

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
ECOLE NATIONALE SUPERIEURE POLYTECHNIQUE



DEPARTEMENT de GENIE ELECTRIQUE

Laboratoire de Recherche en Electrotechnique

Thèse

Présentée par

M'ZIOU Nassima

Magister en Electrotechnique, U.H.L - Batna

Pour obtenir le Diplôme de **Docteur en Sciences**

Thème

Modélisation de la Décharge de Foudre en Vue d'une Application en Compatibilité Electromagnétique

Soutenue publiquement le 08 juillet 2009

devant le jury

Président de Jury : **A. MEKHALDI, Professeur ENSP**
Rapporteurs : **A. BOUBAKEUR, Professeur ENSP**
L. MOKHNACHE, Maître de Conférences, UHL. Batna
Examineurs : **M. BOUDOUR, Maître de Conférences, USTHB**
S. BOUAZABIA, Maître de Conférences, USTHB
R. TAHMI, Maître de Conférences, ENSP
D MOUSSAOUI, Maître de Conférences, EMP
Invité : **M. DJENNAH, DFM-MDN**

ملخص

تهدف هذه الأطروحة إلى دراسة التأثير الكهرومغناطيسي للصاعقة اثر سقوطها بجانب خطوط النقل الكهربائي. تنقسم الدراسة المقدمة الى قسمين: في القسم الأول نتطرق إلى النمذجة الرياضية لتيار الصاعقة العائد من الأرض و الحقل الكهرومغناطيسي الناجم عنه عند سقوط الصاعقة على الأرض وعلى برج عال. أما في القسم الثاني فقد تطرقنا إلى حساب التوتر الناتج في الخطوط الكهربائية حين سقوط الصاعقة. يتمثل جديد هذه الدراسة في اقتراح الطريقة الرياضية الهجينة من أجل حساب الحقل الكهرومغناطيسي الناتج عن الصاعقة في حالة وجود برج عال و اقتراح الطريقة الرياضية الهجينة (Simpson- FDTD) من أجل حساب الحقل الكهرومغناطيسي الناتج عن الصاعقة المنطلقة من الأرض. نحسب بعد ذلك التوترات الناتجة في الخطوط باستعمال طريقة الفروق المنتهية في المجال الزمني (FDTD).

كلمات مفتاحية:

الصاعقة، التيار العائد، الحقل الكهرومغناطيسي، الدراسة الرمانية والمكانية، Simpson و الفروق المنتهية في المجال الزمني، البرج العالي، نموذج Agrawal، الازدواجية الكهرومغناطيسية، التوترات المتحرضة.

Résumé

Cette thèse porte sur l'étude et la modélisation des phénomènes de décharge de foudre et leurs effets électromagnétiques sur les lignes aériennes. Dans une première étape nous étudions la modélisation de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour. Nous déterminons numériquement le champ électromagnétique rayonné par la décharge initiée du sol, ainsi que le champ en présence d'une structure élevée. Dans la deuxième partie nous présentons l'interaction entre le champ électromagnétique et des lignes aériennes. L'originalité de notre travail est l'application d'une méthode hybride pour le calcul numérique du champ électromagnétique en présence d'un objet élevé. Nous proposons la méthode de Simpson-FDTD (Finite-Difference Time-Domain) pour le cas de l'arc en retour initié du sol. Les résultats de calcul ont été utilisés pour déterminer les surtensions induites sur des lignes triphasées où la méthode FDTD est appliquée pour résoudre les équations de couplage.

Mots-clés :

Foudre, Courant d'Arc en Retour, Champ Electromagnétique, Analyse Spatio-Temporelle, Simpson-FDTD, Structure Elevée, Modèle d'Agrawal, Couplage Electromagnétique, Tensions Induites.

Abstract

This thesis focuses on the study and the modeling of lightning discharge phenomena and their electromagnetic effects on overhead transmission lines. In a first part we study the modeling of the spatial-temporal distribution of the return stroke current. We determinate numerically the electromagnetic field radiated by the discharge initiated at the ground, as the field in presence of a tall object. In the second part, we present the interaction between the electromagnetic field and overhead lines.

The originality of our investigations is the application of an hybrid method for numerical computation of the electromagnetic field in presence of a tall object. We propose the method of Simpson-FDTD (Finite-Difference Time-Domain) for the case of the return stroke initiated at the ground. The calculation results have been used to evaluate the voltages induced on a three phases lines where the FDTD method has been applied to solve the coupled equations.

Key-words:

Lightning, Return Stroke Current, Electromagnetic field, Spatial and Temporal Analyses, Tall Object, Agrawal Model, Electromagnetic Coupling, Induced Voltages.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Monsieur Ahmed BOUBAKEUR, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure Polytechnique qui m'a offert la possibilité de réaliser une thèse de Doctorat sous sa direction et Mademoiselle Leila MOKHNECHE, Maître de Conférences à l'université de Batna. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma très sincère reconnaissance pour leurs précieuses directives, leur très grande disponibilité, leurs fructueux conseils, leur suivi constant et leurs qualités humaines.

Je tiens à remercier très sincèrement Monsieur A. MEKHALDI, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure Polytechnique qui a bien voulu s'intéresser à mon travail en me faisant l'honneur de présider mon jury de thèse. Je lui suis extrêmement reconnaissante et je lui témoigne de toute mon estime. Je lui prie de trouver ici l'expression de mes sincères remerciements

Je tiens à remercier très sincèrement Monsieur S. Bouazabia, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene pour avoir accepté d'être membre de mon jury et de me faire part de ses critiques constructives et intéressantes. Qu'il veuille bien être assuré de ma grande reconnaissance et mon intense considération.

J'exprime mes remerciements à Monsieur BOUDOUR Maître de Conférences Maître de Conférences à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene, pour avoir accepté de participer au jury de ma thèse et d'examiner mon travail. Je lui suis très reconnaissante et je lui manifeste ici ma profonde gratitude.

Mes remerciements vont également aux Messieurs : R. TAHMI Maître de Conférences à l'Ecole Nationale Supérieure Polytechnique, D. MOUSSAOUI Maître de Conférences à l'Ecole Militaire Polytechnique et M. Djennah qui ont bien voulu juger ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de mon intense considération et ma profonde gratitude.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE 1 : PHENOMENE DE DECHARGE DE Foudre & COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE	
I.1. INTRODUCTION	5
I.2. MECANISME DE FORMATION DES NUAGES ORAGEUX	5
I.2.1. Electrification du nuage	5
I.3. CATEGORIES DE COUPS DE Foudre	6
I.4. MECANISME DE LA DECHARGE ORAGEUSE	7
I.4.1. Phase de variation du champ électrique au sol	7
I.4.2. Phase d'émission d'un précurseur	8
I.4.3. Phase de formation d'un précurseur	8
I.4.4. Phase de production de foudre	8
I.5. OBSERVATION EXPERIMENTALES	11
I.5.1. Courant de l'arc en retour	11
I.5.2. Vitesse de l'arc en retour	15
I.5.3 Caractérisation du champ EM rayonné par la foudre	15
I.6. COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE	18
I.7. CONCEPT DE BASE DE LA CEM	19
I.7.1. Concept de l'environnement électromagnétique	19
I.7.2. Concept du système coupable et du système victime	19
I.7.3. Concept de la source de perturbation EM	19
I.8. SOURCE ET MODES DE COUPLAGE	19
I.8.1. Sources	19
I.8.2. Couplages	20
I.8.2.1 Couplage par champ	20
I.8.2.2 Couplage par conduction	20
a- Par impédance commune	20
b- Couplage inductif	21
c- Couplage capacitif	21
I.9. CEM DANS LES RESEAUX D'ENERGIE ELECTRIQUE	22
I.10. CONCLUSION	23
CHAPITRE 2 : MODELISATION ET SIMULATION DU CHAMP EM RAYONNE PAR UN COUP DE Foudre INITIE DU SOL	
II.1. INTRODUCTION	25
II.2. MODELISATION DE LA DISTRIBUTION DU COURANT DE L'ARC EN RETOUR DANS LE CANAL DE Foudre	25
II.2.1. Les modèles d'ingénieur	27
II.2.1.1 Modèle de Bruce et Golde (BG)	27
II.2.1.2 Modèle ligne de transmission (TL)	28
II.2.1.3 Modèle de ligne de transmission modifiée (MTL)	29
II.2.1.4 Modèle de la source du courant mobile (TCS)	30
II.2.1.5 Modèle de Diendorfer et UMAN (DU)	30

II.2.2 Généralisation des modèles d'ingénieur du courant de l'arc en retour	31
II.2.3 Représentation analytique du courant à la base du canal	32
II.2.3.1 Modèle bi-exponentiel	32
II.2.3.2 modèle de Heidler	33
II.3. FORMULATION DU CHAMP EM GENERE PAR UN COUP DE Foudre	35
II.3.1 Sol parfaitement conducteur	35
II.3.2 Sol de conductivité finie	37
II.4. METHODE HYBRIDE POUR LE CALCUL DU CHAMP EM RAYONNE PAR UN COUP DE Foudre	38
II.4.1. Principe de la méthode hybride	38
II.4.2. Formulation de méthode FDT	39
II.5. VALIDATION EXPERIMENTALE DE LA METHODE HYBRIDE	41
II.6. ENVIRONNEMENT EM AU VOISINAGE D'UN COUP DE Foudre INITIE DU SOL	50
II.6.1 Résultats de simulation	50
II.6.1.1 Champ EM à différentes distances du canal de foudre	50
II.6.1.2 Influence de la vitesse du courant de l'arc en retour	52
II.6.1.3 Influence du taux de décroissance du courant de l'arc en retour	53
II.6.1.4 Influence du modèle du courant de l'arc en retour	54
II.7 CONCLUSION	56

