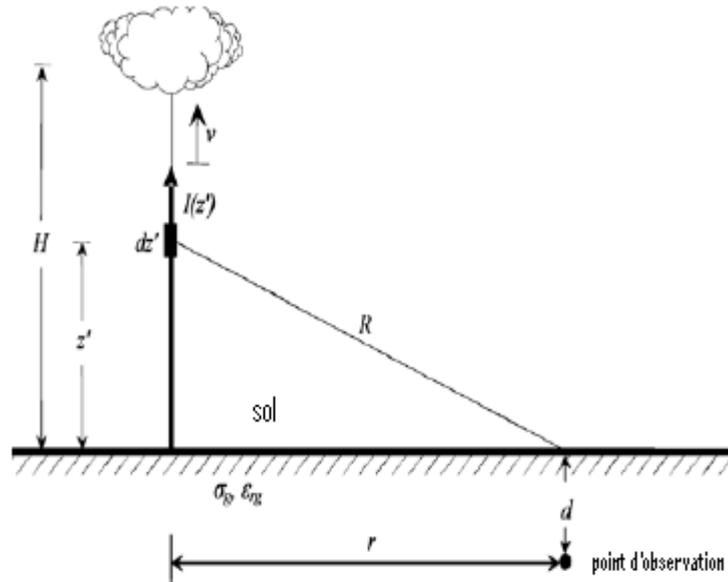


Figure II.14. Géométrie du problème lié au calcul du champ électromagnétique en dessous du sol

Les équations du champ développées par Banos [48] sont écrites dans le domaine fréquentiel et contiennent des intégrales de Sommerfeld. L'évaluation numérique directe de ces équations n'est pas recommandée surtout dans le cas d'un couplage du champ avec un câble souterrain.

#### II.6.2.1. formule de Cooray :

En 2001, Cooray [57] a proposé des expressions plus simples du champ électromagnétique en dessous du sol, en fonction du champ au sol :

$$E_z(j\omega, r, d) = E_z(j\omega, r, 0) \frac{\epsilon_0 e^{-k_g d}}{\sigma_g + j\omega \epsilon_g} \quad \text{II.25}$$

$$E_r(j\omega, r, d) = E_r(j\omega, r, 0) e^{-K_g d} \quad \text{II.26}$$

$$H_{\phi}(j\omega, r, d) = H_{\phi}(j\omega, r, 0)e^{-K_g d} \quad \text{II.27}$$

Avec

$$K_g = \sqrt{j\omega\mu_0\sigma_g - \omega^2\mu_0\epsilon_g}$$

Au sol, le champ électrique vertical et le champ magnétique azimuthal, peuvent être calculés en utilisant l'hypothèse d'un sol parfait, le champ électrique radial se calcule par l'approximation de Cooray- Rubinstein. Les expressions (II.25)- (II.27) sont données dans le domaine fréquentiel, le passage au domaine temporel s'effectue en utilisant une transformée de Fourier inverse.

En 2004, Petrache [10] a fait une comparaison entre les expressions simplifiées de Cooray et les solutions numériques exactes publiées par Zeddani [54]. Le point d'observation est situé à une distance de 100 m du canal de foudre à deux profondeurs en dessous du sol (1m et 10m) et pour deux valeurs de conductivités du sol: 0.01s/m et 0.001s/m. il a trouvé que l'approximation de Cooray donne des résultats très satisfaisants.

#### II.6.2.2. Algorithme de Delfino et al. [56]

Plus récemment, en 2006 dans la référence [58], Delfino et al ont développé un algorithme efficace pour l'évaluation exacte du champ électromagnétique en dessous d'un sol imparfait.

Dans cette même référence ces auteurs ont montré que les fonctions de Green pour les trois composantes du champ électromagnétique (c'est-à-dire, les expressions du champ électromagnétique engendré par un dipôle vertical situé à la hauteur  $z'$  au-dessus d'un sol imparfait peuvent être exprimées sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_z = \frac{j}{2\pi\epsilon_0} \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^3}{n^2\mu + \mu_g} J_0(\lambda r) \exp(-\mu z') \exp(\mu_E z) d\lambda \\ E_r = \frac{j}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \exp(-\mu z') \exp(\mu_E z) \frac{\lambda^2 \mu_E}{n^2\mu + \mu_E} d\lambda \\ H_{\phi} = \frac{n^2}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\lambda^2}{n^2\mu + \mu_E} J_1(\lambda r) \exp(-\mu z') \exp(\mu_E z) \frac{\lambda^2 \mu_E}{n^2\mu + \mu_E} d\lambda \end{array} \right. \quad \text{II.28}$$

Avec

$$\mu^2 = \lambda^2 - K^2$$

$$\mu_E^2 = \lambda^2 - K_E^2$$

$E_z$ ,  $E_r$  désignent respectivement les composantes (verticale et radiale) du champ électrique.

$H_\phi$  est la composante azimutale du champ magnétique,

$K$  : est le nombre d'onde dans l'air,

$k_E$  : est le nombre d'onde dans le sol ;

$n$  : est l'indice de réfraction complexe,

$J_0$  : fonction de Bessel d'ordre zéro.

Avec :

$$K^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$$

$$K_E^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon + j\omega \mu_0 \sigma$$

$$n^2 = K_E^2 / K^2$$

Les expressions du système (II.28) développées par Sommerfeld (voir par exemple [59]) ; sont obtenues par l'écriture de la solution du problème du champ comme une superposition des fonctions propres du problème d'Helmholtz, associées à des conditions aux limites appropriées.

Il est bien connu que les fonctions de Green (II.28) sont utilisables pour évaluer le champ électromagnétique produit par une décharge de foudre. Pour cela, il est nécessaire de multiplier ces fonctions par la distribution du courant et d'intégrer un tel résultat le long du canal de foudre (pour plus de détails, le lecteur pourra consulter la référence [53]).

Par ailleurs, l'algorithme de Delfino et al, développé sur la base des expressions II.28 a été utilisé pour tester la validité de la forme de Cooray. Cette dernière utilisée pour la prédiction du champ électromagnétique permet d'obtenir d'un bon accord avec la solution exacte pour les grandes valeurs de la conductivité du sol ( $=0.01\text{s/m}$ ). Cependant, pour les petites valeurs de la conductivité ( $=0.001\text{s/m}$ ), la formule de Cooray donne des résultats moins satisfaisants par rapport à la formulation exacte.

### II.6.3 calcul du champ par la méthode FDTD

Le premier algorithme FDTD a été introduit dans le domaine de l'électromagnétisme par Yee [60] en 1966. Il a été ensuite raffiné et employé par beaucoup de chercheurs dans différents secteurs comportant les phénomènes de dispersion des ondes électromagnétiques, de couplage onde-structure, d'interaction électromagnétique avec les tissus biologiques [61], et ainsi de suite. Cette technique est devenue à l'heure actuelle un outil de calcul très puissant en électromagnétisme [62].

Comparée aux approches traditionnelles pour l'évaluation du champ électromagnétique à proximité du canal de foudre, l'approche FDTD se distingue par sa robustesse et sa flexibilité [63]. De plus, la conductivité finie du sol est prise en considération d'une manière directe dans cette approche.

À notre connaissance, la méthode FDTD pour une géométrie à une seule dimension (1D) a été largement appliquée à l'analyse des surtensions induites sur les lignes aériennes causées par des coups de foudre indirects (voir par exemple les références [64], [65], [66], [67], [68], [69]). En revanche, pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre à l'aide de cette technique, les travaux ne sont pas nombreux. Nous pouvons citer à titre d'exemple ceux de :

- *Baba et Rakov* [70], [71] où la méthode FDTD a été employée afin d'étudier les mécanismes de la propagation de l'onde de courant le long des conducteurs verticaux [63] et aussi pour reproduire des expériences à échelle réduite [64].
- *Sartori et al* [72] relatifs au développement d'une approche hybride basée sur l'utilisation de deux méthodes à savoir la méthode des images pour le calcul du champ magnétique et la méthode FDTD pour le calcul du champ électrique à partir des valeurs du champ magnétique précédemment calculé. Le courant dans le canal est supposé constant et de forme rectangulaire.
- *Yang et al* [44] concernant le calcul du champ électromagnétique à proximité d'une décharge de foudre utilisant la FDTD. Ces travaux ont constitué une référence

dans la validation de la méthode dite « quasi-image » et de l'approche de Cooray-Rubinstein.

L'analyse la plus complète de l'environnement électromagnétique au voisinage d'un canal de foudre par la méthode FDTD a été faite par Mimouni [73] et Mimouni et al [74, 75, 76]. Les composantes du champ électromagnétique sont évaluées au-dessus et en dessous d'un sol caractérisé par une conductivité finie, en présence et en l'absence de tour

Les conclusions principales tirées de l'analyse sont comme suit :

1. Les résultats confirment que le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal à des distances proches du canal de foudre et au dessus du sol ne sont pas affectés par la conductivité finie du sol. L'hypothèse du sol parfait est une bonne approximation pour ces deux composantes.
2. Le champ électrique radial en dessous du sol est fortement affecté par la conductivité du sol. Il est caractérisé par une polarité négative et une amplitude inversement proportionnelle à la conductivité.
3. Le champ électrique vertical en dessous du sol est aussi affecté par la conductivité finie du sol. Il est caractérisé par une polarité bipolaire et une amplitude beaucoup moins importante que celle d'un champ horizontal ou celle d'un champ vertical au dessus du sol.
4. Les composantes du champ électrique en dessous du sol sont caractérisées par un temps de montée rapide comparées à celui des composantes du champ électrique au dessus du sol et celui du courant à la base du canal de foudre.
5. Au-dessus du sol, les champs électriques générés par la foudre, en présence de la tour, sont moins affectés par la conductivité finie du sol et ils peuvent changer de polarité à des distances très proches de la tour. Le champ magnétique n'est pas affecté par la conductivité.
6. La présence de la tour se traduit par une diminution significative des champs électriques et une légère augmentation du champ magnétique dans l'environnement immédiat de la tour.
7. Les données expérimentales sur les champs électriques et magnétiques à des distances très proches d'une tour frappée par un coup de foudre sont nécessaires afin de confirmer les résultats théoriques.

**II.7. Conclusion:**

Dans ce chapitre nous avons présenté la modélisation du courant d'arc en retour et le calcul du champ électromagnétique associé. Les conclusions qu'un peut tirer sont les suivantes:

1. les expressions du champ rayonné par un canal de foudre font intervenir les intégrales de Sommerfeld dont l'évaluation numérique représente une tâche très délicate exigeant un temps de calcul prohibitif en plus de la nécessité l'utilisation de la transformée de Fourier inverse pour un calcul dans le domaine temporel. L'hypothèse d'un sol parfait est une bonne approximation de la composante verticale du champ électrique et la composante azimutale du champ magnétique au dessus du sol et pour des distances ne dépassant pas quelques kilomètres. Cette hypothèse n'est pas valable dans le calcul du champ électrique horizontal. Parmi plusieurs modèles existant dans la littérature, la formule de Cooray Rubinstein permet d'obtenir des approximations assez satisfaisantes du champ horizontal au dessus du sol et pour toutes les distances considérées. Concernant le calcul du champ électromagnétique en dessous d'un sol de conductivité finie, la formule de Cooray est une bonne approximation pour des grandes valeurs de la conductivité du sol.
2. la détermination du champ électromagnétique rayonné nécessite la connaissance de la distribution du courant le long du canal. Les modèles de l'arc en retour proposée diffèrent l'un de l'autre par la description de cette distribution. Parmi tous les modèles proposés dans la littérature, les modèles d'ingénieur sont caractérisés par un petit nombre de paramètres ajustables. De plus dans ces modèles, la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre est reliée au courant à la base du canal par une simple expression. L'avantage de l'utilisation de ces modèles est qu'on dispose des données du courant mesuré à la base du canal de foudre.
3. L'utilisation de la méthode FDTD pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre permet de tenir compte directement de la conductivité é finie du sol sans avoir recours à hypothèses simplification (Cooray-Rubinstein pour le calcul au dessus du sol ou Cooray pour le calcul en dessous du sol).

## CHAPITRE III

# ETUDE DU RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE LA Foudre EN PRÉSENCE D'UN SOL STRATIFIÉ -FORMULATION DE WAIT-

**III.1.Introduction:**

Comme nous avons vu dans le chapitre précédent, la résolution du problème de rayonnement électromagnétique de la foudre consiste en la détermination du champ électromagnétique rayonné à n'importe quel instant et à n'importe quel point d'observation. En réalité, la foudre est un phénomène lié aux plusieurs paramètres physiques et géométriques qui rendent cette résolution très délicate, ce qui a obligé la plupart des chercheurs à utiliser des hypothèses simplificatrices en vue de diminuer la complexité du problème en supposant une géométrie relativement simple et abordable (par exemple : la supposition d'un canal rectiligne et vertical, sol parfaitement conducteur, sol homogène,...etc.). Cependant, cette démarche est légitime, vu que les résultats basés sur certaines hypothèses montrent parfois une bonne approximation lorsqu'on les compare à ceux obtenus par voie expérimentale. Par ailleurs, l'étude réaliste du rayonnement électromagnétique de la foudre nécessite l'élimination du maximum d'hypothèses afin de permettre la caractérisation de ce rayonnement avec un fondement physique plus proche de la réalité.

Dans ce contexte, nous allons aborder l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en abandonnant une hypothèse habituellement utilisée dans la littérature par la communauté scientifique. Il s'agit de l'hypothèse d'un sol homogène et de conductivité finie. De ce fait nous présentons dans ce chapitre, une formulation analytique connue sous le nom « formulation de Wait ».

Avant de présenter la description de la théorie liée à cette formulation, nous rappelons en premier lieu l'état de l'art lié au domaine d'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié.

**III.2.Etat de l'art :**

L'une des anciennes études de la propagation des ondes électromagnétique le long d'un sol homogène et caractérisé par une conductivité finie, a été présentée en 1936 par Norton [77]. Plus tard, Wait et al ont complété la formulation de Norton et l'ont généralisé pour l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans le cas d'un sol stratifié horizontalement ou verticalement. Une revue historique et descriptive de cette formulation, ainsi que ses domaines d'application ont été présentés par Wait dans les références [78,79]. Cet auteur a montré que le concept de la fonction d'atténuation peut

être utilisé pour représenter l'atténuation des hautes fréquences de l'onde électromagnétique lors de sa propagation le long de la surface du sol.

En utilisant le concept de l'impédance mutuelle entre deux dipôles orientés verticalement sur la surface du sol, Wait [80] a déduit la fonction d'atténuation intervenant dans le calcul de la composante verticale du champ électromagnétique se propageant au dessus d'un sol stratifié. Cette théorie a été utilisée récemment en 2008 par Cooray et Cummins [68] pour évaluer les effets de la stratification du sol sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre.

L'idée principale de la formulation, 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 des formulations approximatives décrites dans le chapitre précédent à savoir l'approximation de Cooray-Rubenstein [50,55] et celle de Cooray[57]. La validité de ces approximations a été encourageante pour utiliser ce même principe afin d'établir des approximations aussi valables pour le cas d'un sol stratifié.

### III.3. Cas d'un sol stratifié horizontalement :

En adoptant la géométrie illustrée dans la figure III.1, et en utilisant la même notation du chapitre précédent, l'expression dans le domaine fréquentiel du champ électrique vertical  $E_{z, strh}(r, 0, j\omega)$  au niveau ( $z=0$ ) d'un sol stratifié horizontalement est donnée par [1] :

$$E_{z, strh}(r, 0, j\omega) = E_{zp}(r, 0, j\omega) \cdot F_{strh}(p_{strh}) \quad \text{III.1}$$

Nous rappelons que  $E_{zp}(r, 0, j\omega)$  désigne le champ électrique vertical au niveau d'un sol parfaitement conducteur non stratifié dans le domaine fréquentiel.

$F_{strh}(p_{strh})$  : désigne la fonction d'atténuation correspond au dipôle situé à la base du canal de foudre (voir le chapitre 7 de la référence [82]).

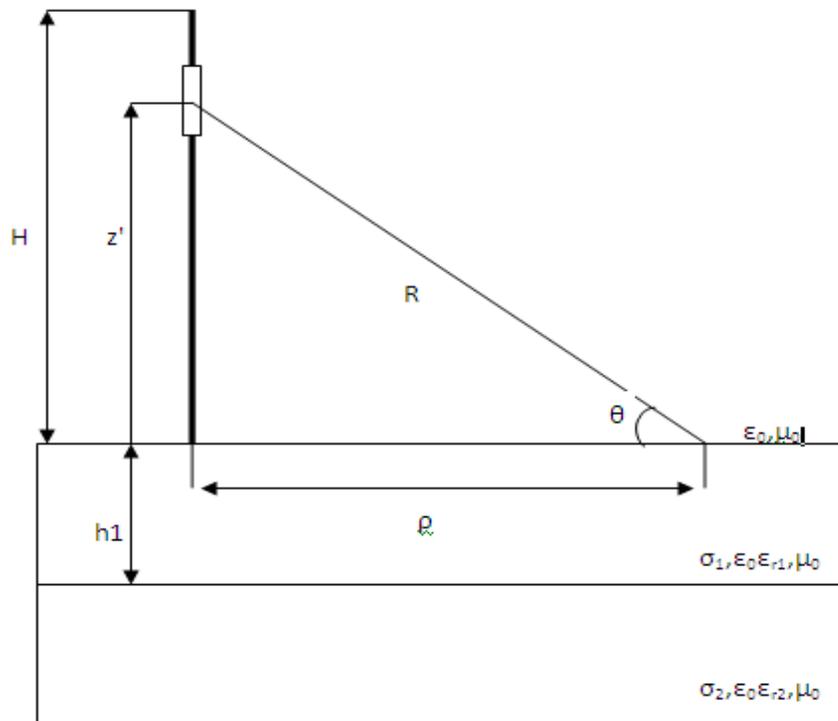
Pour le cas d'un sol composé de deux couches horizontales, l'expression [III.1) s'écrit dans le domaine temporel sous forme d'une intégrale de convolution donné par l'expression suivante :

$$E_{z, strh}(r, 0, j\omega) = \int_0^t E_{zp}(r, 0, t) \cdot F_{strh}(t - \tau) d\tau \quad \text{III.2}$$

Où

$E_{z, strh}(r, 0, j\omega)$  et  $E_{zp}(r, 0, j\omega)$  sont respectivement les transformées de Fourier inverses du champ électrique vertical au niveau du sol pour le cas d'un sol stratifié et du champ électrique vertical pour le cas d'un sol parfaitement conducteur non stratifié.

$F_{strh}(t)$  : est la transformée de Fourier inverse de la fonction d'atténuation.



**Figure III.1. Modèle Géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique propagé le long d'un sol stratifié horizontalement à deux couches**

**III.3.1.première approximation :**

L'expression de la fonction d'atténuation déduite par Wait [80] est donnée par :

$$F_{strh}(P_{strh}) = 1 - j\sqrt{\pi P_{strh}} e^{-P_{strh}} \operatorname{erfc}(j\sqrt{P_{strh}}) \quad \text{III.3}$$

Ou  $\operatorname{erfc}$  est la fonction d'erreur complémentaire donnée par :

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\pi} \int_x^{\infty} \exp(-y^2) dy \quad \text{III.4}$$

Et  $P_{strh}$  est appelé la distance numérique selon la référence [82] dont l'expression est donnée par :

$$P_{strh} = -0.5\gamma_0 r \Delta_{strh}^2 \quad \text{III.5}$$

Avec  $\gamma_0$  est le nombre d'onde dans l'air défini par :

$$\gamma_0 = j\omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad \text{III.6}$$

Et  $\Delta_{strh}$  l'impédance normalisée de la surface du sol stratifié a deux couches.

Cette impédance est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta_{strh} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} K_1 \frac{K_2 + K_1 \tanh(u_1 h_1)}{K_1 + K_2 \tanh(u_1 h_1)} \quad \text{III.7}$$

Avec :

$$K_1 = \frac{u_1}{\sigma_1 + j\omega \epsilon_1} \quad \text{III.8}$$

$$K_2 = \frac{u_2}{\sigma_2 + j\omega \epsilon_2} \quad \text{III.9}$$

$$u_1 = \sqrt{\gamma_1^2 - \gamma_0^2} \quad \text{III.10}$$

$$u_2 = \sqrt{\gamma_2^2 - \gamma_0^2} \quad \text{III.11}$$

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_1 + j\omega\epsilon_1)} \quad \text{III.12}$$

$$\gamma_2 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_2 + j\omega\epsilon_2)} \quad \text{III.13}$$

### III.3.2. deuxième approximation :

En utilisant la même fonction d'atténuation donnée par l'expression (III.3), Wait [80] a défini la distance numérique effective par la relation suivante :

$$P_{strh,e} = -0.5\gamma_0 r \Delta_{strh,e}^2 \quad \text{III.14}$$

Tel que  $\Delta_{strh,e}^2$  désigne l'impédance normalisée effective de la surface du sol pour une stratification horizontale à plusieurs couches. Cette impédance s'exprime comme suit :

$$\Delta_{strh,e} = \eta_1 \frac{\eta_2 + \eta_1 \tanh(u_1 h_1)}{\eta_1 + \eta_2 \tanh(u_1 h_1)} \quad \text{III.15}$$

Où  $\eta_n$  ( $n=1,2$ ) représente l'impédance d'onde complexe de chaque couche donnée par la relation :

$$\eta_n = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_n} = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{(\sigma_n + j\omega\epsilon_n)}} \quad \text{III.16}$$

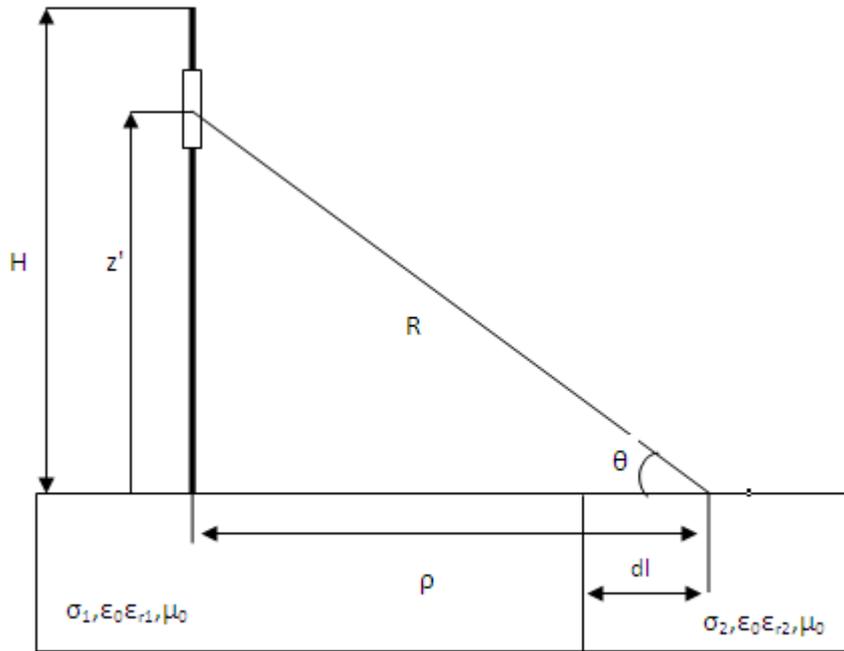
Avec  $\gamma_n$  ( $n=1,2$ ) paramètre défini par les expressions (III.12) et (III.13).