CHAPITRE III : MODELISATION ET SIMULATION DE L'ENVIRONNEMENT EM AU VOISINAGE D'UNE STRUCTURE ELEVEE

III.1. INTRODUCTION	58
III.2. DISTRIBUTION DU COURANT DE L'ARC EN RETOUR DANS LE CANAL DE Foudre ET LA TOUR	58
III.2.1. Représentation du canal de foudre comme une source distribuée	59
III.2.2. Représentation du canal de foudre comme une source de tension	60
III.3. COMPARAISON DES DIFFERENTS MODELES DE DISTRIBUTION DU COURANT DE L'ARC EN RETOUR EN PRESENCE D'UNE TOUR	61
III.4 VALIDATION EXPERIMENTALE DE LA METHODE HYBRIDE POUR LE CANAL DU CHAMP EM RAYONNE PAR UN COUP DE Foudre EN PRESENCE D'UNE TOUR	64
III.5 RESULTATS DE SIMULATION OBTENUS PAR LA METHODE HYBRIDE	66
III.6 COMPARAISON D'UN COUP DE Foudre TOMBANT SUR UN OBJET ELEVE AVEC CELUI FRAPPANT LE SOL	67
III.7 CONCLUSION	70

CHAPITRE IV : INTERACTION D'UN COUP DE Foudre AVEC UNE LIGNE AERIENNE

IV.1. INTRODUCTION	72
IV.2. MODELES DE COUPLAGE EM AVEC UNE LIGNE DE TRANSMISSION	72
IV.2.1 Modèle de Chowdhuri et gross	73
IV.2.2 Modèle d'Agrawal	75
IV.2.3 Modèle de Rachidi	76
IV.2.4 Modèle de Taylor	77
IV.2.5 Modèle de Rusk	78
IV.2.6 Discussion des modèles	79

IV.3. FORMULATION D'AGRAWAL POUR UNE LIGNE AVEC PERTES	80
IV.3.1 Représentation fréquentielle des équations de couplage	80
IV.3.2 Représentation temporelle des équations de couplage	81
IV.3.3 Modèle d'Agrawal pour une ligne multiconducteur	82
IV.4. APPLICATION DE LA METHODE FDTD POUR LA RESOLUTION NUMERIQUES DES EQUATIOS DE COUPLAGE	83
IV.4.1 Mise en équation	85
IV.4.2 Conditions aux limites	88
IV.5. CALCUL DES SURTENSION INDUITES PAR UNE DECHARGE DE	92
IV.6. CONCLUSION	99
CONCLUSION GENERALE	100
BIBLIOGRAPHIE	103

INTRODUCTION GENERALE

Introduction Générale

Les surtensions induites par un coup de foudre dans les réseaux d'énergie électrique et les réseaux de communication sont, de nos jours, l'une des principales causes affectant la qualité d'énergie fournie ainsi que la compatibilité électromagnétique [1].

Ces dernières années, en raison d'une utilisation croissante des dispositifs électroniques sensibles connectés aux lignes de distribution, la protection contre les perturbations induites par la foudre est d'une importance primordiale. Les composants électroniques sensibles utilisés dans les systèmes de communication et dans les réseaux électriques peuvent subir des perturbations d'interférences électromagnétiques (EM) à des niveaux de plus en plus bas [2]. Par conséquent, l'évaluation précise des surtensions induites par la foudre est devenue essentielle pour une protection efficace des systèmes électriques et électroniques

La protection correcte et efficace des systèmes électriques contre ces perturbations nécessite des études à la fois théoriques et expérimentales afin de caractériser les sources électromagnétiques et par conséquent prévoir des phénomènes perturbateurs du réseau.

L'objectif de cette thèse consiste en la modélisation du rayonnement électromagnétique d'un coup de foudre initié du sol [3] et sur une structure élevée [4, 5] soit une tour. Ceci nous permet de déterminer les perturbations électromagnétiques dues à un coup de foudre par impact indirect sur les lignes aériennes. Il s'agit de l'induction des surtensions et de la surintensité.

L'originalité de cette thèse réside dans :

- l'application de la méthode hybride pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre en présence d'un objet élevé (tour).
- la validation de la méthode hybride (Simpson – différences finies en domaine temporel (FDTD)) pour le calcul du champ rayonné par un coup de foudre initié du sol [6].

L'étude abordée dans cette thèse est divisée en deux parties :

Dans la première partie, nous nous intéressons à la modélisation du champ EM généré par une décharge orageuse. Ceci nécessite la connaissance de la distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour dans le canal de foudre en fonction du courant à la base. Ce qui suppose la connaissance, en premier, du courant à la base du canal et la vitesse de l'arc en retour. Cette partie, se compose de trois Chapitres (1, 2, et 3).

Dans le premier, nous présentons une description de la décharge orageuse atmosphérique et des généralités sur la compatibilité électromagnétique.

Le deuxième Chapitre s'articule sur la modélisation du rayonnement EM associé à la phase de l'arc en retour de la foudre ainsi que la méthode hybride [6], proposée pour le calcul du champ EM initié du sol. Nous considérons le sol parfaitement conducteur.

Parmi les différentes classes de modèles de l'arc en retour existant dans la littérature, l'attention est focalisée sur ce que l'on appelle les 'modèles d'ingénieur'. Après une description de cinq modèles d'ingénieur de l'arc en retour, nous avons présenté les formules du champ EM rayonné.

Pour calculer ce champ, nous avons validé la méthode hybride qui combine entre la méthode de Simpson et celle des FDTD. Il s'agit du calcul numérique de l'intégrale du champ magnétique azimutal (Simpson), qui sera injecté dans le calcul du champ électrique issu de la première équation de Maxwell (FDTD) [3].

Le Chapitre 3, est réservé à l'originalité du travail. Il est consacré au calcul du champ EM produit par l'impact de l'arc en retour sur des tours élevées par la méthode hybride [4].

Dans ce chapitre, nous abordons la présentation des modèles d'ingénieur avec une extension pour inclure la présence d'un objet élevé ainsi que la validation expérimentale de la méthode hybride publiée [3].

Dans la deuxième partie (Chapitre 4) du travail nous nous sommes intéressés à l'étude de l'interaction d'un coup de foudre avec une ligne aérienne comme application dans le domaine de la compatibilité électromagnétique [7–9].

Les formalismes étudiés sont déduits en utilisant les équations de Maxwell et la théorie de ligne de transmission. Dans ce cas nous nous sommes basés sur le modèle d'Agrawal, pour présenter les équations de couplage pour une ligne multiconducteur dans le domaine temporel et fréquentiel.

Nous avons étudié également le cas d'une ligne monofilaire dont nous avons évalué l'intensité induite, puis nous avons étudié le cas d'une ligne triphasée pour les deux configurations : horizontale et verticale sans et avec câble de garde [10 –12] afin d'étudier l'influence de ce dernier sur les surtensions induites. Les résultats ainsi obtenus sont en très bonne concordance avec ceux présentés dans la littérature (chapitre IV).

CHAPITRE I

PHENOMENE DE DECHARGE DE FOUDRE & COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE

I.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord une brève description de la phénoménologie de la décharge de foudre, en particulier la phase dite de l'arc en retour associée à une décharge nuage-sol négative. Nous présentons ensuite les observations expérimentales liées aux éclairs naturels et aux éclairs déclenchés artificiellement. Ainsi que les caractéristiques et les données expérimentales relatives au courant à la base du canal, à la vitesse de l'arc en retour et au champ EM rayonné.

Par la suite, nous introduisons la notion de Compatibilité Electro Magnétique (CEM), en décrivant brièvement les modes de couplage et de propagation des grandeurs parasites.

I.2 Mécanisme de formation des nuages orageux

La foudre est définie comme étant une décharge électrique d'une longueur de plusieurs kilomètres. Elle est associée à une impulsion de courant transitoire de très forte amplitude. Ce dernier traverse l'espace atmosphérique depuis la masse des nuages orageux électrisés jusqu'au sol [13].

Les nuages orageux sont généralement de type cumulo-nimbus. Ils se forment sous l'effet du courant d'air chaud ascensionnel qui monte à des vitesses importantes entraînant dans ces turbulences des centaines de milliers de tonnes d'eau.

Le mouvement est si puissant que le sommet du nuage s'écrase contre une couche supérieure de l'atmosphère, ce qui explique qu'ils ont très souvent une forme caractéristique dite « enclume ». Leur base peut atteindre des surfaces de plusieurs dizaines de km² et dont le sommet atteint 15 km. Ils s'étendent entre des altitudes allant de 2 à 20 km.

I.2.1 Electrification du nuage

Nous distinguons deux sortes d'orages [14] :

- **Les orages de chaleur** naissant d'un effet de réchauffement des sols, associé à une forte humidité. Ce sont des orages locaux. L'origine de la création du nuage réside dans l'apparition des bulles d'air chaud et humide, qui s'élèvent et forment un nuage à des altitudes où peut s'initier la condensation. Ce type ne vit généralement qu'une ou deux heures

- **Les orages océaniques ou frontaux** se forment lors de la rencontre de masse d'air importante, de température et d'humidité différente. Cette rencontre produit des mouvements d'air ascendant accompagnés de phénomènes de condensation. Ces orages peuvent présenter des fronts de centaines de kilomètres, persister des jours durant et se propager sur des milliers de kilomètres.

Les nuages orageux sont donc caractérisés par la présence de masses d'eau considérables (vapeur, gouttes, cristaux de glace, grésil, grêlons) et de mouvements d'air puissants conduisant à des vents extrêmement violents pouvant dépasser la centaine de km / heure[14].

I.3 Catégories de Coups de foudre

Nous différencions tout d'abord les coups de foudres selon le sens de développement du traceur, axe ascendant ou descendant. Secondairement selon le sens d'écoulement du courant principal, positif ou négatif.

La figure I.1 représente la classification des coups de foudre.

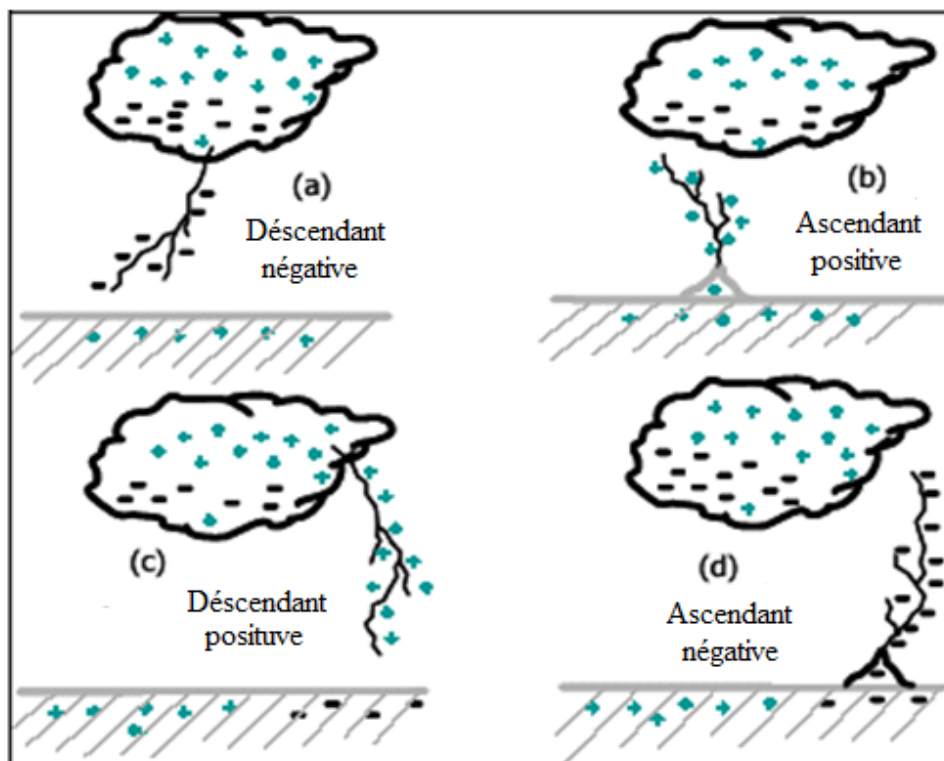


Fig. I.1 Classification des coups de foudre selon *Berger et al.* [16]

Conventionnellement le coup de foudre est négatif lorsque la partie négative du nuage se décharge. Il est positif lorsque c'est la partie positive du nuage (un îlot positif est inséré le plus souvent à la base du nuage) qui se décharge [15]. Dans les régions tempérées, plus de 90% des coups de foudre nuage-sol sont de la catégorie " a " [13].

Les décharges appartenant à la catégorie " c " (figure I .I), déclenchées par un traceur descendant chargé positivement. Cette dernière catégorie constitue moins de 10% des décharges nuage-sol. Enfin les décharges de catégories " b " et " d " déclenchées par des traceurs ascendants, sont relativement rares et apparaissent généralement aux sommets des montagnes ou au niveau des longues structures. La figure I.1 illustre ces quatre catégories des décharges nuage-sol.

I .4 Mécanisme de la décharge orageuse

Le déclenchement des coups de foudre trouve son origine, en suivant quatre phases à savoir :

I.4.1 Phase de variation du champ électrique au sol

Sous l'effet des charges électriques, et au cours de leur formation, le champ électrique au sol va varier dans de fortes proportions (Figure I.2). Alors qu'il était positif et de l'ordre de la centaine de volts par mètre par beau temps. Il va commencer à s'inverser, suite à laquelle va croître considérablement. Au droit du nuage, le champ peut alors atteindre des valeurs comprises entre -15 et -20 kV/m (Figure I.2). Les conditions de déclenchement de la foudre sont atteintes.

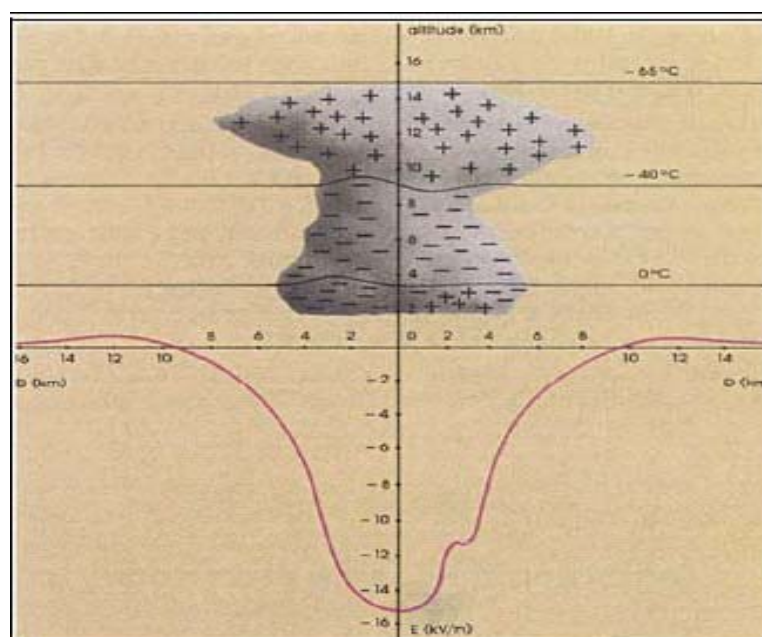


Fig. I .2 Distribution des charges électriques dans un nuage orageux et répartition du champ électrique au sol, au moment où va s'éclater la foudre [14]

1.4.2 Phase d'émission d'un précurseur

Lorsque le champ électrique est suffisamment intense dans le nuage, des décharges électriques se produisent à partir du nuage, Il s'agit de prédécharges électriques faiblement lumineuses. Elles se propagent par bond de 30 à 50 m vers le sol, à la vitesse de 1/1000 de celle de la lumière. La figure I.3 illustre les différentes étapes de décharge.

1.4.3 Phase de Formation d'un contre précurseur

Il existe en permanence dans l'atmosphère un champ électrique faible qui, mesuré sur un terrain plat et par beau temps, est de l'ordre de 100 à 150 volts par mètre. Ce champ est dû à des charges positives situées à des altitudes de l'ordre de cinquante kilomètre.

Au moment de la formation ou de l'approche d'un nuage orageux, sous l'influence des charges négatives qui sont disposées à sa base, et dont l'effet devient prépondérant, le champ électrique au sol commence à s'inverser, puis croit dans de fortes proportions de -10 à -15 kV/m [14] (Figure I.2). Le champ électrique est encore renforcé par l'approche du précurseur négatif descendant du nuage.

Lorsque le champ électrique au sol dépasse une certaine intensité, les effluves de l'effet couronne entourant les objets pointus se transforment brusquement en traceur ascendant, un contre précurseur positif encore appelé précurseur de capture, partant de l'objet et montant vers le nuage orageux (figure I.3).

1.4.4 Phase de Production de la foudre

Ce contre précurseur rejoint le précurseur provenant du nuage. Lorsqu'ils se connectent, une décharge électrique très violente rééquilibre instantanément les charges opposées : c'est le coup de foudre. Un courant électrique intense se propage alors de la terre vers le nuage. Ce courant de nature impulsionnelle est appelé arc en retour (figure I.4).

Cette première décharge laisse sa place à un nouveau traceur par bonds, nous comptons en moyenne quatre allers-retours en regardant la vidéo d'un éclair (figure I.5) au ralentie, plus ils sont nombreux, plus l'éclair paraît important, mais l'œil humain qui ne perçoit que vingt cinq 25 images par secondes ne voit qu'un seul éclair [14].

Le premier arc en retour produit un courant au niveau du sol. La valeur de pic typique de ce courant est de 30 kA avec 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), [17]. Sa vitesse est de l'ordre de $3 \cdot 10^6$ m/s apportant une charge d'environ un 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 [13], se manifeste.

Cependant, il existe un doute quant à l'influence de cette activité et le déclenchement du traceur obscur [13, 18]. Le traceur obscur déclenche enfin l'arc en retour subséquent (subsequent return stroke), (Figure I.4).

Les courants des arcs en retour subséquents mesurés à la base du canal ont généralement un temps de montée plus rapide que le courant du premier arc en retour. 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.