Wait dans la référence [79] a montré que le courant de déplacement dans l'air peut être négligeable devant le courant de déplacement dans chaque couche dans le sol.

**III.4 Cas d'un sol stratifié verticalement :**

De la même manière que dans le cas d'un sol stratifié horizontalement, l'expression dans le domaine fréquentiel de la composante verticale du champ électrique  $E_{z, strv}(r, 0, j\omega)$  au niveau du sol ( $z=0$ ) pour le cas d'un sol stratifié verticalement (figure III.2) est donnée par l'expression :

$$E_{z, strv}(r, 0, j\omega) = E_{zp}(r, 0, j\omega) \cdot F_{strv}(p_{strh}) \tag{III.17}$$



**Figure III.2 modèle géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique propagé le long d'un sol stratifié verticalement à deux couches.**

Ou  $F_{strv}(p_{strv})$  désigne la fonction d'atténuation correspondant au dipôle situé à la base du canal pour le cas d'un sol stratifié verticalement. Dans le domaine temporel, l'expression (III.17) s'écrit sous forme d'une intégrale de convolution similaire à l'expression (III.2).

Wait et Walters [83] ont donné deux expressions différentes pour la fonction d'atténuation dans le cas d'un sol stratifié verticalement à savoir :

$$F_{strv}(r) = F_1(r) - \sqrt{\frac{\gamma_0 r}{2\pi}} [\Delta_2 - \Delta_1] \int_0^r \frac{F_1(r-x)F_2(x)}{\sqrt{x(r-x)}} dx \quad \text{III.18}$$

$$F_{strv}(r) = F_2(r) - \sqrt{\frac{\gamma_0 r}{2\pi}} [\Delta_1 - \Delta_2] \int_0^r \frac{F_2(r-x)F_1(x)}{\sqrt{x(r-x)}} dx \quad \text{III.19}$$

$F_1(x)$  et  $F_2(x)$  sont les fonctions d'atténuation de chaque couche verticale dans le sol. Ces fonctions sont calculées à une distance horizontale variable  $x$  appartenant à l'intervalle  $[0, r]$ .

Les fonctions  $F_1(x)$  et  $F_2(x)$  sont exprimées comme suit:

$$F_1(x) = 1 - j\sqrt{\pi P_{strv1}} e^{-P_{strv1}} \operatorname{erfc}\left(j\sqrt{P_{strv1}}\right) \quad \text{III.20}$$

$$F_2(P_{strh}) = 1 - j\sqrt{\pi P_{strv2}} e^{-P_{strv2}} \operatorname{erfc}\left(j\sqrt{P_{strv2}}\right) \quad \text{III.21}$$

Avec :

$$P_{strv1} = -0.5\gamma_0 x \Delta_1^2 \quad \text{III.22}$$

$$P_{strv2} = -0.5\gamma_0 x \Delta_2^2 \quad \text{III.23}$$

Et  $\Delta_1$  et  $\Delta_2$  sont les impédances de surface normalisées pour chaque couche verticale dans le sol.

$\Delta_1$  et  $\Delta_2$  sont définies par les relations suivantes:

$$\Delta_1 = \frac{\sqrt{j\omega\epsilon_0[\sigma_1 + j\omega(\epsilon_1 - \epsilon_0)]}}{\sigma_1 + j\omega\epsilon_1} \quad \text{III.24}$$

$$\Delta_2 = \frac{\sqrt{j\omega\epsilon_0[\sigma_2 + j\omega(\epsilon_2 - \epsilon_0)]}}{\sigma_2 + j\omega\epsilon_2} \quad \text{III.25}$$

Hill et Wait [87] ont suggéré l'utilisation de l'expression (III.18) dans le cas où  $|\Delta_1| < |\Delta_2|$ , et l'expression (III.19) dans le cas où  $|\Delta_1| > |\Delta_2|$ . Ces auteurs ont montré qu'il y a des singularités dans les fonctions à intégrer dans les expressions (III.18) et (III.19). Aussi, ils ont apporté les modifications qui ont permis d'aboutir aux expressions suivantes:

$$F_{strv}(r) = F_1(r) - \sqrt{\frac{\gamma_0 r}{2\pi}} [\Delta_2 - \Delta_1] \times \left\{ 2\sqrt{\frac{\gamma}{r}} F_1(r) + \int_0^{\delta} \frac{F_1(r-x)F_2(r)}{\sqrt{x(r-x)}} dx \right\} \quad \text{III.26}$$

$$F_{strv}(r) = F_2(r) - \sqrt{\frac{\gamma_0 r}{2\pi}} [\Delta_1 - \Delta_2] \times \left\{ 2\sqrt{\frac{\gamma}{r}} F_2(r) + \int_{\delta}^r \frac{F_2(r-x)F_1(r)}{\sqrt{x(r-x)}} dx \right\} \quad \text{III.27}$$

Où  $\delta$  représente la distance minimale permettant de considérer la fonction d'atténuation constante.

### III.5 résultats obtenus par Shoory et Al. [82]

En utilisant la formulation citée ci-dessus, Shoory et al [82] ont présenté des résultats relatifs au comportement de la fonction d'atténuation, et au champ électrique vertical au niveau du sol évalué à une distance radiale de 100km du point d'impact de la foudre. Ces résultats sont obtenus en adoptant les deux géométries illustrées dans les figures III.1 ET III.2, et qui correspondent respectivement à un sol stratifié horizontalement et à un sol stratifié verticalement.

#### III.5.1 le cas d'un sol stratifié horizontalement :

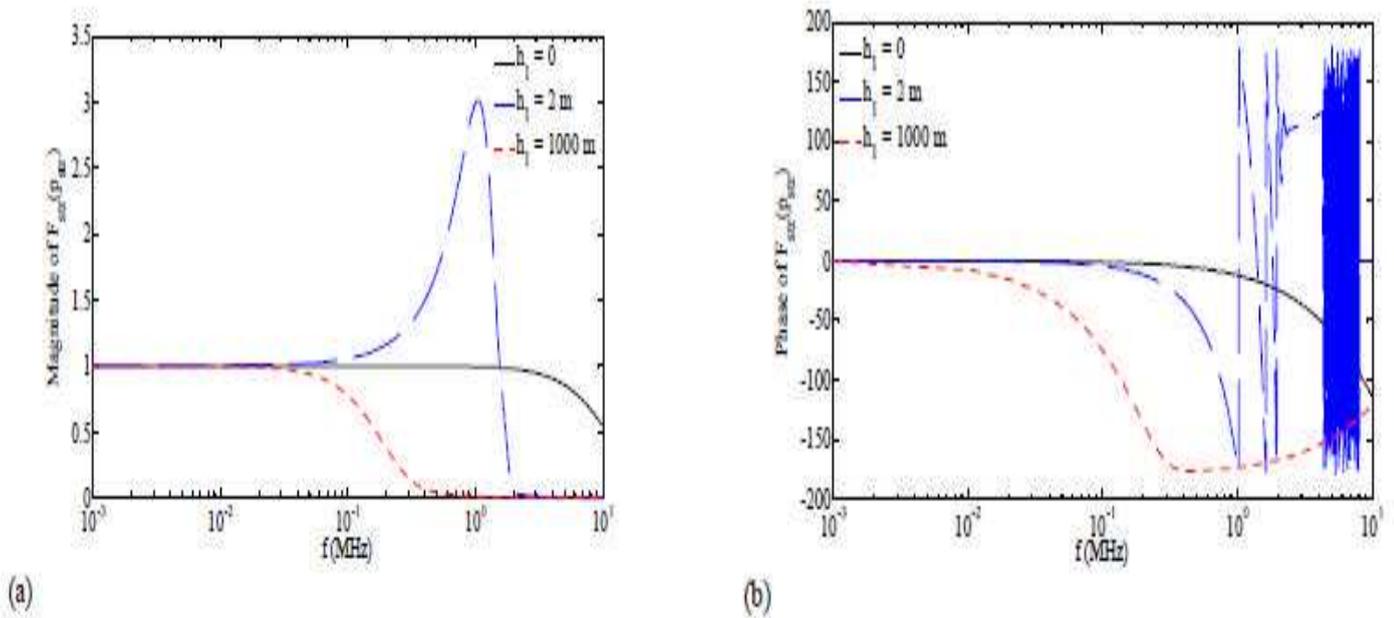
Les auteurs de la référence [63] ont donné l'importance au cas où les paramètres électriques (permittivité diélectrique et conductivité électrique) de la couche inférieure du sol sont plus grands que ceux correspondants à la couche supérieure. Ceci a pour objectif de mettre en évidence l'élévation de l'amplitude du champ électrique vertical par rapport à celles obtenues dans le cas d'un sol homogène et celui d'un sol parfaitement conducteur (mono couche). Cette mise en évidence a été aussi présentée par Cooray dans la référence [85].

Les paramètres électriques relatifs à chaque couche du sol stratifié considéré, sont consignés dans le tableau III.1. Le comportement fréquentiel de l'amplitude et de la phase

de la fonction d'atténuation (donnée par l'expression III.3 correspondant à la première approximation), est présenté sur la figure III.3.

**Tableau III.1.** Paramètres électriques des deux couches [82]

	Paramètres	Valeurs considérées
Première couche	$s_1$ (s/m)	0.001
	$\epsilon_1/\epsilon_0$	10
Deuxième couche	$s_2$ (s/m)	4
	$\epsilon_2/\epsilon_0$	30



**Figure III.3.** Représentation fréquentielle de la fonction d'atténuation pour le cas d'un sol stratifié horizontalement (a) amplitude, (b) phase [82]

Le cas d'un sol homogène est représenté sur la figure III.3 par les allures fréquentielles de l'amplitude et de la phase de la fonction d'atténuation qui correspondent aux valeurs de l'épaisseur de la couche supérieure du sol  $h_1$  égales à 0 et à 1000m. Dans les deux cas, l'amplitude de la fonction d'atténuation est toujours inférieure ou égale à l'unité.

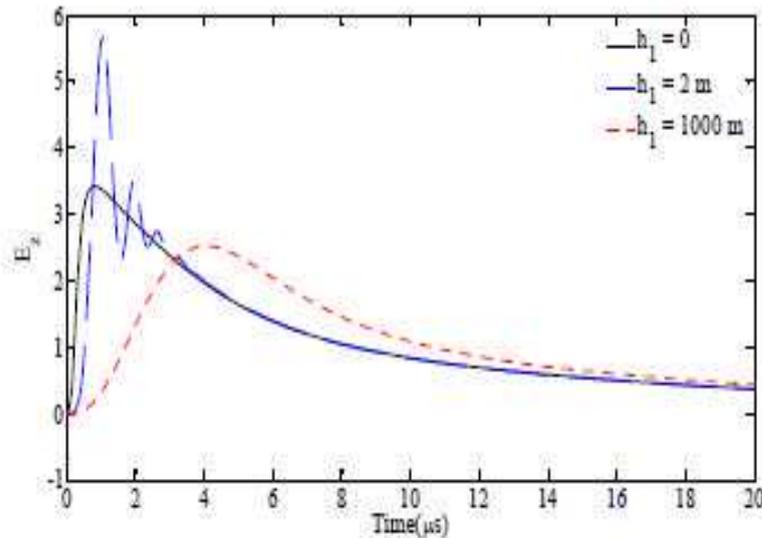
Ainsi, la phase de cette fonction montre une allure fréquentielle non oscillante. Cependant, pour le cas d'un sol stratifié horizontalement ( $h_1=2\text{m}$ ), l'amplitude de la fonction d'atténuation peut être supérieure à l'unité, et sa phase montre une variation fréquentielle de type oscillatoire.

Pae ailleurs, dans le but d'illustrer l'effet de la stratification horizontale du sol sur le champ électrique vertical, Shoory et al [82] ont tracé sur la même figure (figure III.4) trois courbes temporelles de ce champ obtenu à l'aide de la première approximation de Wait (expression III.3). En effet, ces courbes correspondent respectivement au cas d'un sol homogène caractérisé par des paramètres électriques très élevées (correspondant à  $h_1=0$ ), au cas d'un sol homogène et caractérisé par des paramètres électriques relativement faibles (correspondant a  $h_1=1000\text{m}$ ), et enfin au cas d'un sol stratifié horizontalement (correspondant à  $h_1=2\text{m}$ ). Le canal de foudre à été représenté dans cette référence par le modèle MTLE (voir le chapitre II), avec une vitesse de propagation du courant le long du canal  $v_f=1.5 \cdot 10^8\text{m/s}$ , et un taux de décroissance de ce courant le long du canal  $\alpha=2\text{km}$ . Quant au courant à la base du canal il a été représenté par la somme de deux fonctions d'Heidler dont les paramètres, sont ceux illustrés dans le tableau III.2.

Sur la figure III.4, le champ électrique vertical est évalué au niveau du sol pour une distance radiale  $r=100\text{km}$  du point d'impact de la foudre.

**Tableau III.2.** Paramètres des deux fonctions d'Heidler utilisés pour calculer le champ électrique vertical [82].

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



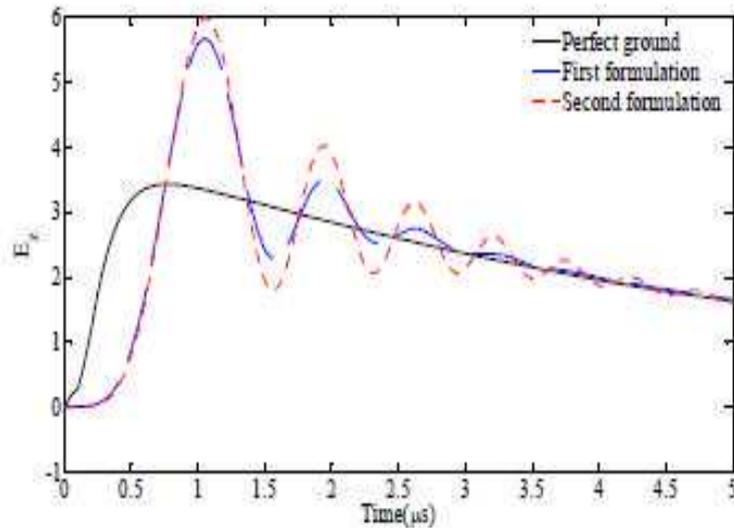
**Figure III.4. Variation temporelle du champ électrique vertical au niveau du sol à une distance radiale de 100 km du point d'impact de la foudre pour différentes valeurs de  $h_1$  [82].**

D'après ces résultats, on remarque que la réponse temporelle du champ électrique vertical dans le cas d'un sol stratifié horizontalement ( $h_1=2$ m), possède un comportement oscillatoire. De plus, l'amplitude maximale de ce champ est plus élevée que celle obtenue dans le cas d'un sol homogène, caractérisée par des paramètres électriques très élevés ( $h_1=0$ ).

Cependant, la forme d'onde obtenue pour le cas d'un sol homogène, caractérisé par des paramètres électriques relativement faibles ( $h_1=1000$ m), possède une amplitude maximale inférieure à celle obtenue dans les autres cas avec un temps de montée lent.

D'autre part, les auteurs de la référence [82] ont effectué une comparaison entre la forme d'onde du champ électrique vertical obtenue par la première approximation (formulation décrite dans la section III.3.1), et celle obtenue à l'aide de la deuxième approximation (formulation décrite dans la section III.3.2).

La figure III.5 présente les deux formes d'onde pour  $h_1=2$ m (sol stratifié horizontalement), ainsi que celle correspondant au cas d'un sol parfaitement conducteur.



**Figure III.5. Variation temporelle du champ électrique vertical au niveau du sol à une distance radiale de 100km du point d'impact correspondant à la première approximation et la deuxième approximation [82]**

La forme d'onde du champ électrique vertical obtenue à l'aide de la deuxième approximation, montre la même nature oscillatoire que celle obtenue par la première approximation, mais avec des amplitudes plus élevées. Par ailleurs, les deux formes d'ondes présentent une amplitude maximale plus élevée que celle relative au cas d'un sol parfaitement conducteur.

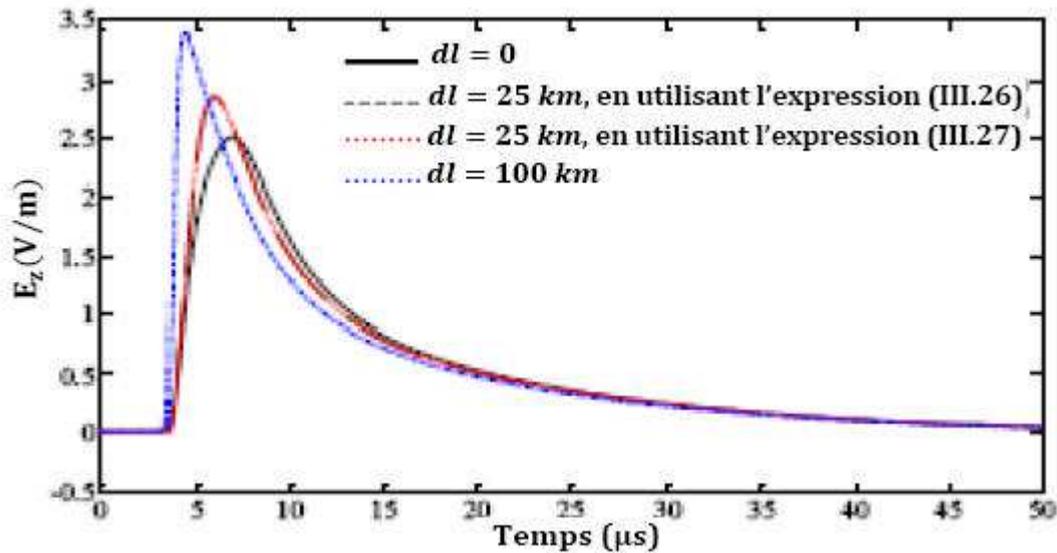
### **III.5.2. résultats obtenus dans le cas d'un sol stratifié verticalement :**

La géométrie utilisée est décrite à la figure III.2. Les paramètres du sol sont ceux consignés dans le tableau III.1. Les paramètres du courant de foudre sont ceux présentés dans le tableau III.2. Shoory et al [82] ont tracé dans la même figure (figure III.6) les allures temporelles du champ électrique vertical au niveau du sol et à une distance radiale de 10 km du point d'impact de foudre. Ces allures correspondent à différentes configurations du sol à savoir :

- Sol homogène, caractérisé par une grande conductivité électrique (cas correspondant à  $d_l=100\text{km}$ ),
  
- Sol homogène, caractérisé par une conductivité électrique relativement faible (cas correspondant à  $d_l=0\text{km}$ ),

- Sol stratifié verticalement (cas correspondant à  $dl=25\text{km}$ )

Pour ce dernier cas, le champ électrique vertical est calculé en utilisant les deux expressions citées dans la section III.4 (expression III.26 et expression III.27).



**Figure III.6. Variations temporelles du champ électrique vertical au niveau du sol à une distance radiale de 100 km du point d'impact de la foudre en présence d'un sol stratifié verticalement [82].**

D'après ce résultat, on peut remarquer que les allures temporelles du champ électrique vertical obtenues à l'aide des deux expressions (expression III.26 et expression III.27) sont presque les mêmes. De plus, l'effet de la stratification verticale du sol, se traduit sur l'allure temporelle du champ électrique vertical par la diminution de l'amplitude maximale et du temps de montée de ce champ par rapport au cas correspondant à un sol homogène et caractérisé par des paramètres électriques de valeurs très élevées ( $dl=100\text{km}$ ). Cependant, par rapport au cas d'un sol homogène, caractérisé par des paramètres électriques de valeurs relativement faibles ( $dl=0$ ), l'effet de la stratification du sol se traduit sur l'allure temporelle du champ électrique vertical par l'augmentation de l'amplitude maximale et du temps de montée.

**III.6. Conclusion :**

Dans ce chapitre, nous avons présenté une formulation simplifiée adaptable au calcul du champ électrique vertical au niveau d'un sol stratifié horizontalement, ainsi que pour un sol stratifié verticalement. Cette formulation connue sous le nom « formulation de Wait », utilise le résultat du champ électrique vertical obtenu pour le cas d'un sol parfaitement conducteur comme donnée initiale pour le champ électrique verticale correspondant au cas d'un sol stratifié. Ce calcul est obtenu grâce à un simple produit dans le domaine fréquentiel entre la fonction dite « fonction d'atténuation », et le champ électrique vertical au niveau d'un sol parfaitement conducteur.

Dans ce même chapitre, nous avons présenté l'état de l'art correspondant au calcul du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié. Ainsi, nous avons passé en revue les travaux effectués dans ce domaine depuis 1936 à nos jours. La formulation théorique de Wait récemment présentée dans la référence [82], a été ensuite décrite. Les résultats obtenus dans cette référence ont été analysés. Nous avons ainsi montré, à travers ces résultats, que l'effet de la stratification est important et ne peut être négligé car parfois il peut provoquer l'augmentation de l'amplitude maximale du champ électrique vertical, aussi que l'apparition d'oscillations dans la forme d'onde de ce champ ce qui peut fausser le plan de prédiction établi pour faire face aux effets indirects de la foudre.

Dans le chapitre suivant, on étudiera l'effet de la stratification du sol sur la propagation du champ électromagnétique rayonné par la foudre, en adoptant la méthode FDTD.

## CHAPITRE IV

# SIMULATION DU RAYONNEMENT EM DE LA Foudre PAR LA MÉTHODE FDTD

-

**IV.1 Introduction :**

L'influence de la stratification du sol sur le champ électromagnétique est d'une importance capitale. Car les transitoires induites par la foudre dans les réseaux électriques sont directement proportionnelles au champ électromagnétique rayonné. Ceci dit, des erreurs notables, sur les calculs de prédiction des effets de la foudre sur ces réseaux, peuvent être commises en supposant que le sol est homogène.

La difficulté de prise en compte des spécifications topologiques et géologiques du sol est due à deux contraintes principales. La première contrainte est de nature théorique, en effet, il est très difficile d'introduire toutes les données du sol dans un modèle de prédiction des effets de la foudre. La deuxième est de type numérique, car un tel calcul demanderait un temps de calcul prohibitif et une très grande place mémoire.

Dans ce chapitre, Nous utilisons la méthode FDTD qui consiste en la résolution des équations de Maxwell afin de déterminer le champ électromagnétique rayonné au voisinage d'un canal de foudre. Les composantes du champ électromagnétique seront évaluées au-dessus et en dessous d'un sol stratifié horizontalement, ainsi que pour un sol stratifié verticalement. Nous présentons ensuite, les résultats obtenus en se basant sur cette méthode.

**VI.2. La méthode FDTD :****IV.2.1 Principes de base de la méthode FDTD :****IV.2.1.1. Equations de base :**

La méthode FDTD est basée sur la formulation standard des équations de Maxwell (IV.1) (IV.2)

$$\vec{\nabla} * \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{IV.1}$$

$$\vec{\nabla} * \vec{H} = \sigma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{IV.2}$$

Où E est le champ électrique, H le champ magnétique,  $\mu$ ,  $\sigma$  et  $\epsilon$  sont respectivement, la perméabilité magnétique, la conductivité électrique et la permittivité diélectrique du milieu considéré (l'air ou le sol).

La double discrétisation spatiale et temporelle par les différences finies, appliquée aux équations de Maxwell, a été décrite de manière originale par Yee [60] en 1966. La discrétisation des opérateurs de dérivation utilise un schéma centré des différences finies, avec une formulation dont l'erreur est du second ordre pour chaque pas de discrétisation (en d'autre terme : la diminution de moitié du pas de discrétisation réduit de 25% les erreurs d'évaluation des opérateurs de dérivation).

Les figures IV.1 et IV.2 présentent respectivement la discrétisation temporelle dont le modèle utilisé est dit « leap frog » et la discrétisation spatiale appliquée à une seule grille d'un domaine en trois dimensions.

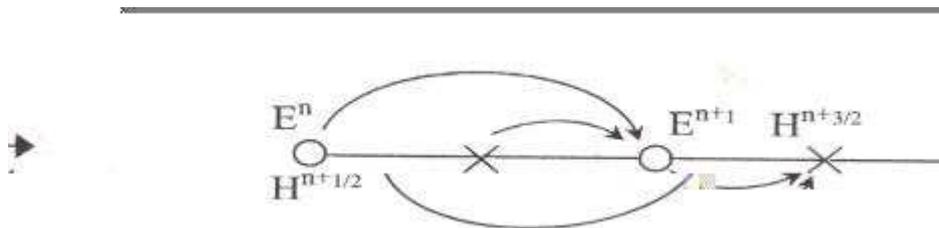
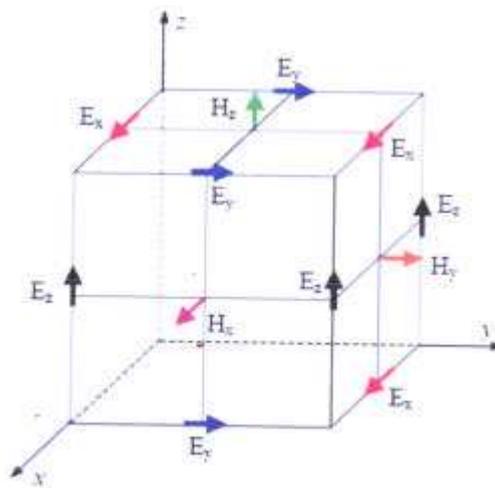
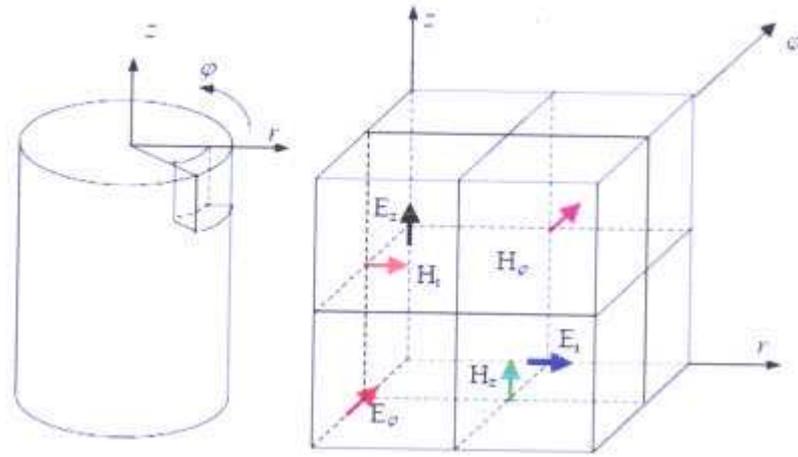


Figure IV.1 principe de discrétisation temporelle en différences finies[86]



(a) coordonnées cartésiennes [87]



(b) coordonnées cylindriques

Figure IV.2 Maillage spatial 3D en différences finies-modèle de Yee

On remarque dans les figures IV.1 et IV.2 le décalage d'un demi-pas spatial et temporel, entre les composantes du champ électrique E et celles du champ magnétique H, inhérent à l'approximation des opérateurs de dérivation par le schéma centré des différences finies.

Le champ électrique à l'instant « n+1 » est calculé en fonction du champ électrique à l'instant « n », c'est-à-dire, la valeur obtenue dans le pas temporel précédent, et la valeur du champ magnétique à l'instant « n+1/2 ».

Pour l'analyse du champ électromagnétique rayonné par la foudre, on peut adopter un domaine de calcul à deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques (figure IV.3)

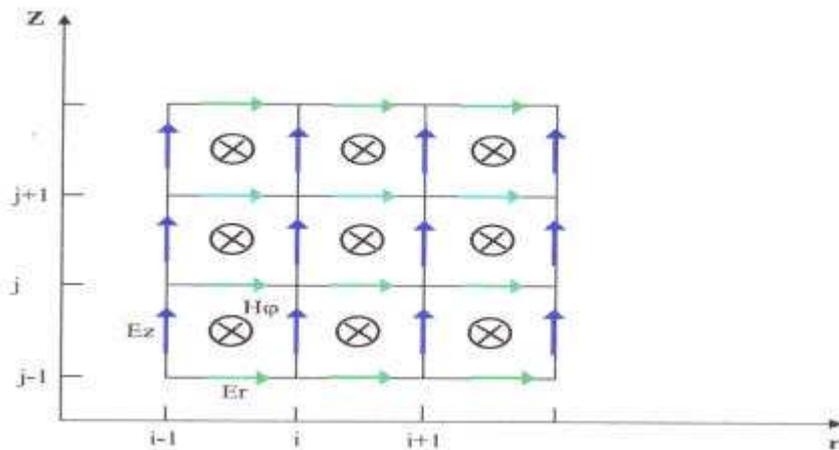


Figure IV.3. Domaine de calcul a deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques

Les équations (IV.1) et (VI.2) peuvent être écrites sous la forme suivante :

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

La résolution de ce système d'équations est obtenue en mettant en œuvre l'approche FDTD.

Tous d'abord, on définit chaque fonction spatio-temporelle  $f$  évaluée en chaque point de l'espace et à chaque instant comme :  $f(i, r, j, z, n, t) = f^n(i, j)$

Où  $\Delta r$  et  $\Delta z$  représentent les pas spatiaux, respectivement dans les deux directions :

Radiale et verticale.

$\Delta t$  est le pas temporel de propagation,

$i, j$  et  $n$  sont les incréments dans l'espace et dans le temps.

Les approximations du premier ordre des équations aux dérivées partielles s'écrivent comme suit :

$$\left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial r} \right| = \frac{f^n\left(i + \frac{1}{2}j\right) - f^n\left(i - \frac{1}{2}j\right)}{\Delta r} \quad \text{IV.4}$$

$$\left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial z} \right| = \frac{f^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right) - f^n\left(i, j - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z} \quad \text{IV.5}$$

$$\left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial t} \right| = \frac{f^{n+1/2}(i, j) - f^{n-1/2}(i, j)}{\Delta t} \quad \text{IV.6}$$

A partir des équations aux dérivées partielles du système (IV.3) et en utilisant les équations (IV.4)-(IV.6) On obtient les composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre qui s'écrivent :

$$E_z^{n+1}(i, j+1) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t} E_z^n(i, j+1/2) + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)r\Delta r} \left[ r_{i+1/2} H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) - r_{i-1/2} H_\phi^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2) \right]$$

IV.7

$$E_r^{n+1}(i, j+1) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t} E_r^n(i, j+1/2) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta r} \left[ H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) - H_\phi^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2) \right]$$

IV.8

$$H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) = H_\phi^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2) + \frac{\Delta t}{\mu\Delta r} \left[ E_z^n(i+1, j+1/2) - E_z^n(i, j+1/2) \right]$$

$$- \frac{\Delta t}{\mu\Delta r} \left[ E_r^n(i+1, j+1/2) + E_r^n(i, j+1/2) \right]$$

IV.9

#### IV.2.2.2. Conditions aux limites absorbantes :

Lorsque les équations du champ électromagnétique sont résolues dans le domaine temporel en utilisant des méthodes aux différences finies dans un espace non borné, il doit y avoir une méthode limitant le domaine dans lequel le champ est calculé. Ceci est réalisé en employant des conditions aux limites absorbantes (Absorbing Boundary Conditions : ABC) aux frontières artificielles du domaine pour simuler l'espace non borné (Figure IV.4)

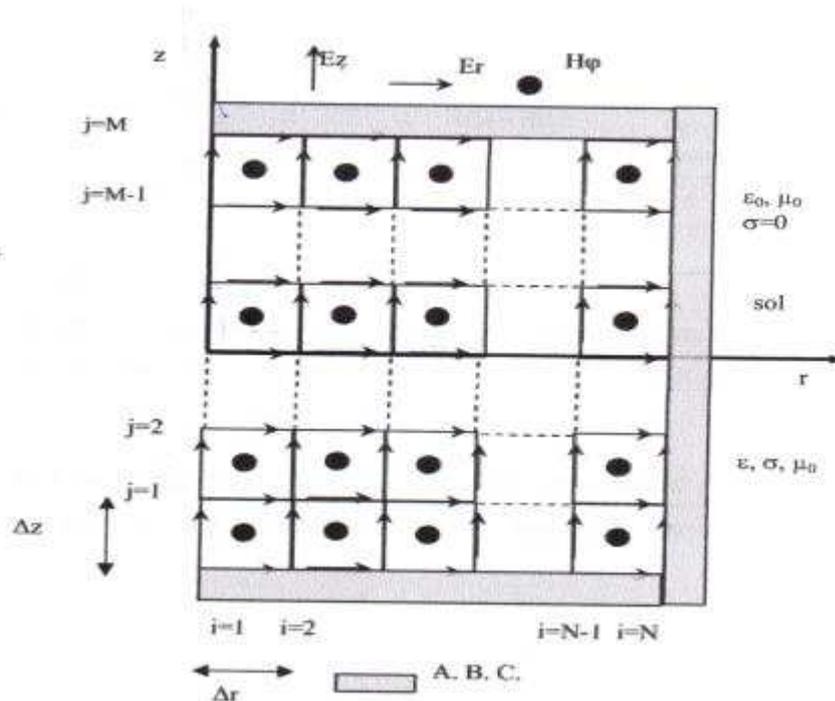


Figure IV.4. Maillage 2D-FDTD (coordonnées cylindriques)

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

- **Les conditions aux limites de Mur [94]**

Ces conditions développées par Mur [87], 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, à partir des valeurs du champ magnétique pré-calculées aux nœuds situés au voisinage intérieur immédiat de ces limites. Si ces dernières sont suffisamment éloignées de la source du champ électromagnétique, les valeurs du champ magnétique sur les frontières du domaine sont obtenues par l'extrapolation du premier ou du deuxième ordre.

- **La couche parfaitement absorbante PML (« perfectly matched layer »)**

Ce type de conditions aux limites été présenté par Bérenger [88]. Son principe est basé sur l'utilisation d'une couche absorbante autour des frontières du domaine de calcul afin d'éviter toute réflexion d'onde électromagnétique sortante à travers ces frontières. L'avantage de ce type de conditions réside dans la possibilité de les placer à des endroits extrêmement proches de la source

du rayonnement électromagnétique vu que la couche extérieure (PML) qui entoure le domaine de calcul est parfaitement absorbante.

- **Les conditions aux limites absorbantes CBO (« Complimentary boundary Operator »)**

Les conditions aux limites absorbantes CBO présentent une technique de troncature des domaines de calcul ouverts. Cette technique a été développée par Rahami [89], elle est conçue proprement pour l'évaluation du champ proche, ainsi que pour l'analyse du rayonnement électromagnétique engendré par des courants caractérisés par une durée d'impulsion très courte.

- **L'algorithme de limite à basse fréquence LFBA (« Low Frequency Boundary Algorithme »)**

Ces conditions aux limites ont été présentées par Rudolph et al. [90] afin d'analyser les effets directs de la foudre sur les avions. L'avantage de cet algorithme est la facilité d'implémentation sur le plan informatique notamment avec des codes de calcul basés sur la méthode FDTD. Cependant, cet algorithme présente aussi l'inconvénient d'avoir des problèmes liés à la stabilité numérique pour des temps d'analyse très lents.

Dans ce travail, on utilise les conditions aux limites absorbantes au premier ordre développées par Mur [89]. Leurs approximations aux différences finies sont comme suit :

*Dans la direction r*

$$H_{\phi}^{n+1/2}\left(i_{\max} + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) = \frac{2N-1}{2N+1} \frac{v\Delta t - \Delta r}{v\Delta t + \Delta r} H_{\phi}^{n+1/2}\left(i_{\max} - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - \frac{v\Delta t - \Delta r}{v\Delta t + \Delta r} H_{\phi}^{n-1/2}\left(i_{\max} + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{2N-1}{2N+1} H_{\phi}^{n-1/2}\left(i_{\max} - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \quad \text{IV.10}$$

Où  $i_{\max}=N$

*Dans la direction z :*

$$H_{\phi}^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j_{\max} + \frac{1}{2}\right) = H_{\phi}^{n-1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j_{\max} - \frac{1}{2}\right) - \frac{v\Delta t - \Delta r}{v\Delta t + \Delta r} \left[ H_{\phi}^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j_{\max} - \frac{1}{2}\right) - H_{\phi}^{n-1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j_{\max} + \frac{1}{2}\right) \right] \quad \text{IV.11}$$

$$H_{\phi}^{n+1/2}\left(i+\frac{1}{2}, j_{\max}-\frac{1}{2}\right) = H_{\phi}^{n-1/2}\left(i+\frac{1}{2}, j_{\min}-\frac{1}{2}\right) + \frac{v\Delta t - \Delta r}{v\Delta t + \Delta r} \left[ H_{\phi}^{n+1/2}\left(i+\frac{1}{2}, j_{\min}+\frac{1}{2}\right) - H_{\phi}^{n-1/2}\left(i+\frac{1}{2}, j_{\min}-\frac{1}{2}\right) \right] \quad \text{IV.12}$$

Ou  $j_{\min}=0, j_{\max}=M$

? est la vitesse de propagation du champ électromagnétique dans le milieu (l'air ou le sol). Dans le cas d'une propagation dans le sol, on a utilisé l'approximation haute fréquence de la vitesse, à savoir  $v = c/\sqrt{\epsilon_r}$  [91]

le champ électrique vertical sur l'axe  $z(r=0)$  doit être traité d'une manière spéciale. Dans la région dépourvue de charges électriques, il est donné par l'expression [81] :

$$E_z^{n+1}(0, j+1) = \frac{2\epsilon - \sigma\Delta t}{2\epsilon + \Delta t} E_z^n(0, j+1/2) + \frac{8\Delta t}{(2\epsilon + \sigma\Delta t)\Delta r} H_{\phi}^{n+1/2}(1/2, j+1/2) \quad \text{IV.13}$$

Dans la région comportant la source et selon la loi d'Ampère, le champ vertical peut être écrit sous la forme [44] :

$$E_z^{n+1}(0, j+1) = \frac{2\epsilon - \sigma\Delta t}{2\epsilon + \Delta t} E_z^n(0, j+1/2) + \frac{8\Delta t}{(2\epsilon + \sigma\Delta t)\Delta r} H_{\phi}^{n+1/2}(1/2, j+1/2) + \frac{4\Delta t}{\pi\epsilon_0\Delta r^2} i^{n+1/2}(0, j+1/2) \quad \text{IV.14}$$

$i^{n+1/2}\left(0, j+\frac{1}{2}\right)$  : est l'élément du courant de l'arc en retour à la hauteur ?z (j+1/2) et a l'instant ?t (n+1/2)

L'algorithme FDTD exige des considérations spécifiques. La taille d'une mille du domaine d'étude doit être une fraction de la longueur d'onde du champ électromagnétique [92]. De plus, pour éviter des instabilités numériques, le pas temporel doit être déterminé de manière à satisfaire le critère de stabilité du courant [92], à savoir ?t=min(?r, ?z)/2c [44]. La fonction min (?r, ?z) donne la valeur minimale entre ?r et ?z

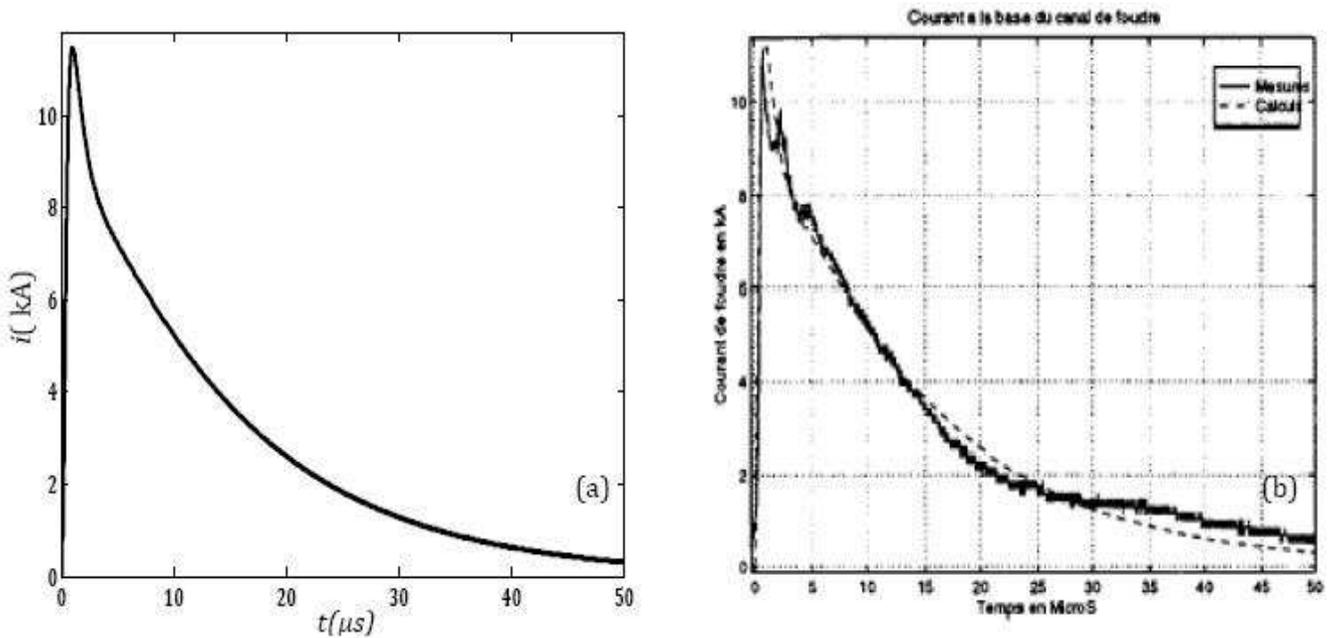
### IV.3 Validation expérimentale du code de calcul développé

Dans le cadre de ce mémoire, nous avons développé un code de calcul afin d'évaluer le champ électromagnétique rayonné par la foudre en présence d'un sol stratifié. Les calculs sont effectués en utilisant la méthode FDTD décrite auparavant. La validation expérimentale du code de calcul développé est réalisée à travers une comparaison entre les résultats de simulation obtenus en exploitant notre code de calcul développé, et des mesures issues de la référence [44] et qui ont été effectuées lors d'une campagne expérimentale en Août 1995 au Centre Spatial Kennedy, en Floride. En effet, Cette comparaison est effectuée dans le cas d'un sol homogène (monocouche) puisqu'il est difficile de trouver dans la littérature des résultats expérimentaux qui prennent en compte des caractéristiques topologiques et géologiques du sol.

Le courant à la base du canal est modélisé par la somme de deux fonctions d'Heidler dont les paramètres, sont ceux illustrés dans le tableau IV.1. La figure IV.5.a présente l'allure temporelle de ce courant obtenue par notre code de calcul. L'allure du courant mesuré du courant à la base du canal est représentée sur la figure IV.5.b.

*Tableau IV.1 Paramètres des deux fonctions d'Heidler simulant le courant de foudre à la base du canal [42].*

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)	$n_1$
10.5	0.6	0.9	2	7	1.4	14	2



*Figure IV.5 Variations temporelles du courant à la base du canal (a) calculées par la méthode FDTD, (b) mesurées [44].*

A l'issue de cette comparaison, nous pouvons conclure que les résultats du courant à la base du canal obtenus à travers notre code de calcul, concordent avec les résultats obtenus expérimentalement (figure IV.5).

Les figures IV.6.a et IV.7.a présentent respectivement la forme d'onde du champ électrique vertical évaluée à une distance radiale (par rapport au canal de foudre)  $r = 62\text{m}$ , et à une hauteur  $z = 1\text{m}$ , ainsi que celle du champ magnétique azimutal évaluée à une distance radiale  $r = 97\text{m}$ , et à une hauteur  $z = 1\text{m}$ . Le canal de foudre est représenté par le modèle MTLE, avec une vitesse de propagation du courant le long du canal  $V_f = 80 \text{ m}/\mu\text{s}$ , et un taux de décroissance de ce courant le long du canal  $\lambda = 1\text{km}$ .

La mesure du champ électrique vertical et celle du champ magnétique azimutal sont présentées respectivement dans les figure IV.6.b et IV.7.b.

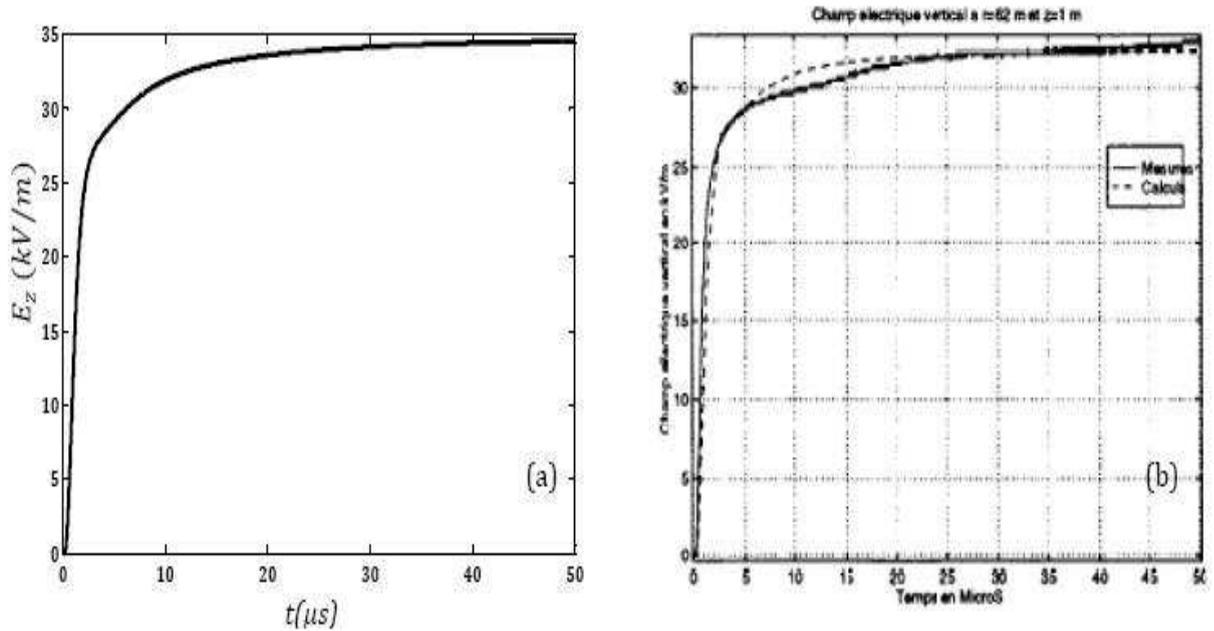


Figure IV.6. Variations temporelles du champ électrique vertical pour  $r = 62$  m, et  $z = 1$  m (a) calculées par la méthode FDTD, (b) mesurées [93].