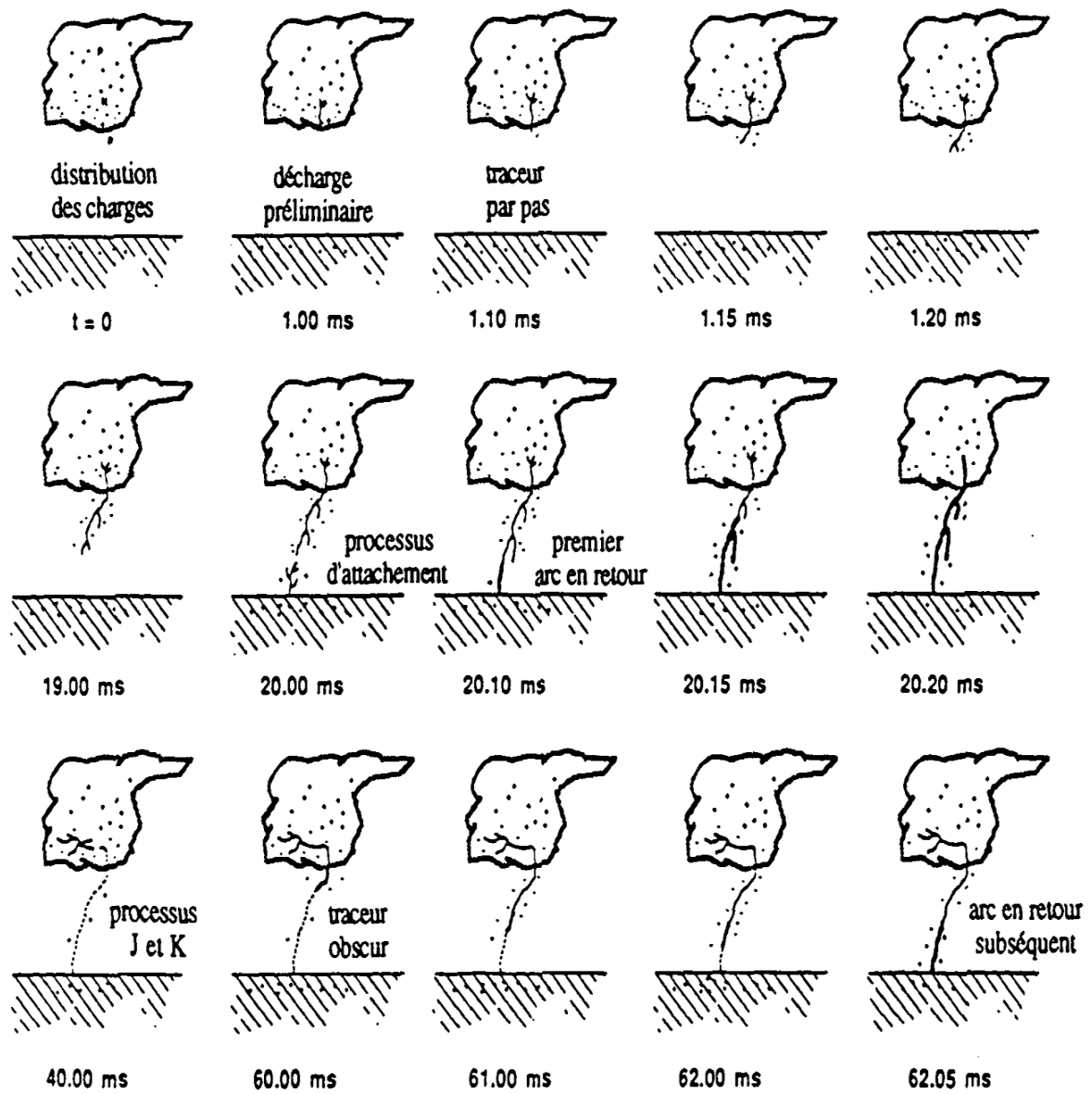


Fig. I.3 : Illustration des différentes phases d'une décharge négative nuage-sol [13]

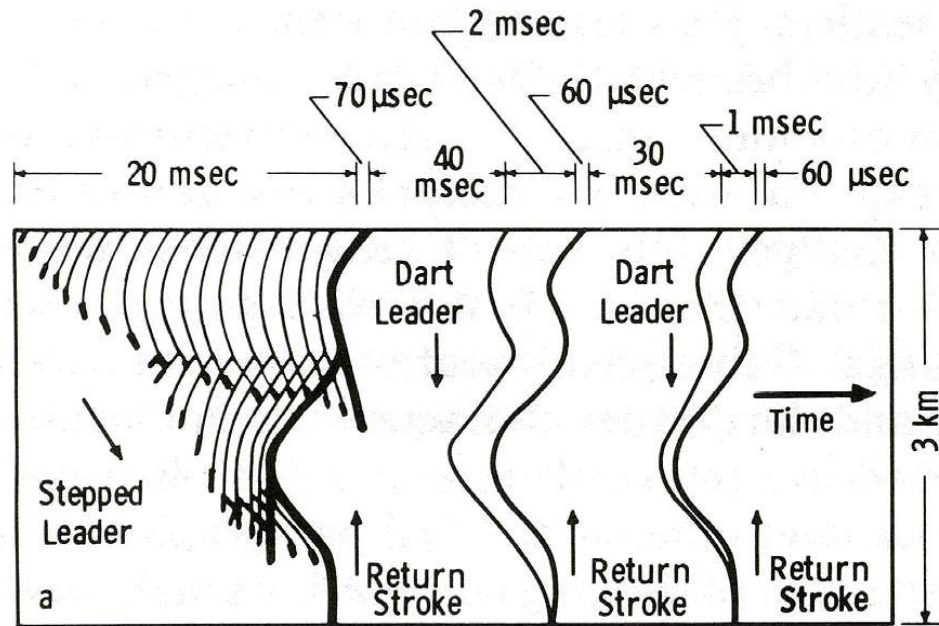


Fig. I.4 Séquence traceur descendant – arc en retour dans un éclair [13]



Fig. I.5 Photographie d'un éclair comportant 12 arcs en retour (séquence temporelle : de gauche à droite). Le premier arc en retour est à gauche et comporte des branches [13]

I.5 Observations expérimentales

I.5.1 Courant de l'arc en retour

L'amplitude du courant (valeur crête) et son évolution temporelle (forme) représentent les plus importantes grandeurs électriques caractérisant la foudre.

Les courants des coups de foudre (négatif) sont de forte amplitude et de nature impulsionnelle [17].

Depuis les années 50, plusieurs campagnes expérimentales ont été réalisées afin de caractériser les décharges orageuses et plus particulièrement le courant de foudre. La description la plus complète du courant de l'arc en retour est donnée par l'équipe du professeur Berger, [18–21], qui durant les années 1950-1970 a exploité une station expérimentale au Mont San Salvatore près de Lugano [18]. La mesure du courant a été effectuée au sommet de deux tours de 55 m de hauteur situées au sommet du Mont San Salvatore.

A la figure I.6, sont représentées les formes d'onde typiques normalisées du courant, [19]. Dans cette figure nous trouvons les formes d'onde du courant à la base du canal, pour le premier arc en retour négatif. Ainsi que les arcs subséquents donnés par Berger et al. [16]. Les statistiques des paramètres du courant de foudre, qui sont les plus significatifs pour l'évaluation des surtensions, sont présentés au tableau I.1.

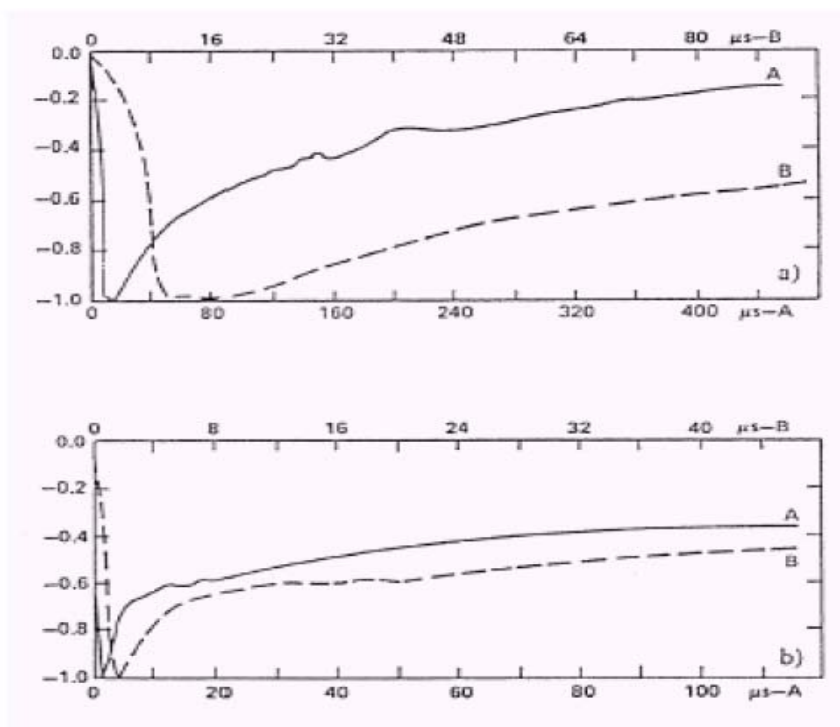


Fig. I.6 : Forme d'onde typique normalisée du courant des arcs en retour premier et subséquent (A) premier arc en retour, (B) arc en retour subséquent [16]

Tableau.I.1 : Paramètres du courant d'un coup de foudre descendant négatif [16]

Paramètres	Unité	Nombre d'événement	Pourcentage de cas dépassant la valeur indiquée		
			95%	50%	5%
Courant de crête					
Premier arc en retour	kA	101	14	30	80
Arc en retour subséquent négatif	kA	135	4.6	12	30
Charge totale					
Premier arc en retour	C	93	1.1	5.2	24
Arc en retour subséquent négatif	C	122	0.2	1.4	11
Temps de montée (2kA-crête)					
Premier arc en retour	µsec	89	1.8	5.5	18
Arc en retour subséquent négatif	µsec	118	0.22	1.1	4.5
di / dt maximal					
Premier arc en retour	kA/ µsec	92	5.5	12	32
Arc en retour subséquent négatif	kA/ µsec	122	12	40	120
Durée de l'impulsion 2 kA-mi-amplitude)					
Premier arc en retour	µsec	90	30	75	200
Arc en retour subséquent négatif	µsec	115	6.5	32	140
Interval de temps entre deux décharges négatives	msec	133	7	33	150

Les mesures du courant de l'arc en retour sont effectuées au niveau du sol. Les données expérimentales obtenues concernent seulement le courant de l'arc en retour à la base du canal. Ce courant peut être mesuré soit par un déclenchement artificiel de la foudre [22], (figure I.7) ou par l'utilisation des tours instrumentées (figure I.8).