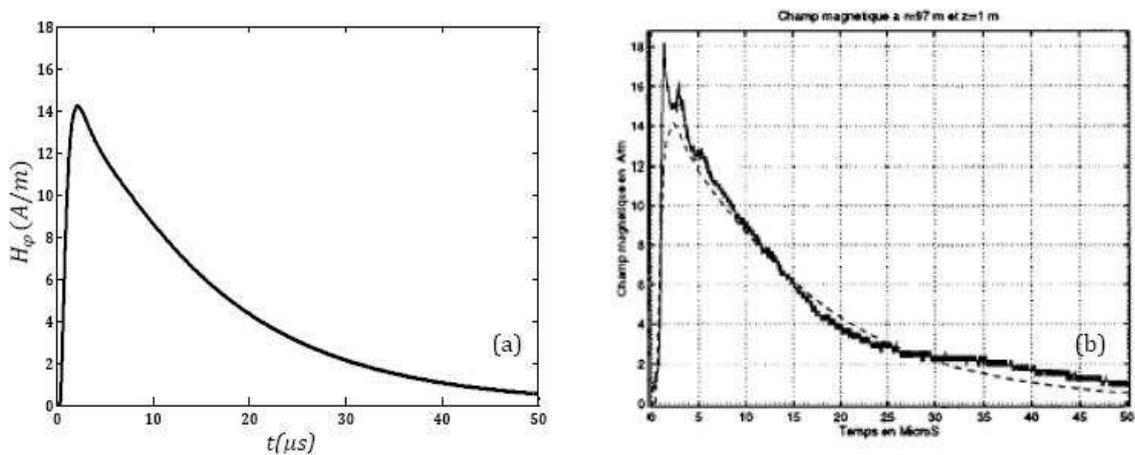


Figure IV.7. Variations temporelles du champ magnétique azimuthal pour  $r = 97$  m, et  $z = 1$  m (a) calculées par la méthode FDTD, (b) mesurées [93].

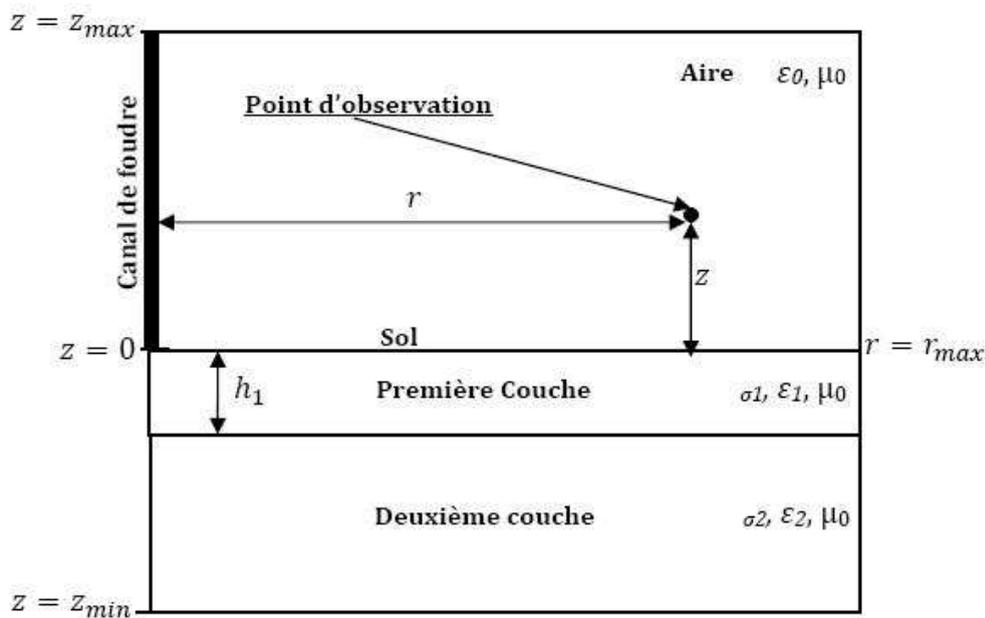
D'après cette comparaison, nous pouvons remarquer la bonne concordance entre les résultats obtenus en utilisant la FDTD et ceux obtenus à travers des mesures effectuées lors de la campagne expérimentale au Centre Spatial Kennedy [93].

#### IV.4. Résultats de simulation et discussion

##### IV.4.1. Résultats obtenus dans le cas d'un sol stratifié horizontalement

De la même manière d'étude présentée dans la référence [82], nous examinons dans ce paragraphe l'effet de la stratification horizontale du sol sur les formes d'ondes des trois composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre (le champ électrique radial, le champ électrique vertical et le champ magnétique azimuthal). En effet, la stratification est représentée par un sol composé de deux couches.

En adoptant la géométrie illustrée dans la figure IV.7, les trois composantes du champ électromagnétique sont calculées en deux points d'observation (au dessus et en dessous du sol)



*Figure IV.7. modèle géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique en présence d'un sol stratifié horizontalement à deux couches.*

##### IV.4.1.1. Cas des distances proches

Le canal de foudre est représenté par le modèle MTLE ; avec une vitesse de propagation du courant le long du canal  $V_f = 1.5 \cdot 10^8$  m/s, et un taux de décroissance de ce courant le long du canal  $\alpha = 2$  km. La région de calcul est délimitée par une distance radiale maximale par rapport au canal de foudre  $r_{max} = 2000$  m et une hauteur maximale par rapport au sol  $z_{max} = 1500$  m et enfin par la profondeur  $z_{min} = -100$  m. Les pas de discrétisation spatiale utilisés lors de la simulation ainsi que celui de la discrétisation temporelle sont respectivement  $\Delta r = 1$  m  $\Delta z = 1$  m et  $\Delta t = 1$  ns. Quant au courant à la base

du canal, il est représenté par la somme de deux fonctions d'Heidler dont les paramètres sont ceux illustrés dans le tableau IV.2

*Tableau IV.2. Paramètres des deux fonctions d'Heidler utilisés dans le calcul du champ électromagnétique.*

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)	$n_1$
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

#### IV.4.1.1.1 Simulation et comparaison avec résultat de Delfino et al

Afin de tester l'approche adoptée dans cette étude à savoir l'approche FDTD, on compare les résultats du champ électrique vertical et horizontal et du champ magnétique azimutal à la distance de 50m et 1000m du canal de foudre et a hauteur de 10m au dessus du sol obtenus par cette méthode avec les résultats obtenus par Delfino et al [94], en utilisant la formulation exacte du champ. En ce qui concerne les propriétés du sol, pour la première couche,  $s_1=0.002$ S/m et  $\epsilon_{r1}=5$  et pour la deuxième couche,  $s_2=0.1$ S/m et  $\epsilon_{r2}=80$ . Deux valeurs de la profondeur de la première couche ont été choisies, à savoir 2m et 5m.

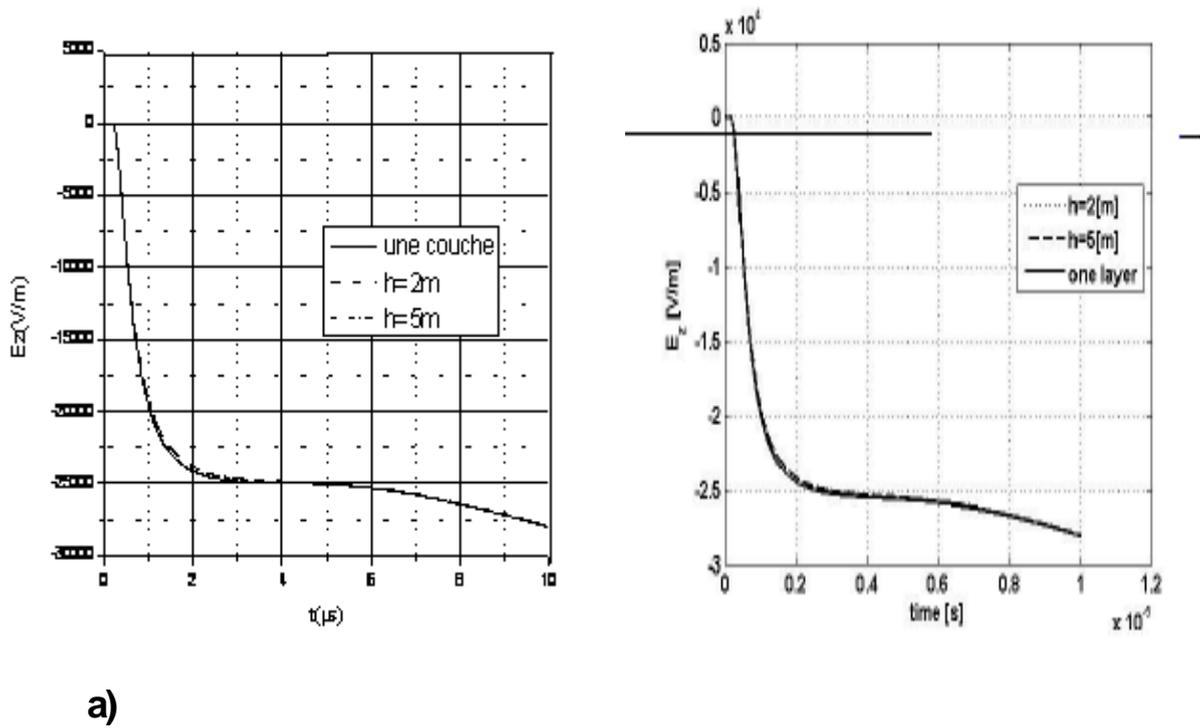


Figure IV.8. Champ électrique vertical ( $r=50m, h1=2m, h2=5m$ )

(a) Méthode FDTD et (b) Algorithme de Delfino et al [94]

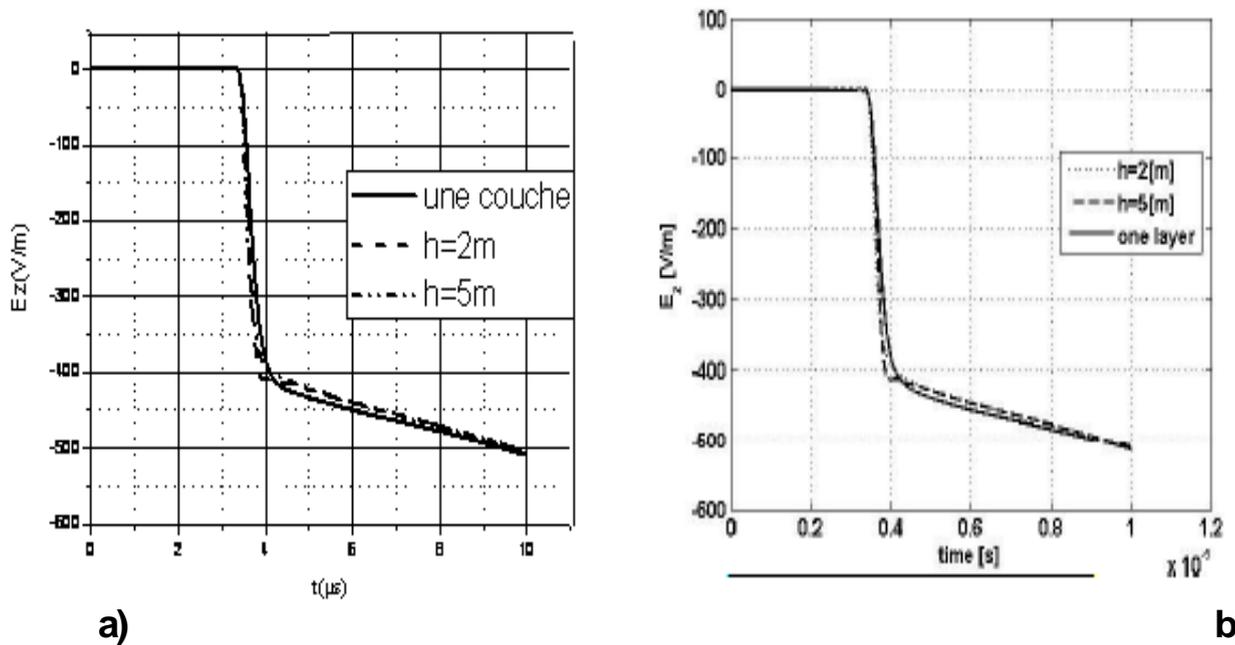
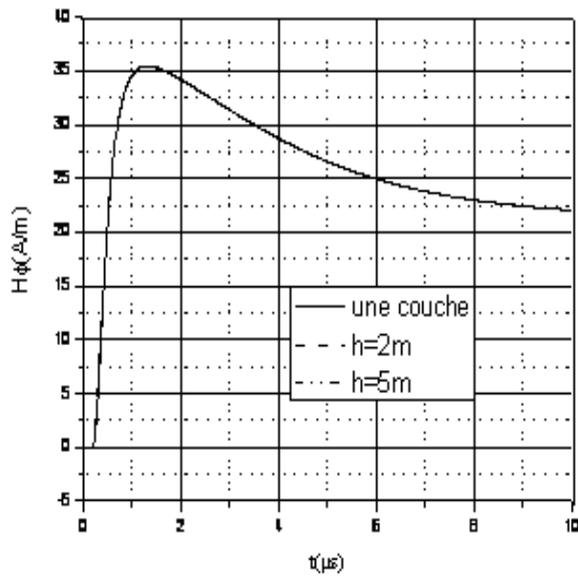
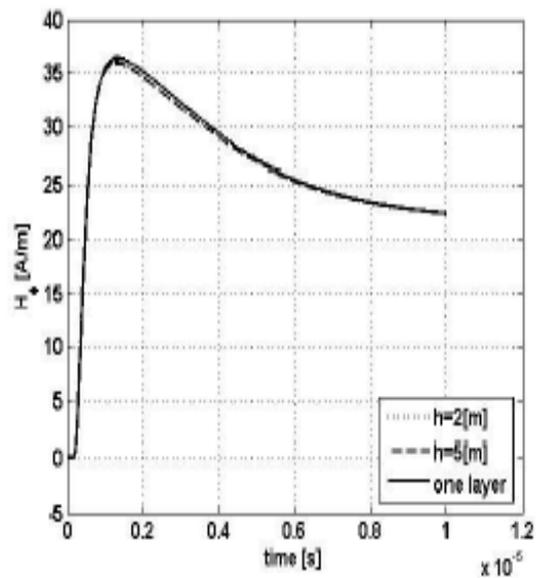


Figure IV.9. Champ électrique vertical ( $r=1000m, h1=2m, h2=5m$ )

(a) Méthode FDTD et (b) Algorithme de Delfino et al. [94]



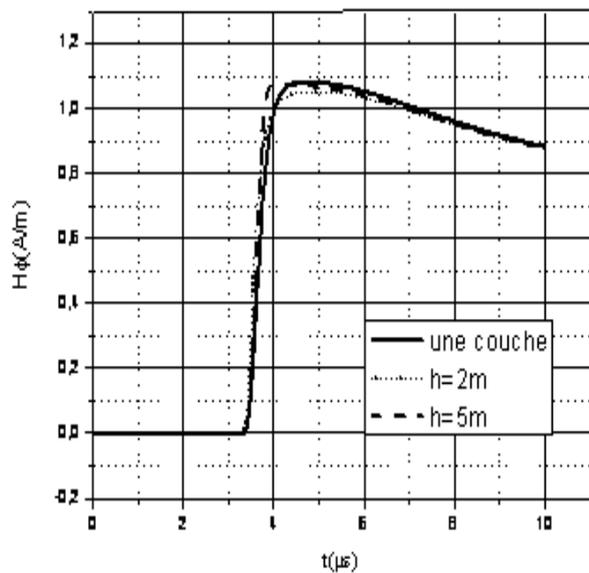
a)



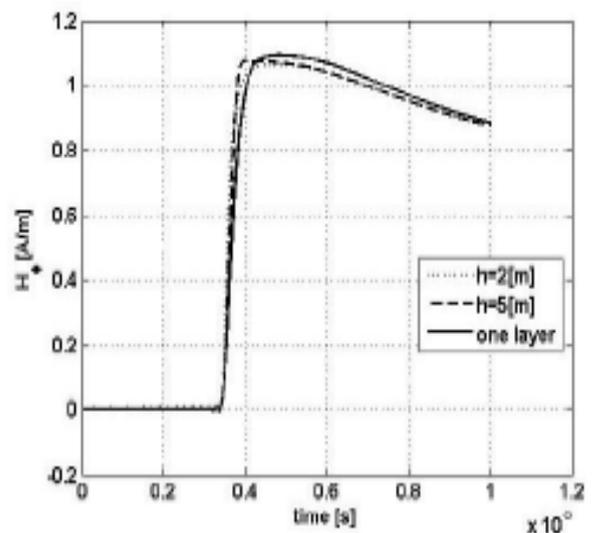
b)

Figure IV.10. Champ magnétique azimuthal ( $r=50m, h_1=2m, h_2=5m$ )

(a)Méthode FDTD et (b) Algorithme de Delfino et al. [94]



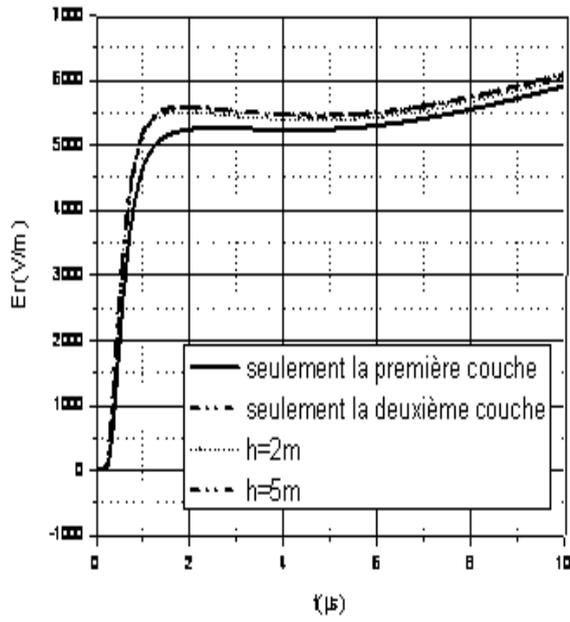
a)



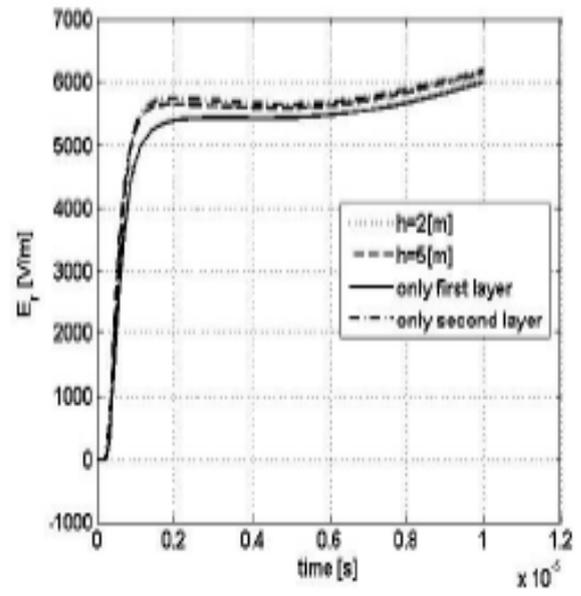
b)

Figure IV.11. Champ magnétique azimuthal ( $r=1000m, h_1=2m, h_2=5m$ )

(a)Méthode FDTD et (b) Algorithme de Delfino et al. [94]



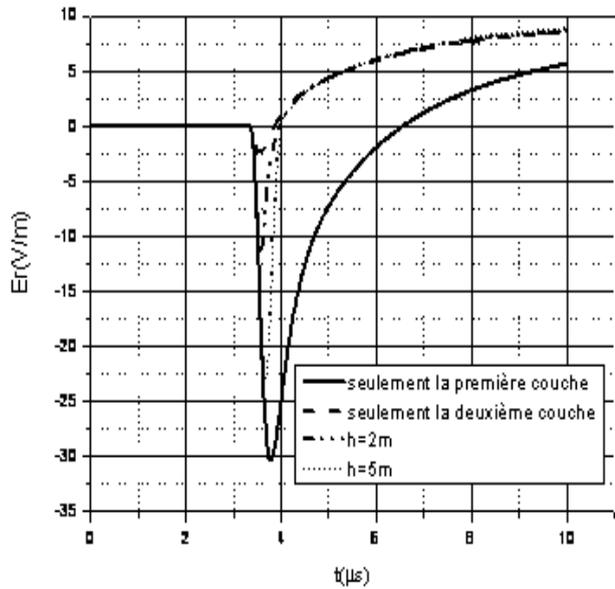
a)



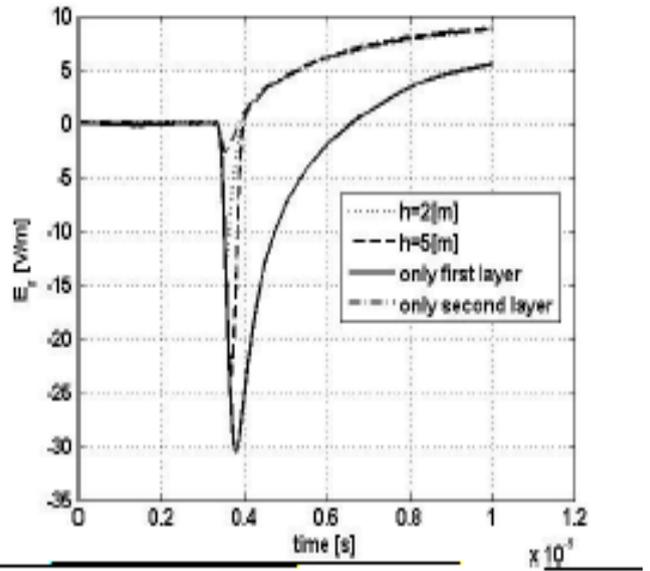
b)

Figure IV.12. Champ électrique horizontale ( $r=50m, h1=2m, h2=5m$ )

(a)Méthode FDTD et (b) Algorithme de Delfino et al. [94]



a)



b)

Figure IV.13. Champ électrique horizontale ( $r=1000m, h1=2m, h2=5m$ )

(a)Méthode FDTD et (b) Algorithme de Delfino et al. [94]

La comparaison de nos résultats de simulation, obtenus en mettant en œuvre la méthode FDTD, avec ceux de Delfino et al montre une très bonne concordance. C'est un résultat très encourageant puisque les résultats de Delfino et al représentent la solution exacte du champ électromagnétique au dessus du sol.