Du tableau I.1 nous remarquons que :

- 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.



Fig. I.7 : Un déclenchement artificiel de la foudre en Floride,[23].

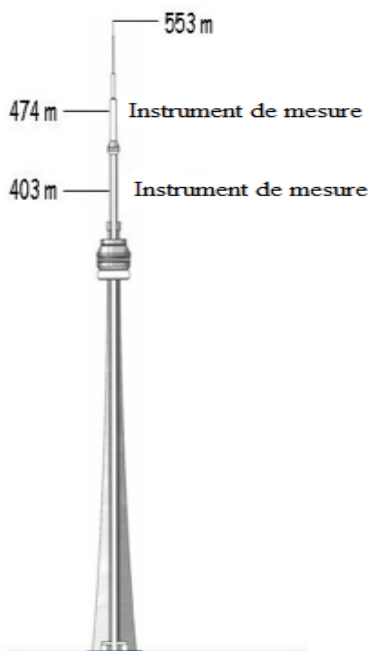


Fig. 1.8 Mesure de courant de foudre en utilisant une tour instrumentée.
Tour CN à Toronto au Canada [23]

1.5.2 Vitesse de l'arc en retour

La vitesse de l'arc en retour est un paramètre très important dans l'étude de la protection contre la foudre, en consultant les références [18], nous tirons les conclusions suivantes :

- Pour l'arc en retour (négatif) premier et subséquent, la vitesse décroît en fonction de la hauteur. Alors qu'il existe d'autres expériences où la vitesse de l'arc croît au début du canal puis commence à diminuer au temps que la hauteur augmente;
- La vitesse moyenne des arcs en retour négatifs est de l'ordre de 1/3 et 1/2 de la vitesse de lumière pour l'arc premier et subséquent;
- La vitesse des arcs en retour subséquents est en général plus grande que celle des arcs en retour premiers. Les valeurs moyennes pour 17 arcs en retour premiers et 46 arcs en retour subséquents sont respectivement 96 m/μs et 120 m/μs ;
- La vitesse de l'arc en retour positif est de l'ordre de 10^8 m/s ;
- les vitesses mesurées ont une moyenne de 120 m/μs avec un maximum de 154 m/μs et un minimum de 65.4 m/μs. Pour des coups de foudre tombant sur la tour CN au Canada.

1.5.3 Caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre

Les figures 9 et 10 représentent des formes d'ondes typiques des champs électriques et magnétiques pour le premier arc en retour (en trait continu), et les arcs subséquents (en trait discontinu) en fonction de la distance du point d'impact.

Les champs EM pour des distances entre 1 km et 200 km présentent un premier pic dont l'intensité est approximativement inversement proportionnelle à la distance. A des distances relativement proches, le champ magnétique présente une bosse (hump) à environ 30 μs, alors que le champ électrique a une croissance en rampe après son pic initial. Les champs électrique et magnétique lointains (distance supérieure à environ 50km du point d'impact) 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. Ils sont caractérisés par un pic initial suivi par une inversion de polarité à quelques dizaines de microsecondes. Nous observons le temps de montée rapide à toutes les distances. Ce temps est un paramètre extrêmement important dans l'évaluation du couplage [18] du champ EM avec une ligne aérienne de transport d'énergie électrique ou avec un câble souterrain.

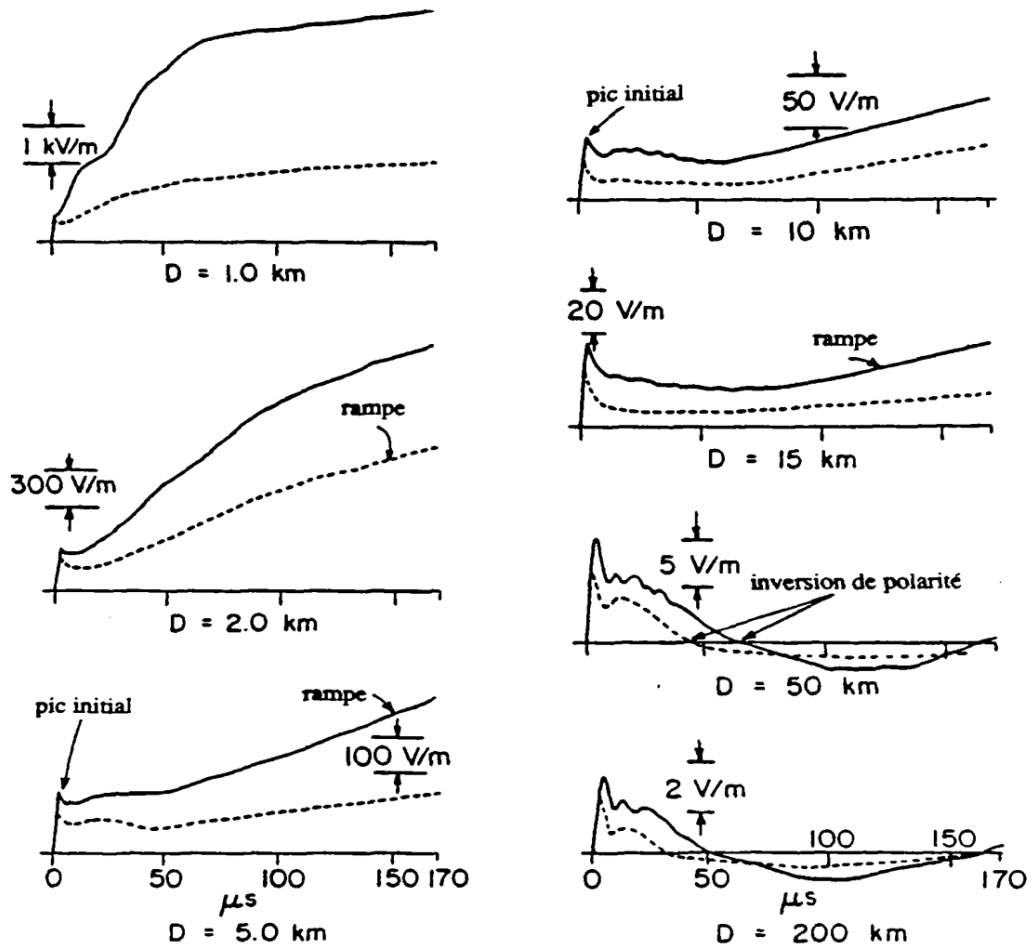


Fig. I.9 Champ électrique vertical correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 Km à 200 km [24].