L'analyse des figures montre que le sol stratifié a très peu d'effet sur le champ électrique vertical pour les distances considérées. La même remarque pour le champ magnétique azimutal, comme on peut le voir dans figure IV. 8, figure IV. 9, figure IV. 10, figure IV. 11

Il peut être vu, que les champs à 1000m au dessus d'un sol sont caractérisés par un temps de montée rapide.

Il peut être vu, encore une fois, que, à 50m le champ électrique horizontal n'est pas affecté par la stratification du sol.

Toutefois, pour une distance de 1000m le champ électrique horizontal est fortement affecté par la stratification du sol.

#### **IV.4.1.1.2 Influence de la conductivité du sol sur le champ électrique vertical et sur le champ magnétique azimutal au dessus du sol**

Dans ce chapitre nous étudions l'influence de la conductivité du sol sur les formes d'ondes du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal à la distance de 50m du canal de foudre et à une hauteur de 8m au dessus du sol. Ainsi nous traçons dans les figures VI.14 et VI.15 respectivement les graphes du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal pour deux valeurs de la conductivité du sol à savoir:  $s=0.01S/m$ ,  $s=0.001S/m$ .

Figure IV.14. Variations temporelles du champ électrique vertical au-dessus du sol

( $r=50m$ ,  $h=8m$ )

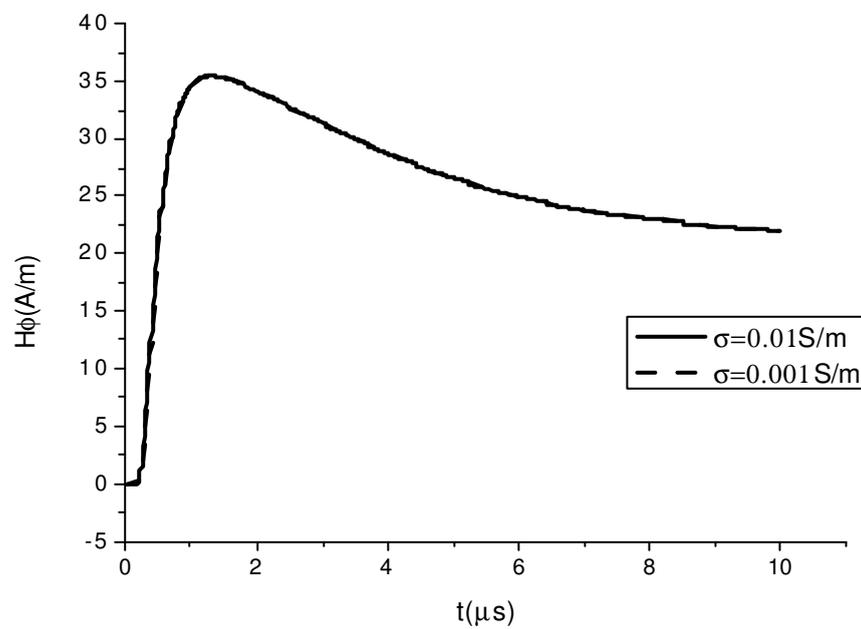


Figure IV.15. Variations temporelles du champ magnétique azimuthal au-dessus du sol

( $r=50m$ ,  $h=8m$ )

On conclue que la conductivité finie du sol n'affecte pas, pour les distances proches, les composantes du champ électrique vertical et du champ magnétique azimuthal au dessus du sol.

#### IV.4.1.1.3. Influence de la conductivité du sol sur le champ électromagnétique en dessous du sol

Nous examinons dans ce qui suit l'influence de la conductivité du sol sur les champs électriques et magnétiques au-dessous du sol. Ainsi, nous présentons dans les figures IV.16 à IV.19 les variations temporelles du champ électrique vertical et horizontal en dessous d'un sol de conductivité finie. Les calculs sont effectués en deux points distincts en dessous du sol. Le premier se situant à une profondeur de 5m et le deuxième à une profondeur de 10m pour deux valeurs de la conductivité du sol  $s=0.01\text{S/m}$  et  $s=0.001\text{S/m}$ .

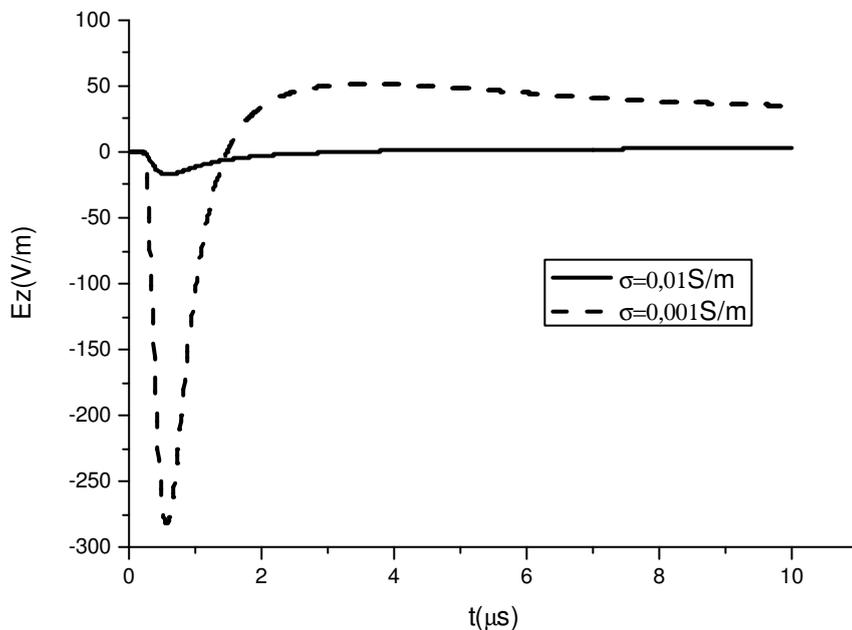


Figure IV.16. Variations temporelles du champ électrique vertical

$$(r=50\text{m}, d_t=5\text{m})$$

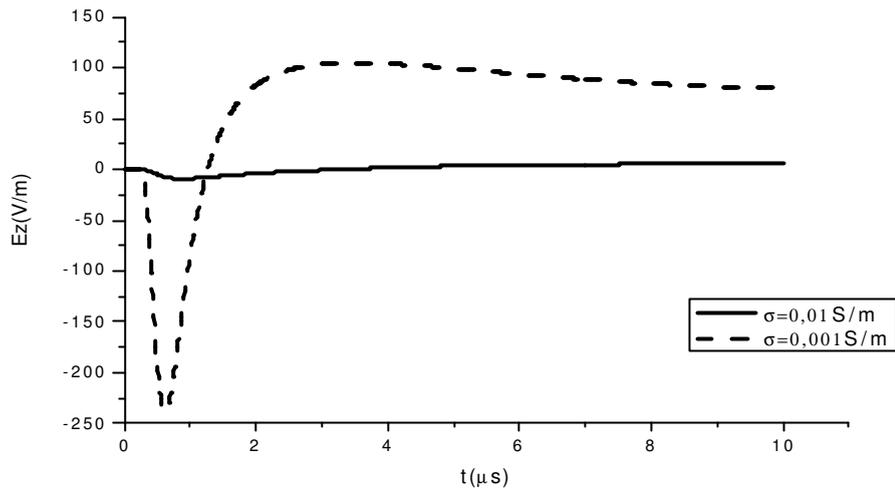


Figure IV.17 Variations temporelles du champ électrique vertical

( $r=50m, d_1=10m$ )

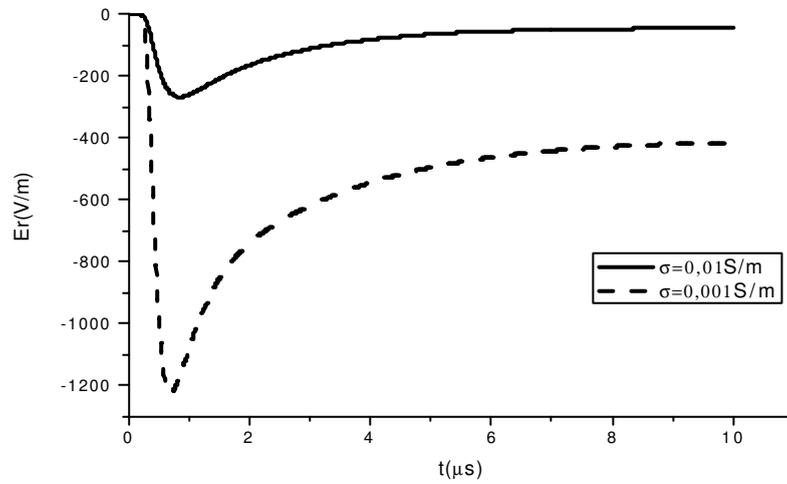
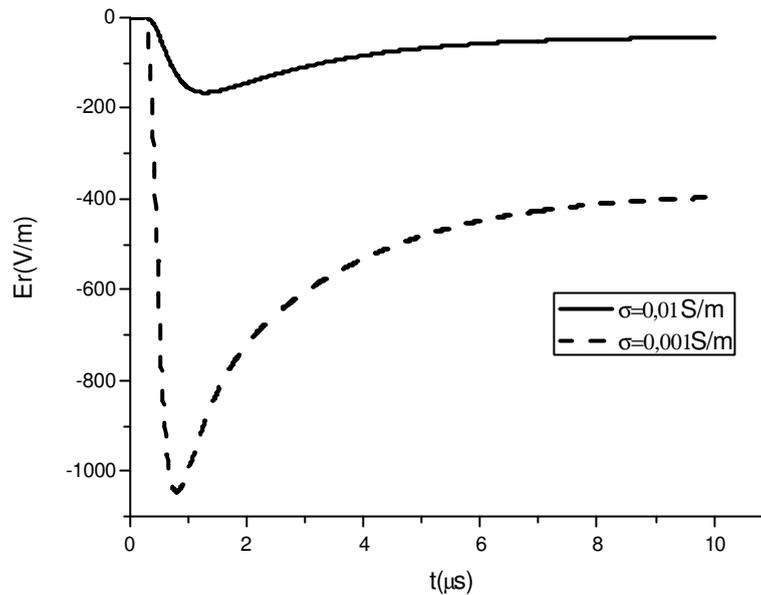


Figure IV.18. Variation temporelles du champ électrique horizontal

( $r=50m, d_1=5m$ )



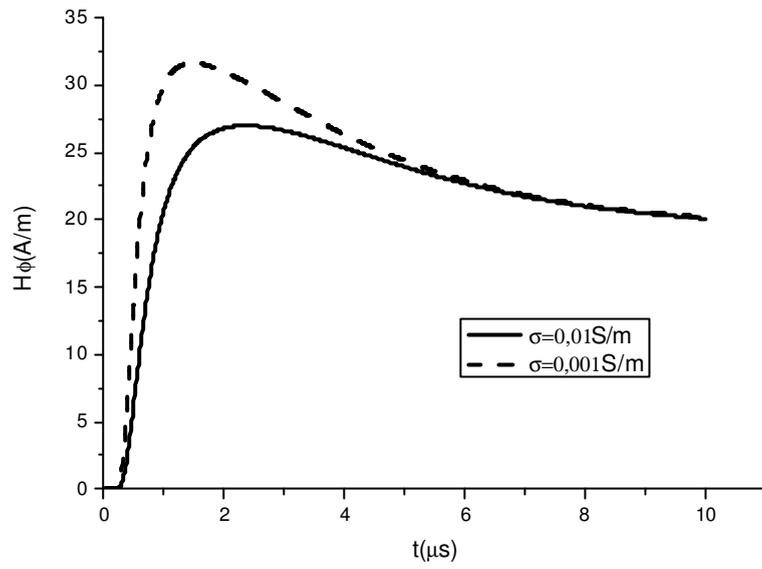
*Figure IV.19. Variation temporelle du champ électrique horizontal*

$$(r=50m, d_1=10m)$$

L'analyse de ces résultats montre que

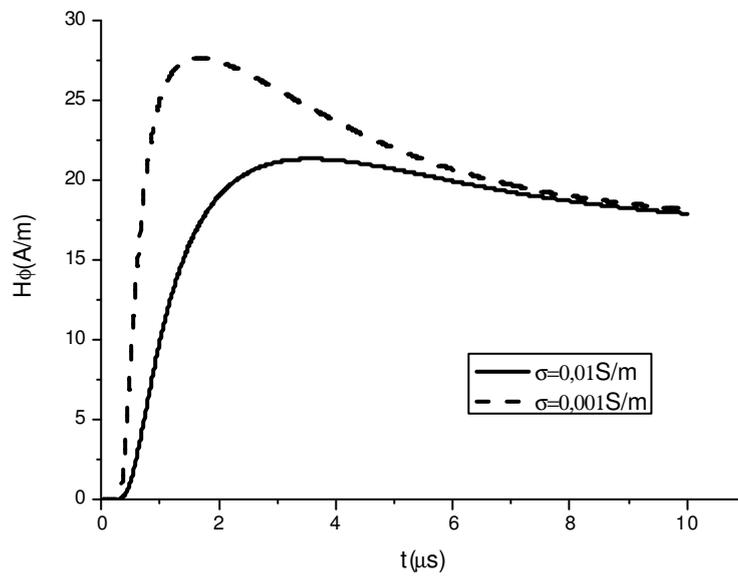
- Le champ électrique horizontal en dessous du sol est fortement affecté par la conductivité du sol. Il est caractérisé par une polarité négative avec une amplitude inversement proportionnelle à la conductivité.
- Le champ électrique vertical en dessous du sol est aussi affecté par la conductivité finie du sol. Il est caractérisé par une polarité bipolaire (valeur nulle à environ 1μs) avec une amplitude beaucoup moins importante que celle d'un champ horizontal ou à celle d'un champ au dessus du sol
- Les deux composantes du champ électrique en dessous du sol sont caractérisées par de petites largeurs d'impulsion (comme il a été observé par Cooray dans la référence [57]) et des temps de montée plus rapides comparés avec ceux des composantes du champ électrique au sol et du courant à la base du canal de foudre (le temps de montée du courant à la base du canal de foudre est de 0,8μs)

Les figures IV.20 et IV.21 présentent les résultats du champ magnétique azimutal en dessous du sol.



*Figure IV.20. Variation temporelle du champ magnétique azimuthal*

*( $r=50m$ ,  $d_1=5m$ )*



*Figure IV.21. Variation temporelle du champ magnétique azimuthal*

*( $r=50m$ ,  $d_2=10m$ )*

La comparaison des résultats du champ magnétique au-dessus du sol (figure IV.15) avec ceux obtenus en dessous du sol (figure IV.20 et IV.21) montre que la conductivité du sol n'affecte presque pas la pénétration du champ magnétique à travers le sol. Cependant, la conductivité finie du sol joue un rôle important lorsqu'elle possède une faible valeur (0.001S/m) et durant les premières microsecondes uniquement.

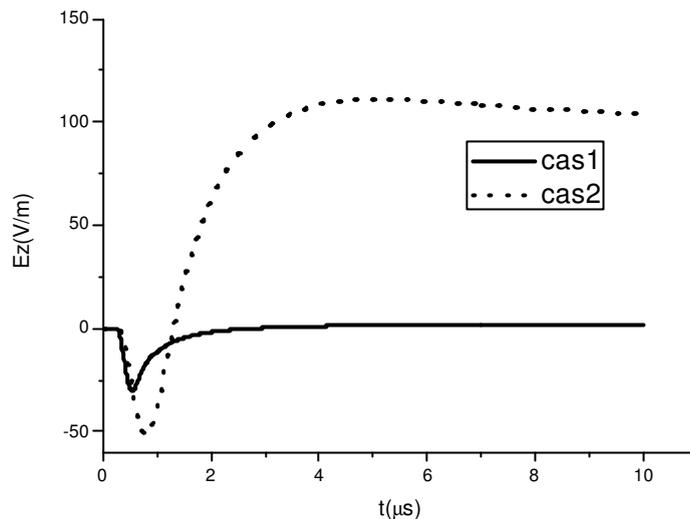
#### IV.4.1.1.4. Champ électromagnétique au dessus et en dessous du sol

En cette partie, nous étudions l'influence du sol stratifié sur les formes d'ondes du champ électrique et du champ magnétique à la distance de 50m du canal de foudre au-dessous et au dessus du sol. Ainsi, nous présentons dans les figures IV.22 à IV.25 les variations temporelles du champ électrique vertical et horizontal. Les calculs sont effectués en trois points distincts. Le premier se situant à une profondeur de 5m et le deuxième à une profondeur de 10m et la troisième à une hauteur de 7m au dessus du sol.

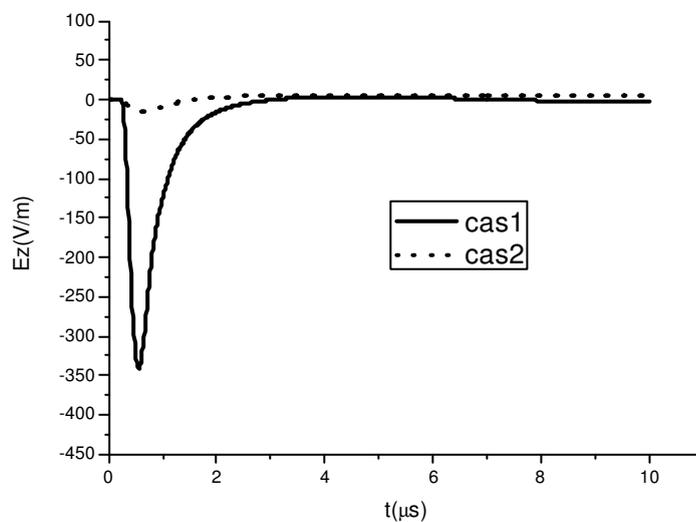
Les paramètres électriques relatifs à chaque couche du sol stratifié sont présentés dans le tableau IV.3

*Tableau IV.3 Paramètre électrique des deux couches considérées*

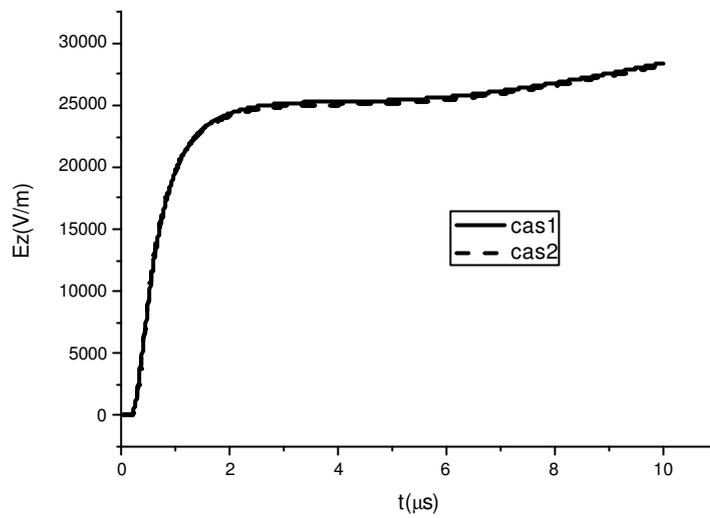
	Paramètres	Cas1	Cas2
Première couche	$s1(s/m)$	0.001	0.01
	$\epsilon_{r1}$	10	10
Deuxième couche	$s2(s/m)$	0.01	0.001
	$\epsilon_{r2}$	10	10



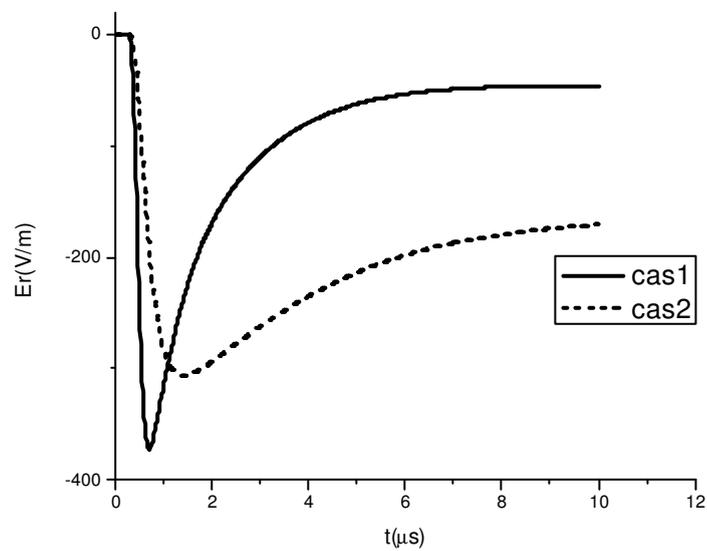
*Figure IV.22. Variations temporelles du champ électrique vertical  
( $r=50m$ ,  $d_1=10m$ )*



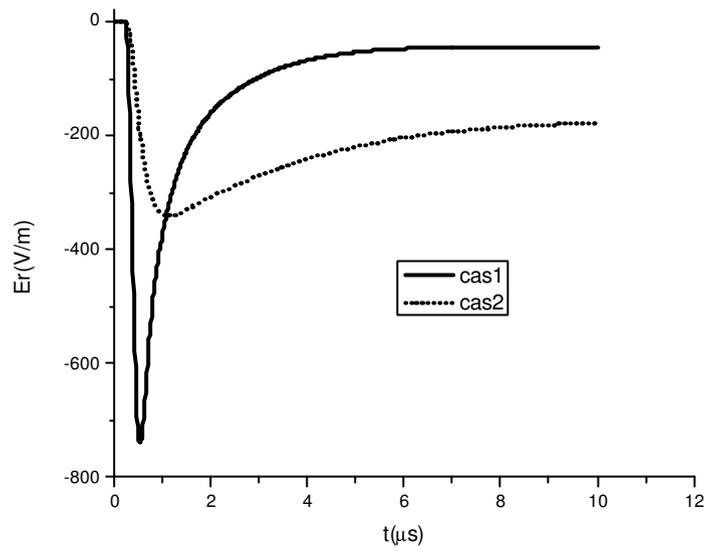
*Figure IV.23. Variations temporelles du champ électrique vertical  
( $r=50m$ ,  $d_1=5m$ )*



*Figure IV.24. Variations temporelles du champ électrique vertical  
( $r=50\text{m}$ ,  $h=7\text{m}$ )*

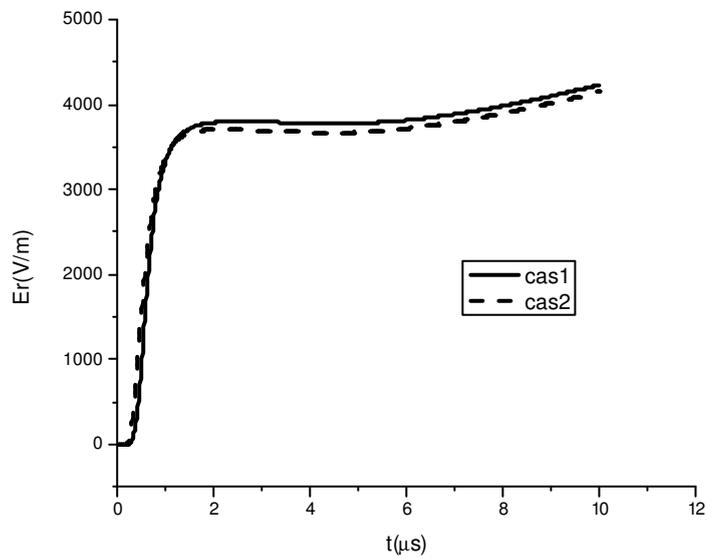


*Figure IV.25. Variation temporelles du champ électrique horizontal  
( $r=50\text{m}$ ,  $d_1=10\text{m}$ )*