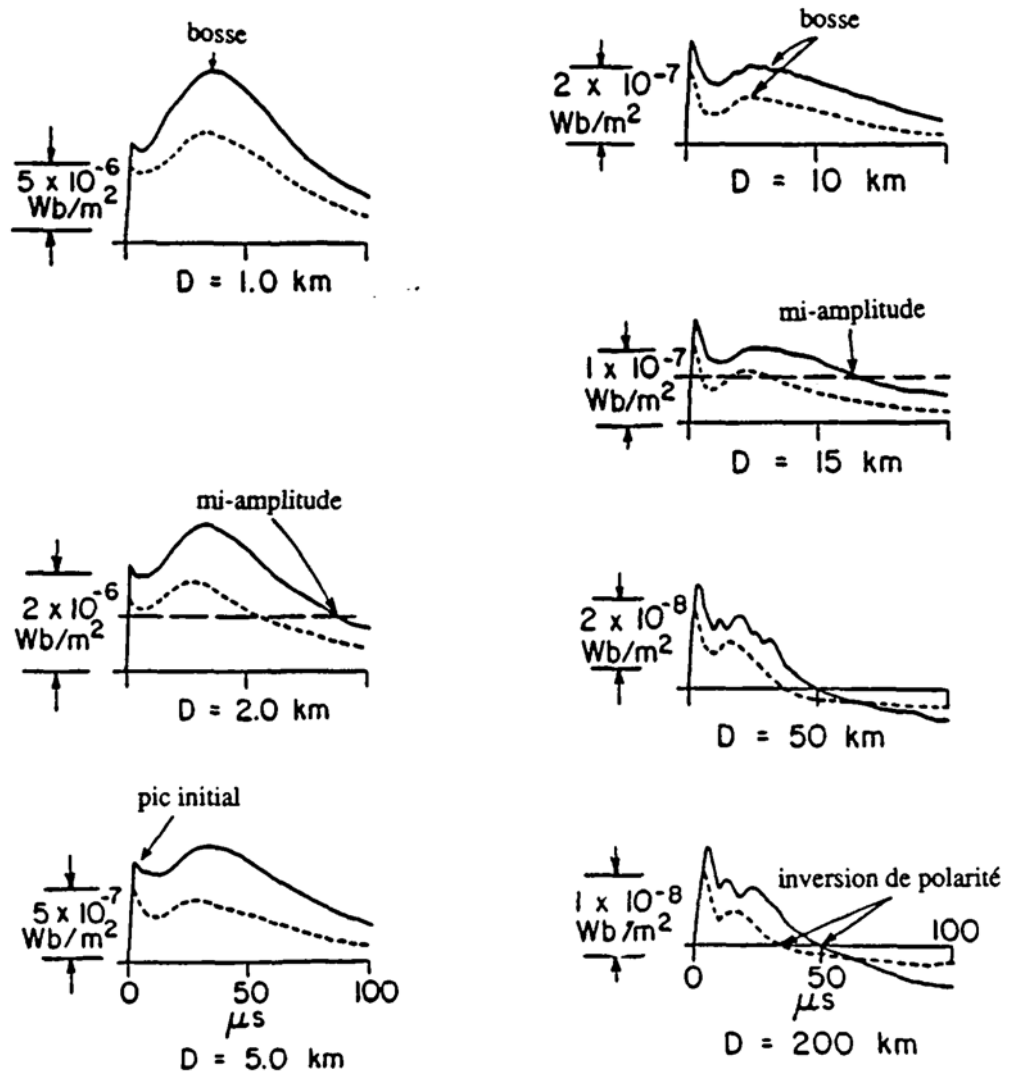


Fig. I.10 Densité du flux magnétique correspondant au premier arc en retour (trait continu) et à l'arc en retour subséquent (trait pointillé) à des distances variant de 1 km à 200 km [24].

I.6 Compatibilité électromagnétique

Afin de concevoir au mieux les systèmes électriques, et pour répondre aux exigences des normes de leur conception, il est désormais admis que tout concepteur doit penser CEM.

La CEM met donc en lumière les trois notions fondamentales ci-après :

- Le niveau d'émission, caractérisant quantitativement la production de perturbations par le système.
- Le niveau d'immunité, caractérisant la résistance du système aux agressions que constituent les perturbations en provenance de son environnement EM.
- La marge de compatibilité.

Ces notions sont schématisées sur la figure I.11, où il est illustré la relation fondamentale qui existe entre le niveau de perturbation, le niveau d'immunité et la marge de compatibilité.

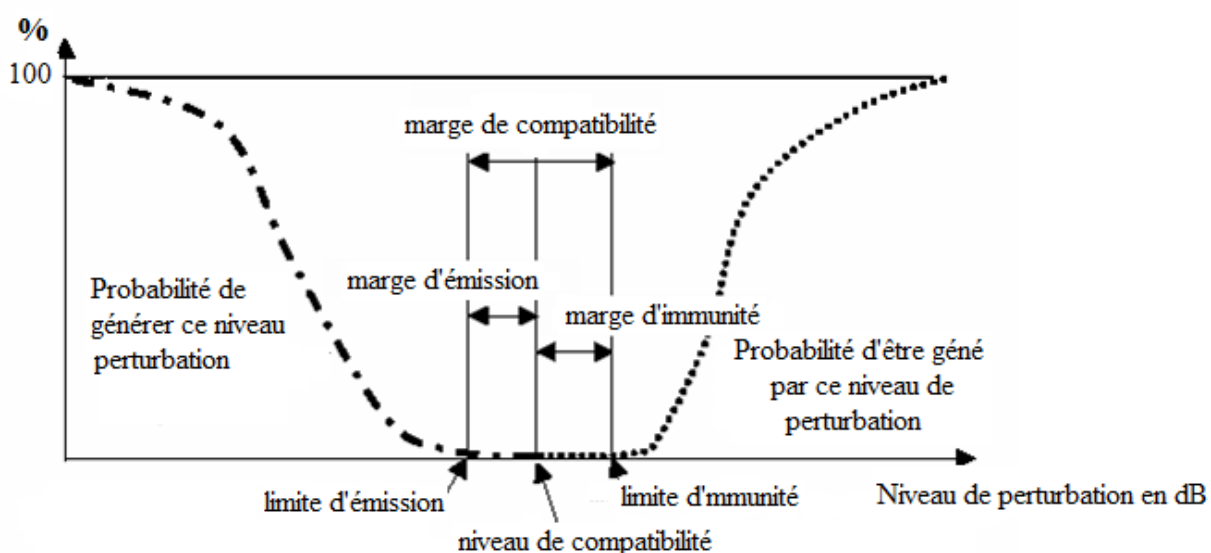


Fig. I.11 Représentation graphique des notions fondamentales de la CEM.

I.7 Concepts de base de la CEM [25, 26]

I.7.1 Concept de l'environnement électromagnétique

L'environnement EM est défini comme étant un ensemble de phénomènes électriques et magnétiques existant dans un espace physique borné ou non. Ces phénomènes sont de nature et d'origine aussi diverses à savoir : la foudre, l'impulsion EM d'origine nucléaire (IEMN), la décharge électrostatique (DES),...etc.

I.7.2 Concept du système coupable et du système victime

Tout système dont le fonctionnement normal peut gêner celui des autres équipements situés dans le même environnement que lui est dit « coupable ». Un système (ou appareil) peut être à la fois victime et coupable.

I.7.3 Concept de la source de perturbation électromagnétique

La source de perturbation est tout phénomène EM d'origine naturelle ou humaine pouvant nuire au bon fonctionnement d'un système électrique ou électronique. L'existence d'une diversité de sources a mis l'accent sur une méthodologie de classification. Ceci est d'un grand intérêt pour l'ingénieur vu qu'elle permet une connaissance structurée de ces sources ainsi que leurs conséquences, permettant ainsi au concepteur de se positionner par rapport aux innombrables sources. Cette classification s'articule sur la nature des sources, leurs spectres, leurs modes d'apparition et enfin leurs modes d'intervention.

I.8 Sources et modes de couplage

Le bon fonctionnement d'un appareil électrique, ainsi que celui de son entourage, suppose qu'il ne doit pas être perturbé par un univers EM déterminé : champ EM ambiant, perturbations en provenance du réseau ... Il ne doit pas non plus altérer le fonctionnement des appareils environnants, par des émissions de perturbations trop importantes.

I.8.1. Sources

Les sources constituant l'environnement EM ambiant sont de plusieurs types :

- Sources naturelles : foudre, décharges électrostatiques (DES), bruits cosmiques ...
- Sources artificielles : volontaires (radars, émetteurs radio) ou fortuites (alimentations à découpage, four à induction, ...)

Il est souvent fait référence à une source que c'est celle capable de provoquer des dégâts considérables dans les équipements électriques mais qui n'est heureusement pas utilisée : l'Impulsion Electro-Magnétique d'origine Nucléaire (IEMN), due à l'explosion d'une bombe atomique en haute altitude (à plus de 50 km du sol).

L'activité humaine est à l'origine d'une pollution EM croissante qui doit retenir toute notre attention, même si les efforts entrepris en ce domaine ont déjà permis de rendre les appareillages moins polluants et moins sensibles à ce type de perturbations. Assurer une bonne CEM va alors consister à diminuer les couplages entre les sources de perturbations et les appareils.

I.8.2 Couplages

Un couplage est la relation entre une cause et son effet [27]. Les modes de couplage entre une source de perturbation et une victime peuvent être classés selon le type de perturbation et son support de propagation [25] :

I.8.2.1. Couplage par champ : propagation d'un champ EM dans un milieu non-conducteur (air, autre type de matériau isolant) ou conducteur (blindage métallique).

I.8.2.2 Couplage par conduction : propagation d'une tension ou d'un courant sur des conducteurs (figure I.12)

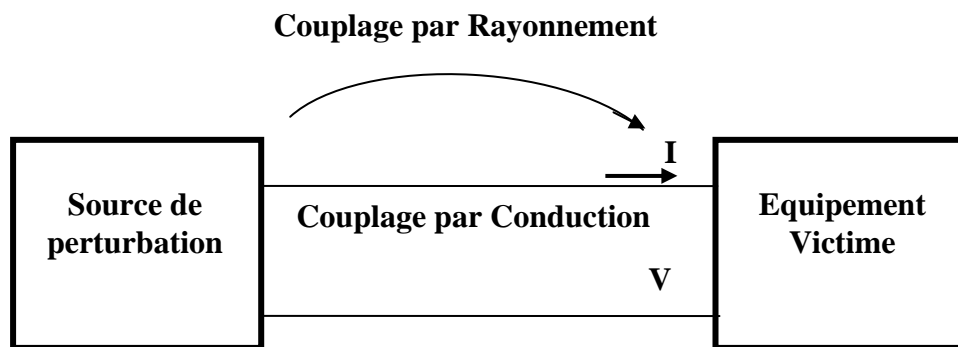


Fig. I.12 Mode de couplage

Le couplage par conduction peut être :

a. Par impédance commune : Le couplage par impédance commune (Fig. I.13) apparaît lorsque deux systèmes distincts ont en commun une même impédance. Cette impédance est généralement non intentionnelle. Elle résulte de la résistance et de l'inductance associée à toute interconnexion électrique (conducteur commun). Tout courant (utile ou parasite) qui parcourt le conducteur commun génère une tension entre ses extrémités [27].

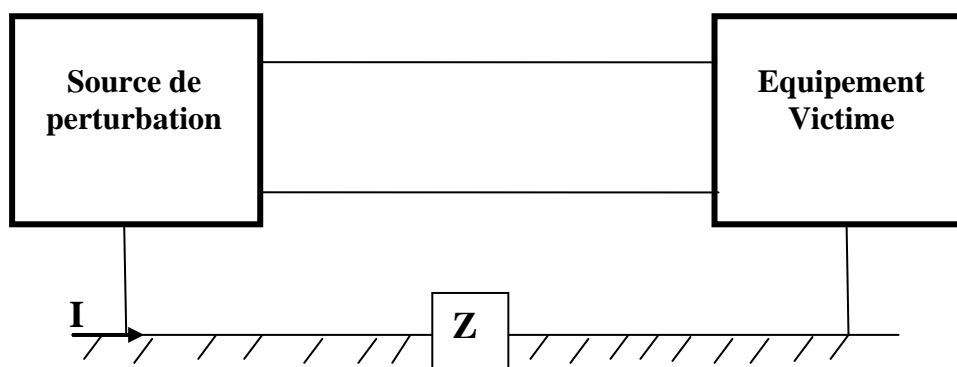


Fig.I.13 Couplage par impédance commune.

- b. Couplage inductif :** Ce mode de couplage est lié à l'existence de champs magnétiques importants, du fait que lorsqu'un courant "I" parcourt un conducteur électrique celui-ci est entouré d'un champ magnétique d'intensité H dont les lignes de force sont des cercles concentriques (figure I.14).

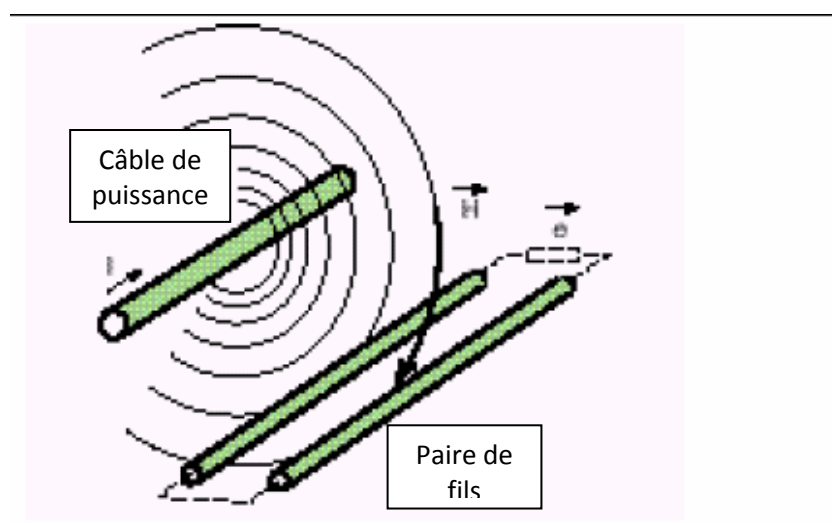


Fig. I.14 Couplage inductif entre câbles de puissance et câbles de bas niveau [28].

Lorsque le flux créé dans le cas de la figure I.14, est variable et « coupe » d'autres conducteurs Il peut entraîner en ceux-ci une force électromotrice induite. Dans un milieu de perméabilité magnétique donné, le flux produit est fonction de la longueur et de la disposition géométrique de ces conducteurs, et de l'intensité qui les parcourt.

- c. Couplage capacitif :** Ce couplage est généré par la capacité existante entre conducteurs proches. Toute variation de tension entre le conducteur source et la masse se traduira par le passage d'un courant parasite entre la source et la victime.

Du point de vue électronique, un signal parasite (perturbateur) se propage de la source à la victime en utilisant un conducteur (fil, châssis...) et se superpose au signal utile dans le conducteur. Dans ce cas, on parle de mode de couplage qui se départage sous forme de deux modes [25] :

- **couplage en mode commun** : utilise le réseau de masse ou de terre, qui peut être partagé par plusieurs utilisateurs comme retour du courant.

- **couplage en mode différentiel** : utilise une ligne bifilaire indépendante du circuit de masse. Il est à noter que sur cette ligne la somme des courants "aller" et " retour" est nulle.

La figure I.15 récapitule les différents mécanismes de couplages fortement liés au niveau fréquentiel.

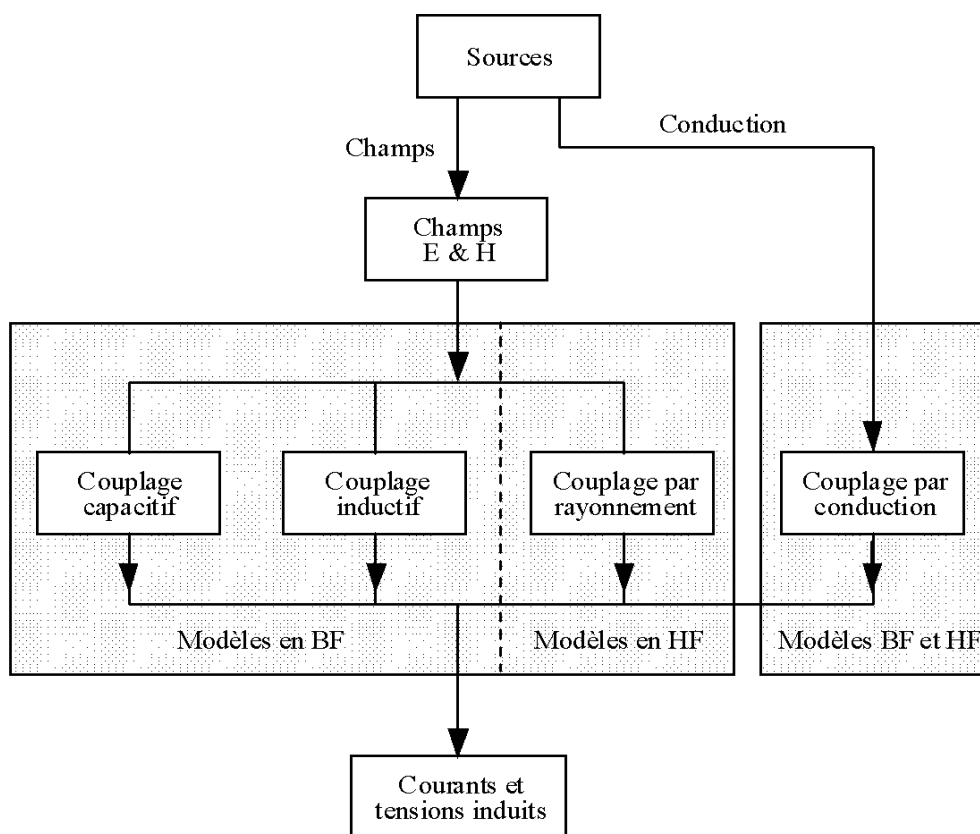


Fig. I.15 Modes de couplage [25].

I.9 Compatibilité électromagnétique dans les réseaux d'énergie électrique [29–31]

Devant la complexité croissante des réseaux d'énergie électrique, les exploitants ont installé un grand nombre de dispositifs électroniques de contrôle-commande. Ainsi, en parallèle avec le réseau d'énergie, on trouve un véritable « système nerveux » dédié au pilotage à distance des différents ouvrages. Donc, on peut imaginer les conséquences si ce système se voit endommager.

Ainsi, dans le souci de fiabilité, les compagnies d'électricité cherchent à protéger leurs réseaux des effets néfastes des champs électromagnétiques. Les champs susceptibles de perturber le bon fonctionnement de ce réseau proviennent principalement de la foudre et des surtensions de manœuvre dans les postes de transformation. Plus précisément, parmi les sources électromagnétiques perturbatrices, on peut citer :

- Les phénomènes transitoires dus à l'ouverture/fermeture des disjoncteurs et des sectionneurs.
- Les phénomènes transitoires dus au claquage des diélectriques.
- Les champs EM produits par le fonctionnement des installations en régime permanent (fréquence du réseau).
- Les surtensions et les surintensités dues aux courts-circuits dans les systèmes de mise à la terre.
- Les phénomènes transitoires dus aux impacts directs ou indirects de la foudre.
- Les phénomènes particuliers : IEMN, tempêtes solaire.
- Le fonctionnement des convertisseurs statiques.
-

L'ingénieur a besoin de méthodes théoriques et numériques pour déterminer les conséquences de tels phénomènes sur les réseaux d'énergie électrique pour s'en protéger.

I.10 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté des généralités sur la foudre, son origine, son mécanisme et ses caractéristiques électriques. Nous avons aussi présenté les concepts fondamentaux de la CEM.

CHAPITRE II

**MODELISATION ET SIMULATION
DU CHAMP EM RAYONNE PAR UN COUP
DE FOUDRE INITIE DU SOL**

II.1 Introduction

La connaissance du champ électromagnétique rayonné par une décharge orageuse est très importante afin de protéger d'une manière efficace les systèmes électriques et électroniques. Les variations les plus brutales et de grandes amplitudes de ce champ électromagnétique ont lieu lors de la phase de l'arc en retour [18]. La modélisation de la distribution spatio-temporelle de ce courant est plus que nécessaire pour la modélisation du champ EM.