*Figure IV.26. Variation temporelle du champ électrique horizontal*

$(r=50\text{m}, d_1=5\text{m})$



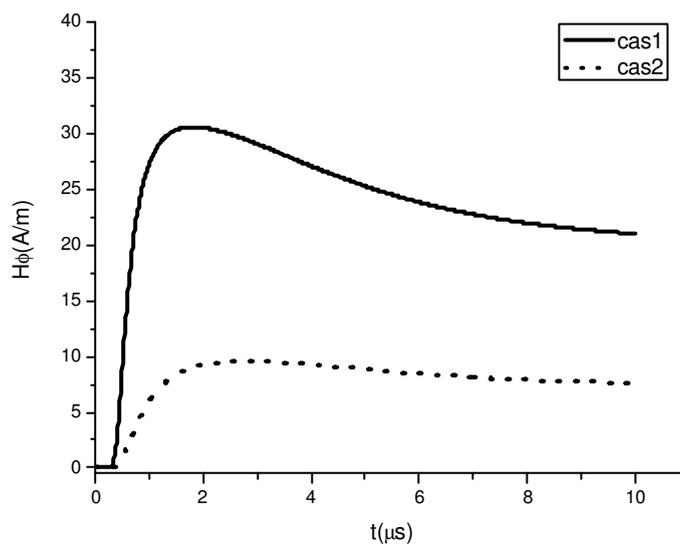
*Figure IV.27. Variation temporelle du champ électrique horizontal*

$(r=50\text{m}, h=7\text{m})$

L'analyse de ces résultats montre que

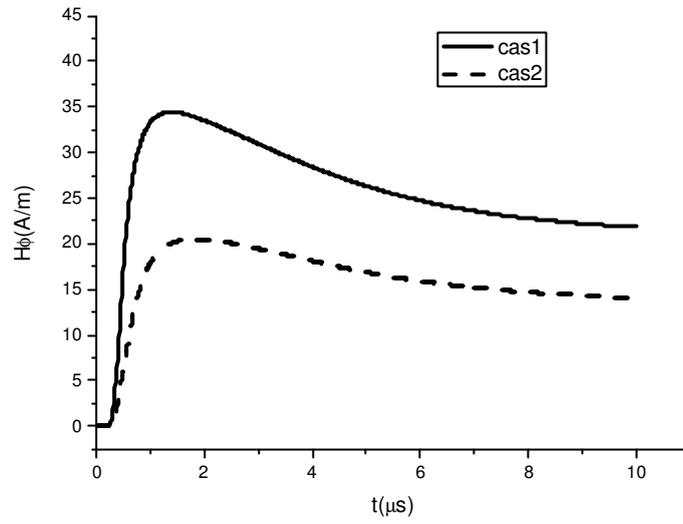
- Le champ électrique horizontal en dessous du sol est fortement affecté par la stratification du sol. Il est caractérisé par une polarité négative. L'amplitude de l'allure du sol stratifié du 1<sup>er</sup> cas est plus élevée que celles obtenus dans l'allure du sol stratifié du 2eme cas.
- Le champ électrique vertical en dessous du sol est aussi affecté par la stratification du sol. Il est caractérisé par une polarité négative aussi.
- Les composantes du champ électrique vertical et du champ électrique horizontal au dessus du sol n'affectent pas par la stratification du sol pour les distances proches.

Les figures IV.28 et IV.30 présentent les résultats du champ magnétique azimutal en dessous et au dessus du sol.

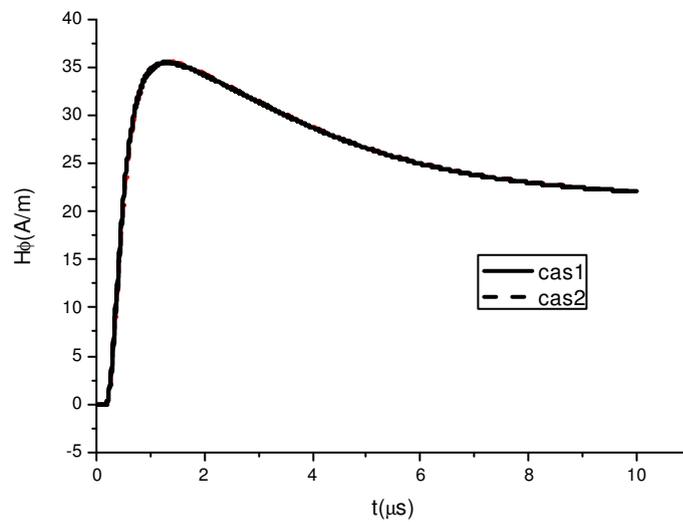


*Figure IV.28. Variation temporelle du champ magnétique azimutal*

*( $r=50m$ ,  $d_1=10m$ )*



*Figure IV.29. Variation temporelle du champ magnétique azimuthal  
( $r=50\text{m}$ ,  $d_l=5\text{m}$ )*



*Figure IV.30. Variation temporelle du champ magnétique azimuthal  
( $r=50\text{m}$ ,  $h=7\text{m}$ )*

La comparaison des résultats du champ magnétique au-dessus du sol (figure IV.30) avec ceux obtenus en dessous du sol (figure IV.28 et IV.29) montre que la stratification du sol s'affecte sur la pénétration du champ magnétique à travers le sol.

D'après ces observations, nous pouvons conclure que l'insertion d'une couche conductrice en dessous du point d'observation placé en dessous du sol donne lieu à l'existence d'une limite réfléchissante caractérisée par des coefficients de réflexion qui sont liées essentiellement d'une part aux propriétés électriques (permittivité, conductivité) des deux couches et d'autre part au contenu fréquentiel du champ électromagnétique incident sur cette limite.

#### IV.4.1.2. Cas des distances lointaines

Pour un point d'observation ( $r=10\text{km}$ ,  $z=10\text{m}$ ), nous examinons l'influence de la présence d'une couche inférieure caractérisée par des paramètres électriques de valeur très élevées par rapport à ceux de la couche supérieure. En adoptant le modèle MTLE avec  $\rho=2000\text{m}$ , la vitesse de l'arc en retour est supposée égale à  $150\text{m}/\mu\text{s}$ . La région de calcul est délimitée par une distance radiale maximale par rapport au canal de foudre  $r_{\text{max}}=11000\text{m}$  et une hauteur maximale par rapport au sol  $z_{\text{max}}=7500\text{m}$  et enfin par la profondeur  $z_{\text{min}}=-100\text{m}$ . Les pas de discrétisation spatiale utilisés lors de la simulation ainsi que celui de la discrétisation temporelle sont respectivement  $\Delta r=2\text{m}$ ,  $\Delta z=2\text{m}$  et  $\Delta t=2\text{ns}$ .

Les paramètres électriques relatifs à chaque couche du sol stratifié considéré sont consignés dans le tableau IV.4.

*Tableau IV.4 Paramètre électrique des deux couches considérées*

	Paramètres	Cas1	Cas2	Cas3
Première couche	$s_1(\text{s/m})$	$1e4$	0.001	0.001
	$\epsilon_{r1}$	1	10	10
Deuxième couche	$s_2(\text{s/m})$	$1e4$	0.001	4
	$\epsilon_{r2}$	1	10	30

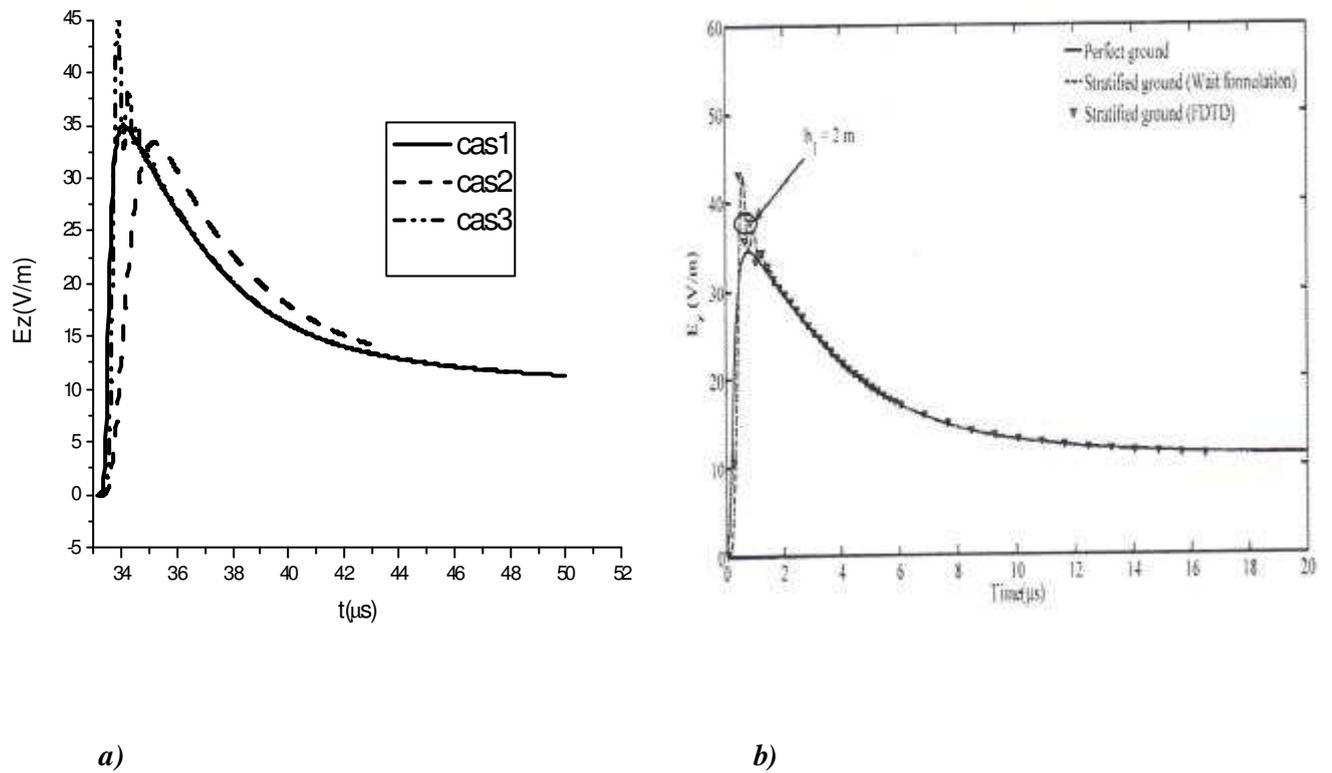


Figure IV.31. Variation temporelles du champ électrique vertical ( $r=10\text{km}$ ,  $z=10\text{m}$ )  
 a) méthode FDTD et b) résultat obtenu par la référence [95]

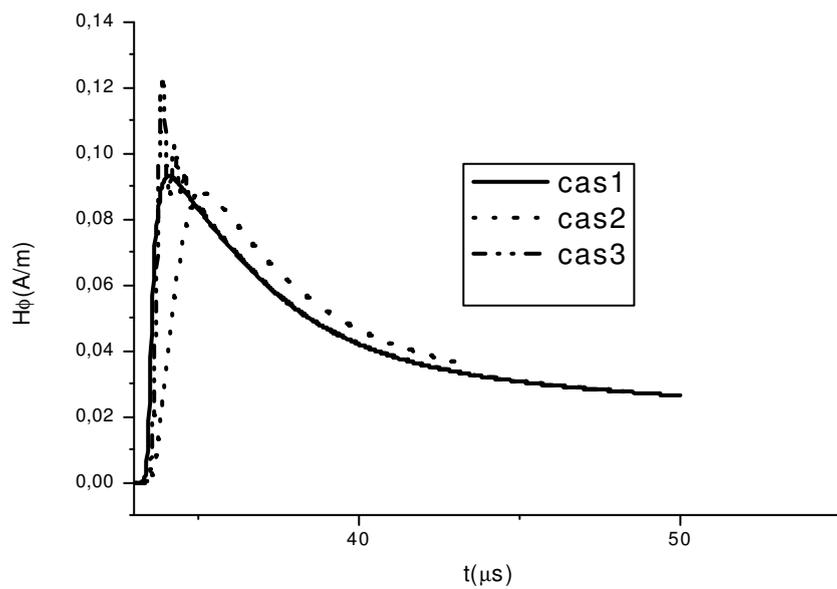


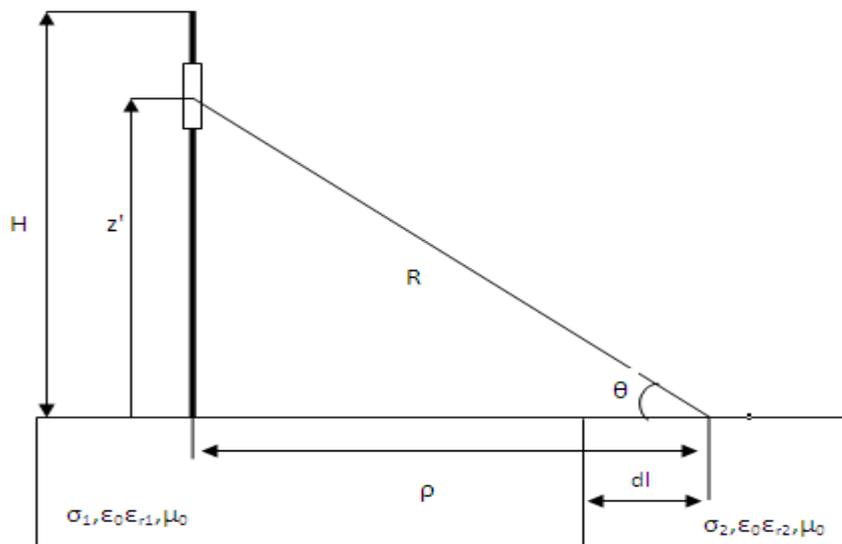
Figure IV.32. Variation temporelles du champ magnétique azimuthal ( $r=10\text{km}$ ,  $z=10\text{m}$ )

L'analyse des variations temporelles du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal présentées respectivement dans les figures IV.31 et IV.32 montre que :

- L'allure temporelle du champ électrique vertical (figure IV.31) obtenue pour le cas d'un sol stratifié ( $h_1=2m$ ), possède un comportement oscillatoire dans les premières microsecondes. De plus, cette allure présente un accroissement important de l'amplitude maximale comparativement à celles obtenues pour les deux autres cas étudiés (correspondant à sol homogène). A noter que ce comportement du champ électrique vertical par rapport à la stratification horizontale du sol, a été aussi montré par Shoory et al. [95].
- L'allure temporelle du champ magnétique azimutal (Figure IV.32), quant à elle ; montre un comportement oscillatoire pour le cas d'un sol stratifié horizontalement ( $h_1=2m$ ) ainsi qu'une augmentation importante de l'amplitude maximal par rapport à celle obtenue pour le cas d'un sol homogène.

#### IV.4.2. Résultats obtenus dans le cas d'un sol stratifié verticalement:

dans le but de mettre en évidence l'effet de la stratification verticale du sol sur les formes d'ondes des trois composantes du champ électromagnétique vertical du champ électromagnétique rayonné par la foudre, nous présentons dans la figure IV.33, la géométrie du problème du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié verticalement à deux couches.



*Figure IV.33. modèle géométrique adopté pour le calcul du champ électromagnétique en présence d'un sol stratifié verticalement à deux couches.*

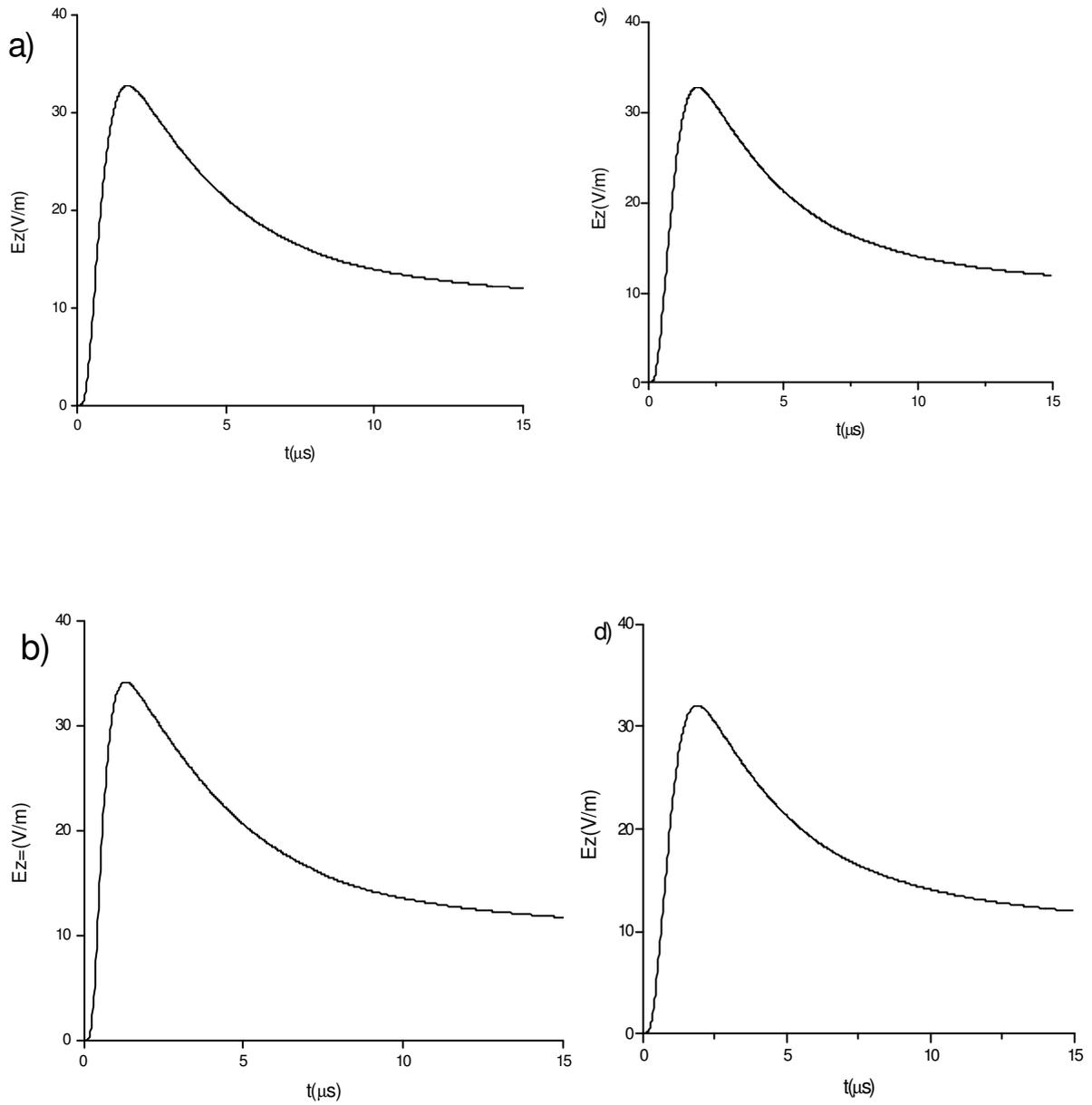
**IV.4.2.1. Pour des distances lointaines:**

Dans la référence [96], Shoory et al. Présentent une comparaison entre les résultats obtenus par la formule de Wait, avec les résultats obtenus par le code de calcul- FDTD. Cette comparaison montre que les résultats obtenus du champ électrique vertical sont un peut prés les mêmes pour les quatre différentes valeurs de dl, à savoir, 7.5km, 2.5km, 0.5km, 0.1km.

Les figures IV.34 et VI.35 présentent le champ électrique vertical calculé à la distance de 10km. Le champ est obtenu par l'utilisation des deux cas décrits dans le tableau IV.5 (en adoptant le modèle MTLE avec  $\rho=2000\text{m}$ ), la vitesse de l'arc en retour est supposée égale à 150m/s.

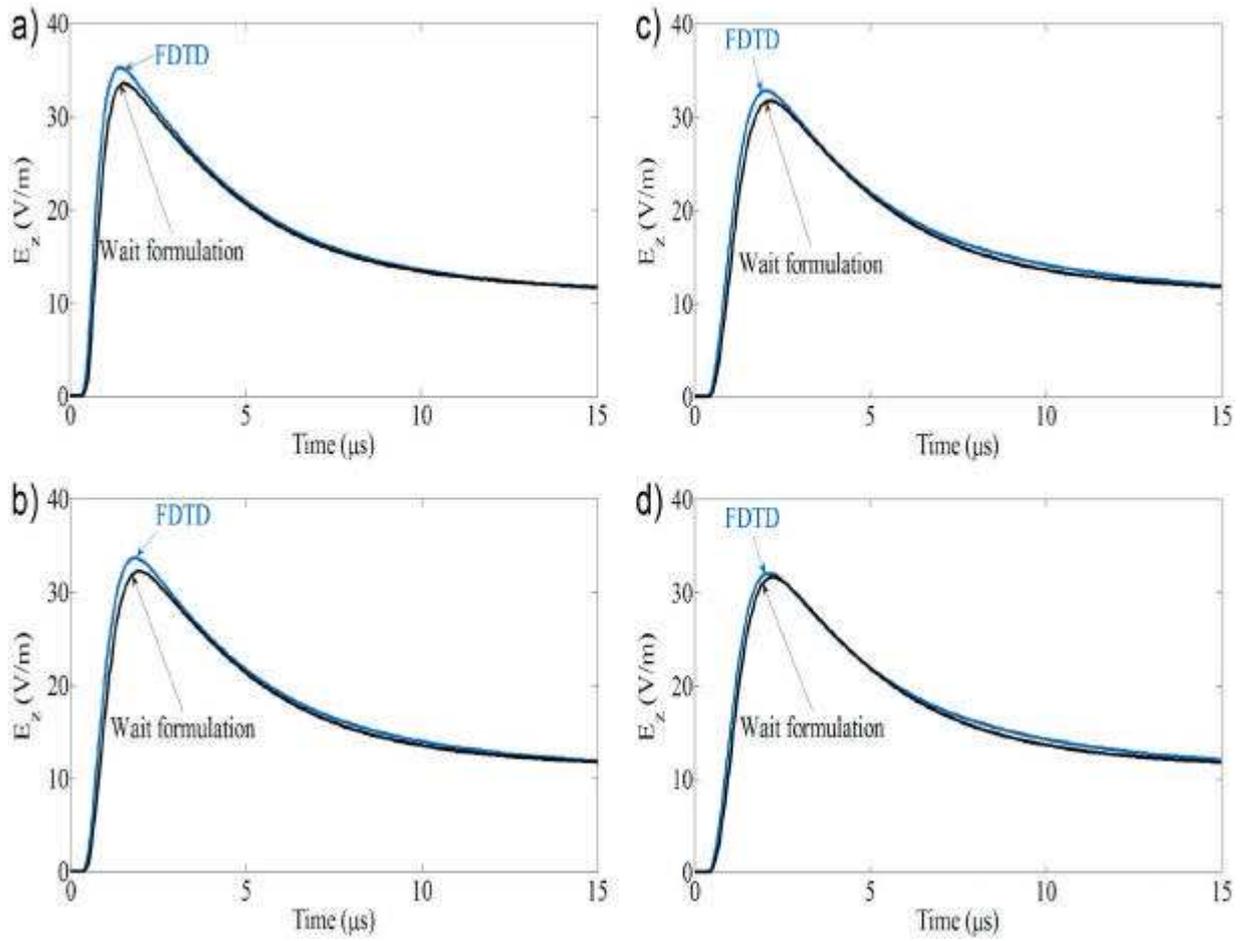
*Tableau IV.5. Les paramètres électriques relatifs à chaque couche du sol stratifié*

	<b>Cas1</b>	<b>Cas2</b>
<b>s 1</b>	<b>0.001</b>	<b>4</b>
<b>e<sub>r1</sub></b>	<b>10</b>	<b>30</b>
<b>s 2</b>	<b>4</b>	<b>0.001</b>
<b>e<sub>r2</sub></b>	<b>30</b>	<b>10</b>

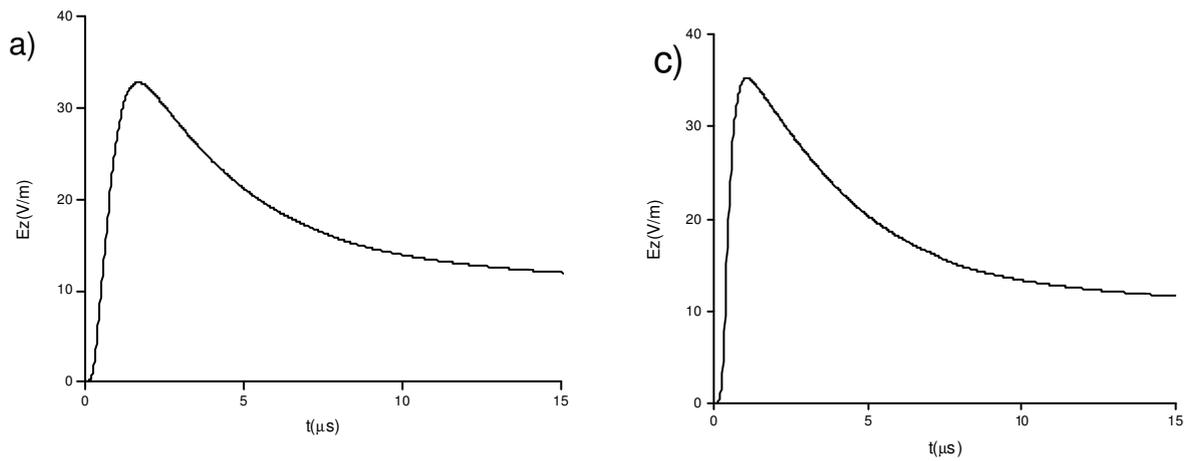


*Figure IV.34. Champ électrique vertical calculé à 10km pour le 1<sup>er</sup> cas*

*(a)  $dl=7.5\text{km}$ , (b)  $dl=2.5\text{km}$  (c)  $dl=0.5\text{km}$ , et (d)  $dl=0.1\text{km}$*



*Résultat de la référence [96]*



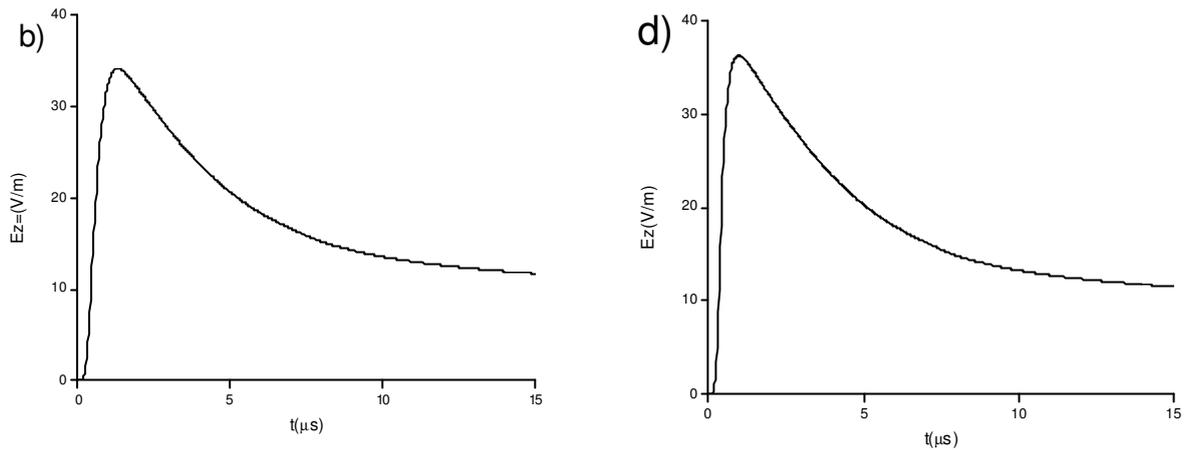
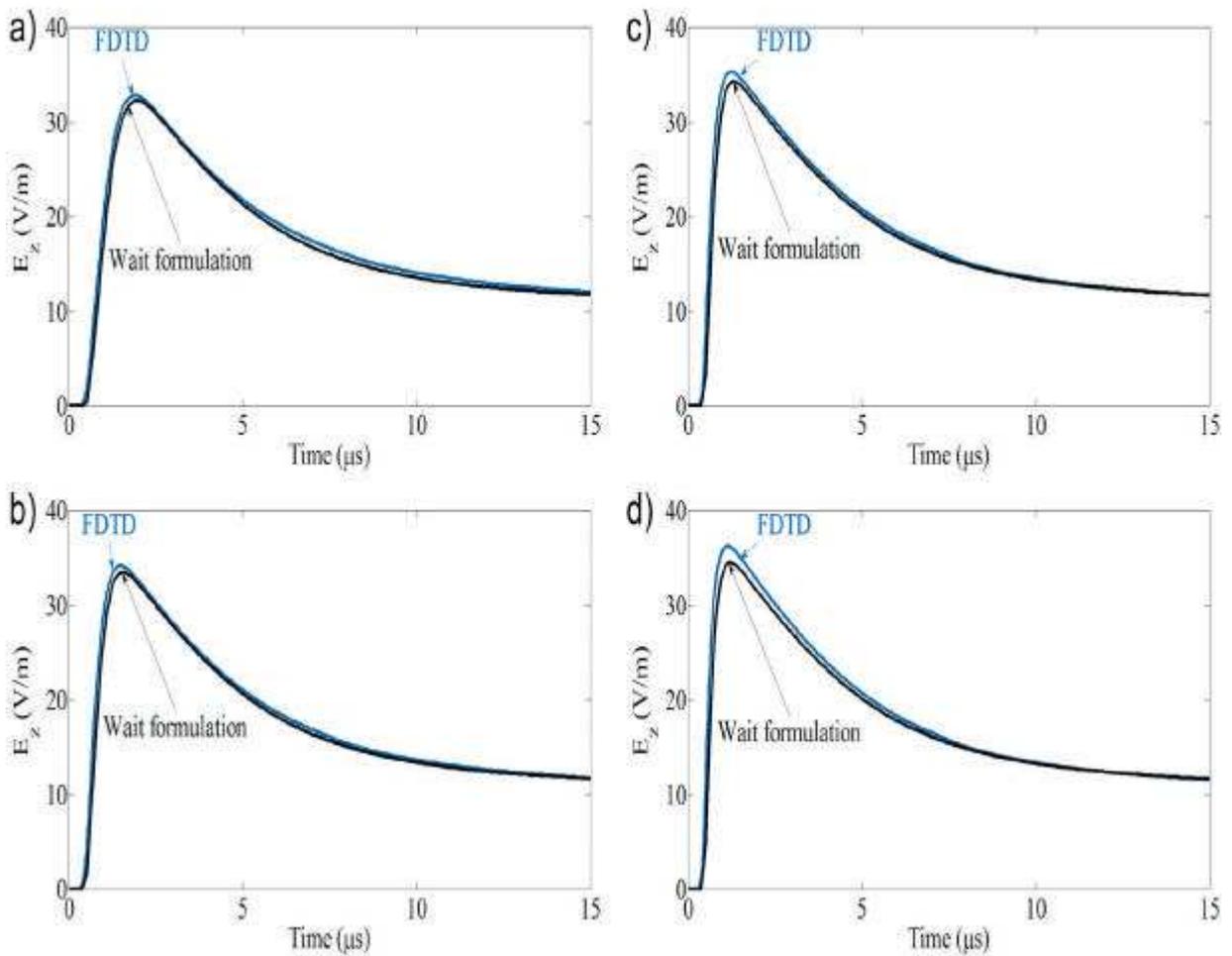


Figure IV.35. Champ électrique vertical calculé à 10km pour le 2eme cas (a)  $dl=7.5$ km, (b)  $dl=2.5$ km (c)  $dl=0.5$ km, et  $dl=0.1$ km



Résultat de la référence [96]

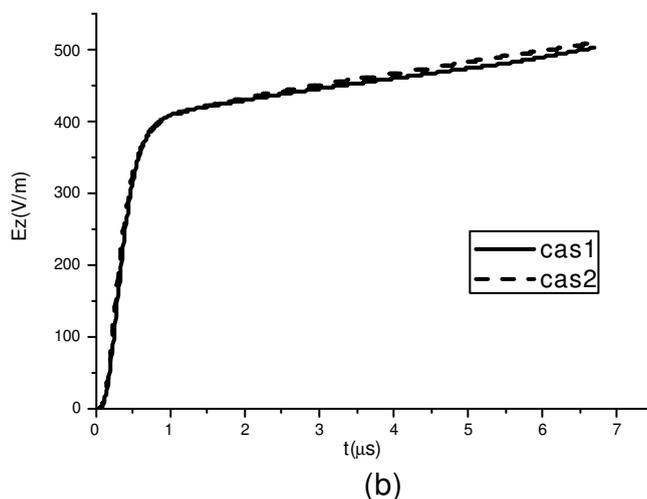
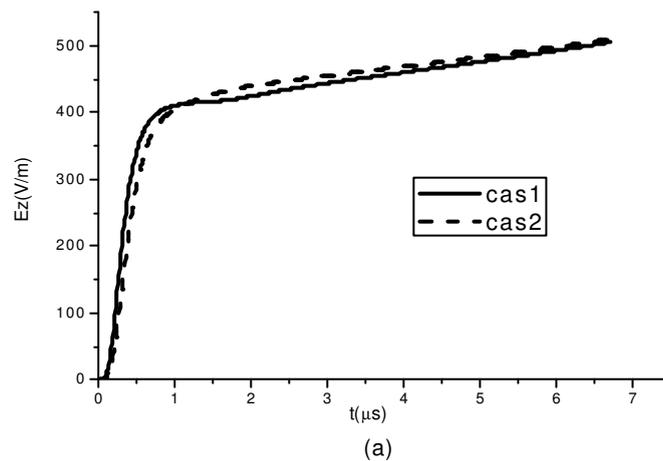
L'analyse des courbes présentées aux figures IV.34 et IV.35 montre que les résultats obtenus en utilisant la méthode FDTD sont identiques avec celles montrées dans la référence [99].

#### IV.4.2.2. Cas des distances proches:

##### IV.4.2.2.1. champ électromagnétique au dessus du sol :

Dans cette section, nous avons calculé les variations temporelles des trois composantes du champ électromagnétique (champ électrique vertical, champ électrique horizontal et champ magnétique azimuthal) pour une distance de 1000m pour trois différentes valeurs de  $dl$ , à savoir, 800m, 250m, et 50m. Les limites de la région de calcul ainsi que le pas spatial, le pas temporel et les paramètres électriques utilisés lors de la simulation sont ceux présentés dans le paragraphe IV.4.1.1.

Les figures IV.36 et IV.37 présentent les formes d'ondes du champ électrique vertical et champ magnétique azimuthal.



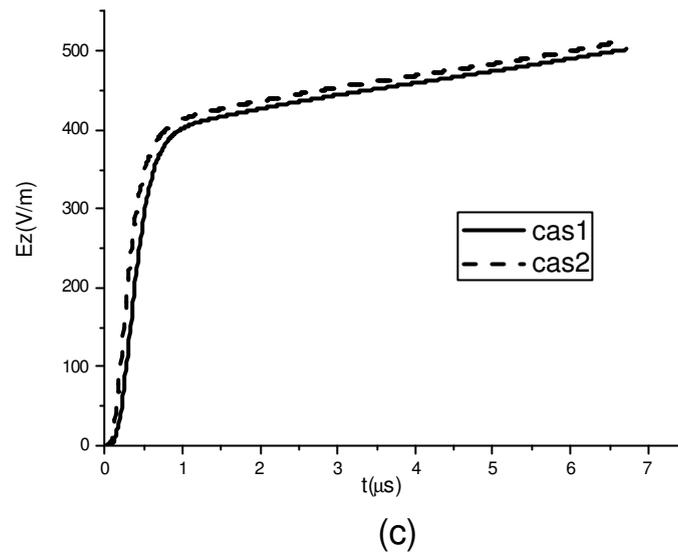
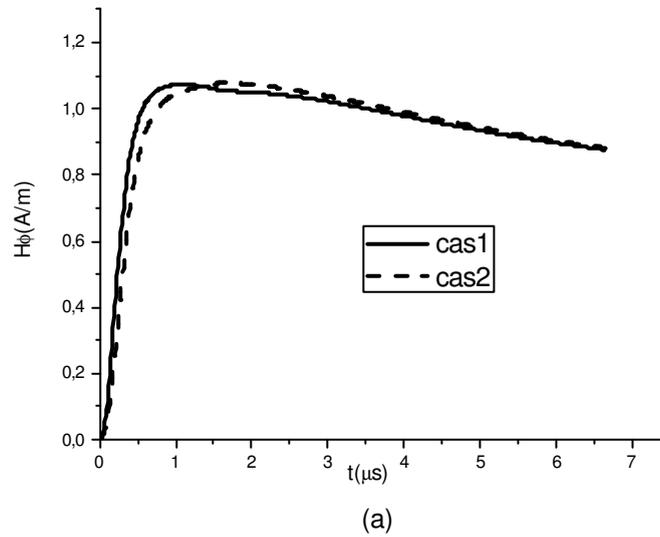
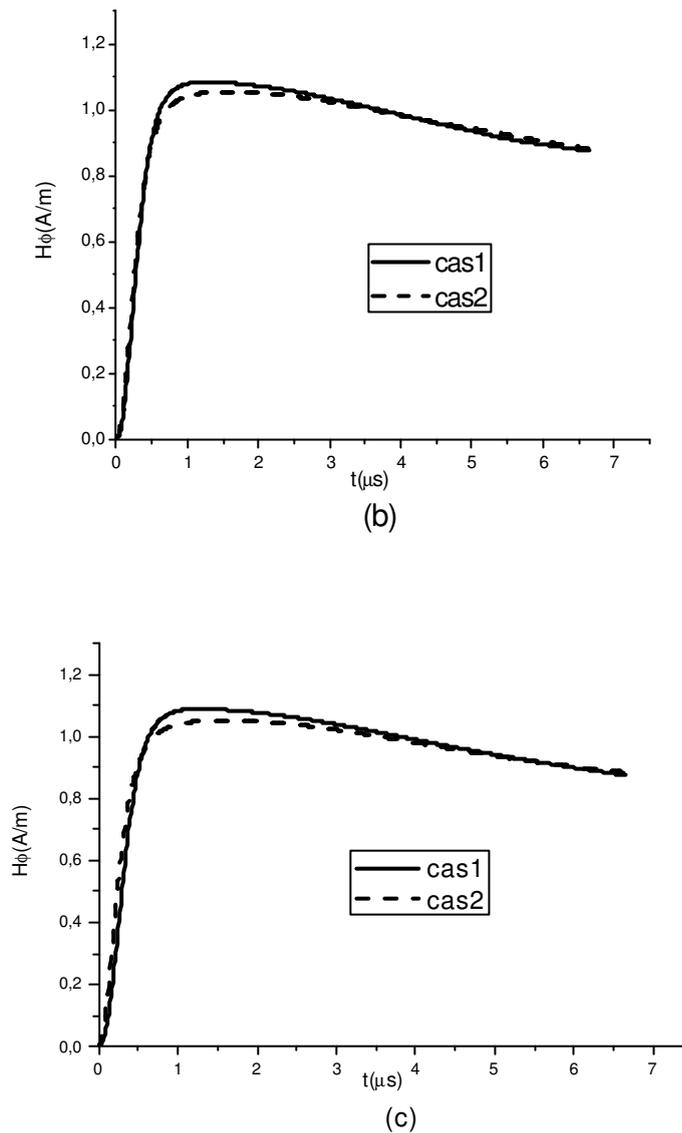


Figure IV.36. Champ électrique vertical calculé à 1000m pour

(a)  $dl=800m$ , (b)  $dl=250$  (c)  $dl=50m$



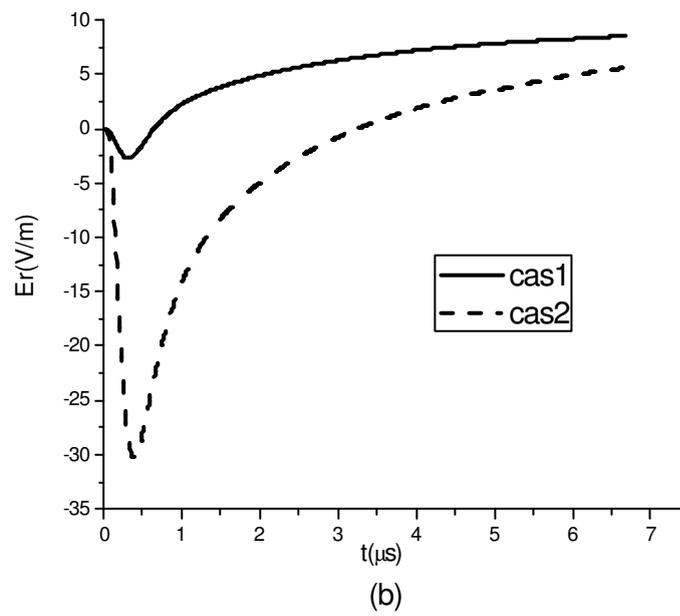
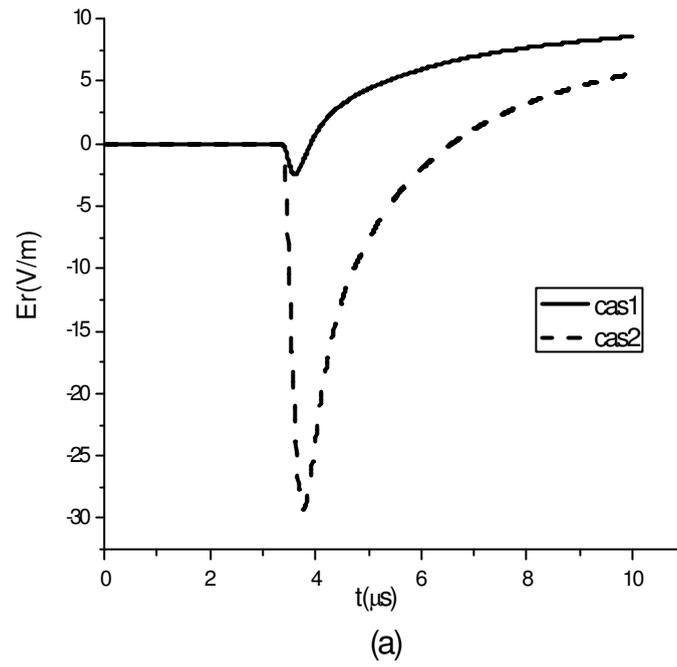


*Figure IV.37. Champ magnétique azimutal calculé à 1000m pour*

*(a)  $dl=800m$ , (b)  $dl=250$  (c)  $dl=50m$*

L'analyse des figures montre que le sol stratifié a très peu d'effet sur le champ électrique vertical pour les distances considérées. La même observation s'applique au champ magnétique azimutal, comme on peut le voir dans figure IV. 36.

La figure IV.38 présente les résultats du champ électrique horizontal



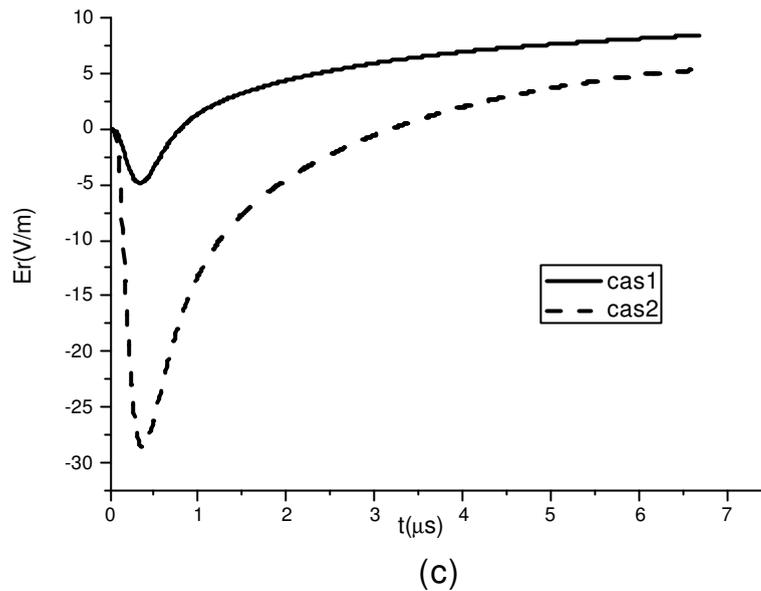


Figure IV.38. Champ électrique horizontal calculé à 1000m pour

(a)  $dl=800m$ , (b)  $dl=250$  (c)  $dl=50m$

On remarque que le champ électrique horizontal est fortement affecté par la stratification du sol et ceci pour les trois distances.

Ce champ est caractérisé par une polarité négative.

On note aussi que le pic du champ du 1<sup>er</sup> cas est plus petit que le 2<sup>eme</sup> cas. Le tableau IV.6 présente les valeurs du pic du champ et le temps de montée pour les deux cas et pour les trois valeurs de  $dl$

Tableau IV.6. Les valeurs du pic et du temps de montée du champ électrique horizontal pour les deux cas

dl (km)	Pic (V/m)		temps de montée ( $\mu$ s)	
	cas1	cas2	cas1	cas2
<b>800m</b>	<b>-2.52</b>	<b>-29.24</b>	<b>3.62</b>	<b>3.77</b>
<b>250m</b>	<b>-2.86</b>	<b>-30.24</b>	<b>0.32</b>	<b>0.38</b>
<b>50m</b>	<b>-4.88</b>	<b>-28.74</b>	<b>0.35</b>	<b>0.39</b>

### IV.5. Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté une analyse des champs électromagnétiques générés par une décharge de foudre à des distances différentes du canal de foudre (~50m, 1000m et 10km). Les composantes du champ électromagnétique sont calculées au dessus et en dessous d'un sol stratifié horizontalement et verticalement. Les calculs sont basés sur la résolution des équations de Maxwell en utilisant une méthode aux différences finies dite la «FDTD », dans laquelle, l'arc en retour est correctement inclus et représenté par les modèles d'ingénieur. Les résultats de simulation obtenus ont été examinés et testés par des comparaisons avec les résultats obtenus d'une part en utilisant des méthodes numériques exactes et d'autre part en utilisant des méthodes approximatives publiées dans la littérature.

Les conclusions principales tirées de l'analyse présentée dans ce chapitre sont comme suit

1. Le sol stratifié a très peu d'effet sur le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal.
2. Le champ électrique radial est fortement affecté par la stratification du sol.
3. Le champ électrique vertical en dessous du sol est aussi affecté par la conductivité finie du sol. Il est caractérisé par une polarité bipolaire et une amplitude beaucoup moins importante que celle d'un champ horizontal ou celle d'un champ vertical au dessus du sol.
4. Le champ électrique radial en dessous du sol est fortement affecté par la conductivité du sol.
5. Les composantes du champ électrique en dessous du sol sont caractérisées par un temps de montée rapide comparées à celles des composantes du champ électrique au dessus du sol.
6. Pour le champ électrique vertical obtenu en présence d'un sol stratifié possède un comportement oscillatoire dans les premières microsecondes.
7. L'allure de ce champ présente un accroissement important de l'amplitude maximale comparativement à celles obtenues pour les deux autres cas étudiés (correspondant à sol homogène).
8. Pour le champ magnétique azimutal, l'allure montre aussi un comportement oscillatoire pour le cas d'un sol stratifié horizontalement.
9. Pour le sol stratifié verticalement, les résultats confirment que le champ électrique vertical n'est pas affecté par les distances  $d_l$  pour les distances lointaines.

# CONCLUSION GÉNÉRALE

-

Le travail présenté dans ce mémoire, s'inscrit dans le cadre général de l'étude de la compatibilité électromagnétique consistant en la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la l'étude du champ électromagnétique rayonné par la foudre en présence d'un sol stratifié. Ainsi, cette étude a pour objectif de permettre une meilleure caractérisation du champ, ainsi que l'illustration de l'influence de la stratification du sol sur le champ électromagnétique rayonné. Pour atteindre notre objectif, et motivés par la flexibilité et la robustesse de la méthode aux différences finies points centrés FDTD, notre travail de recherche a été orienté vers le développement d'un code de calcul applicable pour le cas d'un sol stratifié.

Après avoir rappelé dans le premier chapitre la théorie relatif à la physique du phénomène de la foudre et aux différentes observations expérimentales qui s'y rattachent, nous avons présenté dans un deuxième chapitre une revue générale sur la modélisation du rayonnement électromagnétique associé à une décharge de foudre dans le but de mettre en évidence les modèles décrivant le courant dans le canal de foudre. Parmi quatre catégories de ces modèles, nous avons donné une importance particulière aux modèles d'ingénieur. Nous avons présenté dans ce même chapitre, les différentes approches utilisées par la communauté scientifique afin de déterminer le champ électromagnétique rayonné par la foudre au dessus et en dessous du sol caractérisé par une conductivité finie.

Le troisième chapitre a été consacré à la description théorique d'une formulation simplifiée connue sou le nom de « formulation de Wait » applicable au calcul du champ en présence d'un sol stratifié. Nous avons ainsi montre que l'effet de la stratification du sol ne peut être négligé car parfois il peut provoquer l'augmentation de l'amplitude maximale du champ électrique vertical, aussi que l'apparition d'oscillations dans la forme d'onde de ce champ ce qui peut fausser le plan de prédiction pour faire face aux effets indirects de la foudre.

Dans le dernier chapitre, nous avons utilisé la méthode FDTD afin de déterminer le champ électromagnétique rayonné par la foudre en présence d'un sol Stratifié (horizontalement ou verticalement). Le premier objectif fixé a été de valider le code-FDTD développé dans le cadre de ce travail.

Nous nous sommes intéressés ensuite à l'étude de l'influence de la stratification horizontale et vertical du sol sur les formes d'ondes des trois composantes du champ électromagnétique rayonne au dessus et en dessous du sol. Les résultats de simulation obtenus ont été examinés et testés par des comparaisons avec les résultats obtenus d'une part en utilisant des méthodes

numériques exacts et d'autre part en utilisant des méthodes approximatives publiées dans la littérature. A cet effet, nous avons comparé nos résultats, notamment les formes d'ondes du champ électromagnétique au dessus d'un sol stratifié, avec ceux obtenus par *Delfino et al.* basés sur la formulation exacte du champ électromagnétique. Cette comparaison a montré une très bonne concordance, Le code de calcul étant validé. Nous nous sommes intéressés ensuite à l'étude de l'influence de la conductivité finie du sol sur le champ électromagnétique au dessus et en dessous du sol. Ainsi le calcul du champ électromagnétique au dessus et en dessous du sol nous a permis de confirmer l'idée de la présence d'une influence du sol stratifié sur les formes d'ondes et amplitudes du champ électrique et du champ magnétique azimutal. Nous avons aussi, à travers ce calcul, confirmé que le champ électrique obtenu en présence d'un sol stratifié possède un comportement oscillatoire dans les premières microsecondes. Ainsi, il a été constaté que le champ électrique vertical n'est pas affecté par les distances  $d_l$  pour les distance lointaines.

Enfin, la méthode FDTD mise en œuvre dans le cadre de ce mémoire constitue un outil appréciable pour la détermination du champ électromagnétique rayonné par la foudre en présence d'un sol stratifié. Ainsi, le travail présenté dans ce mémoire ouvre des perspectives intéressantes dans la continuation de ces travaux. Parmi ces perspectives nous pouvons citer

- La parallélisations du code de calcul développé sur la base de la méthode FDTD en vue de l'implémenter sur des réseaux de calcul,
- L'introduction des conditions aux limites PML dans le code de calcul, afin de minimiser la taille du domaine du calcul.
- La détermination du couplage du champ électromagnétique rayonne par la foudre avec d'autres structures telles que les lignes électriques aériennes en prenant en considération la stratification du sol.

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

# RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

-

- [1] M.A. Uman « The lightning discharge >>, Dover Publications, INC, Mineola, New York, 2001.
- [2] F. Rachidi « Effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes de transmission aériennes: modélisation et simulation », these N° 974 (1991), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [3] V. A. Rakov, and M.A. Uman, « Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application », IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 40 (4), 403-26, 1998.
- [4] C. Gary « La foudre : Des mythologies antiques a la recherche moderne », Masson, Paris, France, 1995.
- [5] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger «Parameters of lightning flashes », Electra N° 41, pp. 23-37, 1975.
- [6] S.Visacro, J.A.Soares, M.A.O. Schroeder, L.C.L.Cherschiglia, and V.J.De souze « statistical analysis of lightning current parameters: Measurements at Morro do Cachimbo Station, »
- [7] J.Takami and S.Okabe, « observational results of lightning current on transmission towers,»
- [8] G.Diendorfer, H. Pichler, and M.Mair, «Some parameters of negative upward- initiated lightning to the Gaisbberg tower» 2000-2007
- [9] J. L. Bermudez «Lightning currents and electromagnetic fields associated with return strokes to elevated strike objects» These N° 2741 (2003), Ecole Polytechnique Federate de Lausanne.
- [10] E. Petrache «Lightning electromagnetic field coupling to overhead transmission Une networks and to buried cables », Thèse N° 3024 (2004), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [11] V.A.Rakov « transient response of a tall object to lightning», IEEE Transactions on Electromagnetic compatibility,43 (4), pp, 654-661,2001

- [12] 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.
- [13] V. P. Idone, and R. E. Orville « Lightning return stroke velocities in the Thunderstorm Research International Program (TRIP) », Journal of Geophysical Research, 87 (C7), pp. 4903-4915, 1982.
- [14] V. A. Rakov «Lightning return stroke speed », journal Of Lightning Research, Vol. 1, pp. 80-89, 2007.
- [15] Y. T. Lin, M. A. Uman, J. A. Tiller, R. D. Brantley, W. H. Beasley, E. P. Krider, and C. D. Weidman « Characterization of lightning return stroke electric and magnetic fields from simultaneous two station measurements », Journal Of Geophysical Research, 84 (C10), pp. 6307-6314, 1979.
- [16] M. Rubenstein, F. Rachidi, M. A. Uman, R. Thottappillil, V. A. Rakov, and C. A. Nucci « Characterization of vertical electric fields 500m and 30m from triggered lightning », Journal Of Geophysical Research, 100 (D5), pp. 8863-8872, 1995.
- [17] R. Thottappillil, V. Rakov, and M. Uman “Distribution of charge along the lightning channel: relation to remote electric and magnetic fields and to return stroke models”, Journal Of Geophysical research, 102 (D6), pp. 6987-7006, 1997.
- [18] C. Gomes, and V. Cooray “Concepts of lightning return stroke models”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 42 (1), pp. 82-96, 2000.
- [19] V. A. Rakov “Lightning return stroke modeling: Recent Developments”, International Conference on Grounding and Earthing - GROUND 2002, Rio de Janeiro, Brazil, 2002.
- [20] Y. Baba, and M. Ishii “Characteristics of electromagnetic return stroke models”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 45 (1), pp. 129-135, 2003.
- [21] S. Visacro, and F. H. Silveira “Evaluation of current distribution along the lightning discharge channel by a hybrid electromagnetic model”, Journal of Electrostatics, vol. 60, pp 111-120, 2004.

- [22] Y. Baba, and V. Rakov “On the mechanism of attenuation of current waves propagating along a vertical perfectly conducting wire above ground: Application to lightning”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 47 (3), pp. 521-532, 2005.
- [23] N. Theethayi, and V. Cooray “On the representation of the lightning return stroke process as a current pulse propagating along a transmission line”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 20 (2), pp. 823-837, 2005.
- [24] A. Darcherif “Contribution à la modélisation des phénomènes d’interférences électromagnétiques dans les réseaux électriques”, Thèse de l’Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, 1990.
- [25] R. Moini, B. Kordi, G. Z. Rafi, and V.A. Rakov « A new lightning return stroke model based on antenna theory », Journal Of Geophysical Research, 105 (D24), pp. 29693-29702, 2000.
- [26] Y. Baba, and M. Ishii “Numerical electromagnetic field analysis of lightning current in tall structures”, IEEE Transactions on Power Delivery, 16 (2), pp. 324-328, 2001.
- [27] N. Theethayi, and V. Cooray “Transmission line model – an idealisation or reality”, Power tech Conference, June 23-26, Bologna, Italy, 2003.
- [28] C. E. R. Bruce, and R. H. Golde “The lightning discharge”, The Journal of the institution of electrical engineers, 88 (6), pp. 487-520, 1941.
- [29] 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 comparaisn”, Journal Of Geophysical research, Vol. 95, n°. D12, pp. 20395-20408, 1990.
- [30] M. A. Uman, and D. K. MacLain “Magnetic field of the lightning return stroke”, Journal of Geophysical Research, 74 (28), pp.6899-6909, 1969.
- [31] W. H. Beasley, M. A. Uman, and P. L. Rustan “Electric fields preceding cloud to ground lightning flashes”, Journal of Geophysical Research, 87, pp.4883-4902, 1982.

- [32] 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.
- [33] C. A. Nucci, and F. Rachidi “Experimental validation of a Modification to the Transmission Line model for LEMP calculations”, 8th International Symposium and Références bibliographiques Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, pp. 6, Zurich, Switzerland, 1989.
- [34] F. Rachidi, and C. A. Nucci “On the Master, Uman, Lin, Standler and the Modified Transmission Line lightning return stroke current models”, *Journal Of Geophysical research*, 95 (D12), pp. 20389-20394, 1990.
- [35] Y. T. Lin, M. A. Uman, and R. B. Standler “Lightning return stroke models”, *Journal Of Geophysical research*, 85 (C3), pp. 1571-1583, 1980.
- [36] V. A. Rakov, and A. A. Dulzon “Calculated electromagnetic fields of lightning return strokes”, *Tekhnicheskaya Elektrodinamika*, n°. 1, pp. 87-89, 1987.
- [37] F. Heidler “Traveling current source model for LEMP calculation”, 6th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, pp. 157-162, Zurich, Switzerland, 1985.
- [38] G. Diendorfer, and M. A. Uman “An improved return stroke model with specified channel base current”, *Journal Of Geophysical research*, 95(D9), pp. 13621-13644, 1990.
- [39] R. Thottappillil, and M. A. Uman “Comparaison of lightning return stroke models”, *Journal Of Geophysical research*, Vol. 98, pp. 22903-22914, 1993.
- [40] 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.
- [41] V.A.Rakov “Engineering Models of the lightning return stroke”, *International symposium on lightning protection (VII SIPDA)*, Curitiba, Brazil, 2003.

- [42] F. Heidler « Analytic lightning current functions for LEMP calculations », 18th ICLP(International Conference on Lightning Protection), pp. 63-66 Munich, Germany,1985.
- [43] 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.
- [44] C. Yang, B. Zhou “Calculation Methods of Electromagnetic Fields Very Close to Lightning,” IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, Vol. 46, N° 1, 2004, pp133-141.
- [45] V. A. Rakov, and A. A. Dulzon “A modified transmission line model for lightning return stroke field calculations”, 9th International Zurich Symposium on electromagnetic compatibility, Zurich, Switzerland, pp. 229-235, 1991.
- [46] R. Thottappillil, M. A. Uman, and G. Diendorfer “Influence of the channel base current and varying return stroke speed on the calculated fields of three important return stroke models”, International Conference on Lightning static electricity, Cocoabeach, FLorida, pp. 118.1-118.9, 1991.
- [47] V. Cooray, V. Rakov, F. Rachidi, C. A. Nucci, and R. Montano “On the constraints imposed by the close electric field signature on the equivalent corona current in lightning return stroke models”, 27th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp.116-121, Avignon, France, 2004.
- [48 ] A. Baños “Dipole radiation in the presence of a conducting half-space”, Oxford,1966.
- [49] F. Rachidi, C. A. Nucci, M. Ianoz, and C. Mazzetti “Influence of a lossy ground on lightning –induced voltages on overhead lines”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 38(3), pp. 250-264, 1996.
- [50] M. Rubinstein “An approximate Formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long range”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 38(3), pp. 531-535, 1996.
- [51] A. Zeddani, and P. Degauque “Current and voltage induced on a telecommunication cable by a lightning stroke”, edited by H.P. Corp., pp. 377-400, 1990.
- [52] B. Djebbari, J. Hamelin, C. Leteinturier, and J. Fontaine “Comparaison between experimental measurements of the electromagnetic field emitted by lightning and different theoretical models. Influence of the upward velocity of the return stroke”, 14th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, Zurich, Switzerland, 1981.
- [53] C. Leteinturier “Champ électromagnétique émis par une décharge orageuse. Modèle théorique intégrant les variations de la résistivité du sol ”, Centre National d’Etude de Télécommunications, Note technique, NT/LAA/RLM/66, Nov. 1980.

- [54] A. Zeddani “Couplage d’une onde électromagnétique rayonnée par une décharge orageuse à un câble de télécommunication”, Thèse de Doctorat, Université de Lille, France, 1988.
- [55] V. Cooray “Horizontal fields generated by return strokes”, *Radio Science*, Vol. 27, n°. 4, pp. 529-537, 1992.
- [56] V. Cooray “Some considerations on the Cooray-Rubinstein Formulation used in deriving the horizontal electric field of lightning return strokes over finitely conducting ground”, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 44 (4), pp. 560-566, 2002.
- [57] V. Cooray “Underground electromagnetic fields generated by the return strokes of lightning flashes”, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 43 (1), pp. 75-84, 2001.
- [58] F. Delfino, R. Procopio, M. Rossi, F. Rachidi, and C.A. Nucci, “Evaluation of underground lightning electromagnetic fields,” *International Symposium on Electromagnetic Compatibility EMC Europe 2006*, September 48, 2006, Barcelona, Spain.
- [59] A. Sommerfeld, *Partial differential equations in physics*, Academic Press, New York, 1949.
- [60] K. S. Yee “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media,” *IEEE Trans. Antennas Propogat.*, vol. 14, 1966, pp. 302–307.
- [61] P. A. Tirkas, C. A. Balanis, M. P. Purchine, and G. C. Barber “Finite-Difference Time-Domain Method for Electromagnetic Radiation, Interference, and Interaction with Complex Structures,” *IEEE Transactions on electromagnetic Compatibility*, vol. 35, 1993, N° 2, pp 192-203.
- [62] F.Xiao, X. H. Tang, X.J. Zhang “Comparison of Taylor finite difference and window finite difference and their application in FDTD,” *Journal of Computational and Applied Mathematic*, vol 193, 2006, pp 516–534.
- [63] M. S.Sarto “Innovative Absorbing-Boundary Conditions for the Efficient FDTD Analysis of Lightning-Interaction Problems,” *IEEE Transactions on electromagnetic Compatibility*, Vol. 43, N°. 3, 2001, pp. 368-381.
- [64] M. Paolone, C. A. Nucci, F. Rachidi “A new finite difference time domain scheme for the evaluation of lightning induced overvoltage on multiconductor overhead lines,” *International Conference on power System Transients IPST’01*, Rio de Janeiro, June 2001.
- [65] C. A. Nucci and F. Rachidi, “Lightning Induced Overvoltages”, *IEEE Transmission and Distribution Conference, Panel Session “Distribution Lightning Protection”*, New Orleans, April 14, 1999.

- [66] C. A. Nucci, F. Rachidi, M. Ianoz and C. Mazzetti “Comparison of Two Coupling Models for Lightning Induced Overvoltage Calculations”, IEEE Trans. On Power Delivery, Vol.10, N° 1, Jan 1995, pp 330-336.
- [67] M. Paolone, C. A. Nucci, E. Petrache and F. Rachidi “Mitigation of lightning Induced Overvoltages in Medium Voltage Distribution Lines by Means of Periodical Grounding of Shielding Wires and of Surge Arresters : Modeling and Experimental Validation”, IEEE Trans. On Power Delivery, Vol. 19, N° 1, Jan 2004, pp 423-431.
- [68] A. Mimouni, Z. Azzouz and B. Ghemri “Lightning induced overvoltages on overhead lines: Modeling and experimental validation”, Journal of Electrical Engineering, Vol. 58, N° 3, pp. 152- 157, 2007.
- [69] Z.Azzouz, B.Ghemri, A. Mimouni, A.Cherifi “Modélisation et Simulation du Couplage du Champ Electromagnétique de Foudre avec une Ligne de Transmission-Validation Expérimentale”, 4th International Conference on Electrical Engineering 07 - 08 November 2006, Batna.
- [70] Y. Baba, V.A. Rakov “On the mechanism of attenuation of current waves propagating along a vertical perfectly conducting wire above ground: application to lightning,” IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 47, No. 3, 2005, pp. 521-532.
- [71] Y. Baba, V.A.Rakov “On the interpretation of ground reflections observed in smallscale experiments simulating lightning strikes to towers,” IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 47, No. 3, 2005, pp. 533-542.
- [72] C. A. F. Sartori, J. R. Cardoso “An analytical-FDTD method for near LEMP calculation,” IEEE Transactions on Magnetics, vol. 36, No. 4, 2000, pp. 1631-1634.
- [73] 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.
- [74] A. Mimouni, F. Rachidi and Z. Azzouz, “Electromagnetic environment in the immediate vicinity of a lightning return stroke,” Journal Of Lightning Research (JOLR), Vol. 2, pp 64-75, 2007.
- [75] A. Mimouni, F. Delfino, R. Procopio and F. Rachidi, “On the computation of underground electromagnetic fields generated by lightning: A comparison between different approaches,” Presented in the IEEE PES PowerTech’07, Lausanne, Switzerland, 1-5 July (2007).
- [76] A. Mimouni, F. Rachidi, Z. Azzouz and B. Ghemri “Underground radial electric field in the immediate vicinity of a lightning return stroke”, Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT) 05-07 Nov 2007, Taghit, Bechar.

- [77] K. A. Norton, « The Propagation of Radio Myes over the Surface of the Earth and in the Upper Atmosphere, PART I » Proceedings of the IRE, vol. 24, pp. 1367-1387, 1936.
- [78] J. R. Wait, « Propagation effects for electromagnetic pulse transmission » Proceedings of the IEEE, vol. 74, pp. 1173- 1181, 1986.
- [79] J. R. Wait, « The ancient and modern history of EM ground-wave propagation » Antennas and Propagation Magazine, IEEE, vol. 40, pp. 7-24, 1998.
- [80] J. R. Wait, « Radiation from a vertical electric dipole over a stratified ground » Transactions on Antennas and Propagation, vol. 1, pp. 9-11, 1953.
- [81] V. Cooray and K. L. Cummins, « Propagation effects caused by stratified ground on electromagnetic fields of return strokes » in 20th International Lightning Detection Conference 2nd International Lightning Meteorology Conference Tucson, Arizona, USA, 2008.
- [82] 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 International Symposium on Lightning Protection 13 -19 November 2009, Curitiba, Brazil.
- [83] J. R. Wait and L. Walters, « Curves for ground wave propagation over mixed land and sea paths », Antennas and Propagation, IEEE Transactions on, vol. 11, pp. 38-45, 1963.
- [84] D. A. Hill and J. R. Wait, « HF Ground Wave Propagation over Mixed Land, Sea, And Sea-Ice Paths », Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on, vol. GE-19, pp. 210-216, 1981.
- [85] V. Cooray, « The Lightning Flash », IEE, 2003.
- [86] Fayçal Rejiba " Modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques en milieux hétérogènes-Application au radar sol", thèse de doctorat d'université spécialité: géophysique appliquée, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2002.

- [87] G. Mur, « Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations », IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 23, N°. 4, 1981, pp. 377-382.
- [88] I. P. Bérenger, «A perfect matched layer for the absorption of electromagnetic waves », J. Comput. Phys., vol. 114, no. 2, pp. 185-200, 1994.
- [89] O. M. Ramahi, « Complimentary boundary operators for wave propagation problems », J. Comput. Phys., vol. 133, pp. 113-128, 1997.
- [90] T. Rudolph, T. He, B. D. Sherman, and B. Nozari, « Low frequency boundary condition for the time-domain finite difference technique », in Proc. 1995 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility, Atlanta, GA, Aug. 14-18, 1995, pp. 163-167.
- [91] E.F. Vance, "Coupling to shielded cables," Wiley Interscience, 1978.
- [92] A. Taflové, , Computational electromagnetic, the finite difference time domain method, Artech House, Norwood, MA, 1995.
- [93] D. Orzan « Couplage interne et externe entre un champ électromagnétique et un réseau de lignes multifilaires », thèse N° 1768 (1998), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [94] F.Delfino, R. Procopio, M.Rossi, A.Shoory, F.rachidi " The Effect of a Horizontally Stratified Ground on Lightning Electromagnetic Fields". IEEE, 2010, pp. 978
- [95] A. Shooy, A. Mimouni, F. Rachidi, V. Cooray, R.Moini " Validity of simplified Approaches for the evaluation of lightning electromagnetic fields above a horizontally stratified ground" IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, August 2010.
- [96] A. Shooy, A. Mimouni, F. Rachidi, V. Cooray, " on the accuracy of approximate techniques for the evaluation of lightning electromagnetic fields a long a mixed propagation path" published in the Radio Science on , march2011.