Nous avons abordé ce chapitre par la présentation des modèles d'ingénieurs. Ces modèles sont utilisés pour la modélisation du courant de l'arc en retour dans un canal de foudre initié du sol. Nous présentons ainsi la méthode hybride pour le calcul numérique du champ électromagnétique. Cette méthode combine entre la méthode de Simpson et la méthode des différences finies en domaine temporel (FDTD) [3]. Une validation expérimentale de la méthode hybride [5] est présentée. Nous terminons cette étude par l'analyse du champ EM autour du canal de foudre.

II.2 Modélisation de la distribution du courant de l'arc en retour dans le canal de foudre

La modélisation du courant de l'arc en retour est très importante et ce, pour plusieurs raisons [32] :

- Fait part de l'étude générale de la physique de la foudre [13];
- c'est un mécanisme par lequel, les courants à la base du canal de foudre peuvent être déterminés par les mesures à distance des champs électriques et magnétiques [33];
- c'est un mécanisme pour calculer les champs électromagnétiques pour être utilisés dans le calcul du couplage, à titre d'exemple le calcul des surtensions induites par la foudre sur les utilitaires électriques ou les lignes de transmission [34].

Les modèles de l'arc en retour étaient le centre d'intérêt pour plusieurs auteurs ces dernières années comme : Nucci et al. en 1990 [34], Thottappillil et Uman en 1993 [35], Nucci en 1995 [36], Thottappillil et al. en 1997 [37], Rakov et Uman en 1998 [38], Gomes et Cooray en 2000 [39], et finalement Rakov en 2002 [40].

Quatre modèles de l'arc en retour ont été définis par Rakov [40] qui sont:

1. les modèles à gaz dynamique ;
2. les modèles électromagnétiques ;
3. les modèles RLC;
4. les modèles d'ingénieur.

Pour une description plus générale et pour plus d'informations sur les quatre classes de modèles, il faut voir la référence [40] et [38]. Nous pouvons décrire ces modèles comme suit :

- 1- La première catégorie définit la classe des modèles à gaz dynamique ou modèles "physiques", considère principalement l'évolution radiale d'une décharge électrique dans un plasma.
- 2- Les modèles électromagnétiques ou les modèles de la deuxième classe, sont généralement basés sur la représentation du canal de foudre comme une antenne avec pertes. Ces modèles nécessitent la résolution numérique des équations de Maxwell, pour déterminer la distribution du courant le long du canal, à partir duquel les champs électriques et magnétiques lointains peuvent être calculés [41] et [42].
- 3- La troisième classe des modèles est celle des modèles à circuits distribués, appelés aussi modèles RLC ou modèles ligne de transmission. Ces modèles peuvent être vus comme une approximation aux modèles électromagnétiques et représentent la décharge de la foudre, comme un processus transitoire dans une ligne de transmission. Cette dernière est caractérisée par une résistance, une inductance et un condensateur par unité de longueur. Ces modèles utilisent le courant le long du canal de foudre en fonction de la hauteur et le temps. Ils sont utilisés par conséquent pour le calcul des champs électriques et magnétiques lointains [43] et [44].
- 4- La dernière classe est celle des modèles d'ingénieur, dans lesquels la distribution spatiale et temporelle du courant du canal (ou la densité des charges du canal) est spécifiquement basée sur certaines observations des caractéristiques de l'arc en retour comme le courant à la base du canal, la vitesse de propagation ascendante du front d'onde et le profil de luminosité du canal [39], [34] et [38].

Le modèle le plus important est celui qui prédit le champ EM observé expérimentalement que celui qui prédit la physique de l'arc en retour.

Dans cette étude, nous considérons les modèles d'ingénieur essentiellement pour deux raisons :

- Premièrement les modèles d'ingénieur sont caractérisés par un nombre réduit des paramètres ajustables.
- Deuxièmement ces modèles déterminent le courant de l'arc en retour à chaque point du canal de foudre.

En plus, le courant de l'arc en retour à la base du canal est la seule grandeur mesurable.

II.2.1 Les modèles d'ingénieur

II.2.1.1 Modèle de Bruce et Golde (BG)

Ce modèle est considéré comme la première tentative dans la modélisation du courant de l'arc en retour [39]. Il a été développé par Bruce et Golde en 1941 [45]. Ce modèle considère que le courant $i(z', t)$, dans le canal de foudre est égale au courant à la base du canal pour des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour, ainsi qu'il est nul pour des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour (figure II.1).

Mathématiquement, nous exprimons courant le long du canal de foudre comme suit :

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

Où :

v : la vitesse de l'arc en retour.

z' : un point du canal de foudre.

T : le temps.

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.

Notons que ce modèle stipule que le courant se propage le long du canal comme une antenne verticale de très faible section sans atténuation et sans introduire la notion de retard.

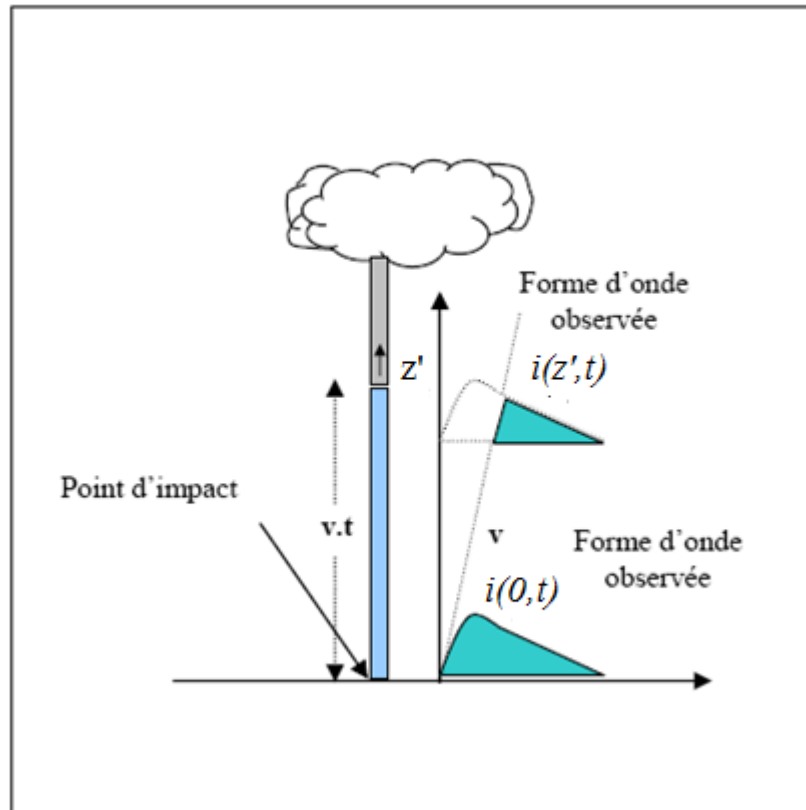


Fig. II.1 Distribution spatio-temporelle de l'arc en retour selon le modèle BG

II.2.1.2 Modèle "ligne de transmission" (transmission line TL)

Le modèle de ligne de transmission de Uman et Maclain [46] assimile le canal de foudre à une ligne de transmission sans pertes. L'impulsion du courant de l'arc en retour se propage à partir du sol à une vitesse constante et sans distorsion.

Mathématiquement, le courant de l'arc en retour s'exprime comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{ll} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) & z' \leq v.t \\ i(z', t) = 0 & z' > v.t \end{array} \right. \quad (\text{II.2})$$

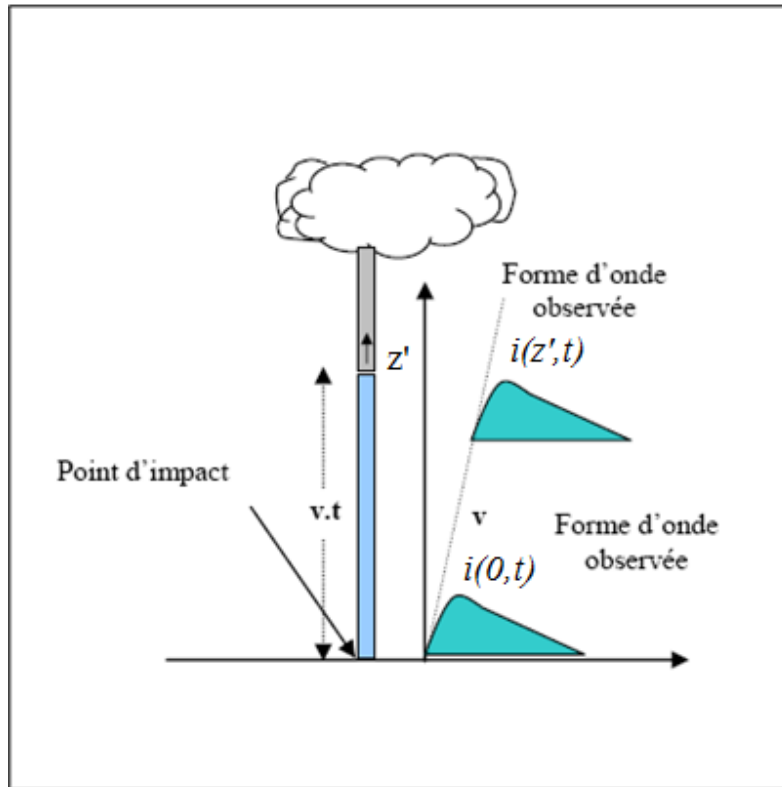


Fig. II.2 Distribution spatio-temporelle de l'arc en retour selon le modèle TL.

Le modèle TL ne tient pas compte de la neutralisation de charge du leader. Le champ calculé utilisant ce modèle n'est pas en accord avec les mesures des longues distances [7].

II.2.1.3 Modèle de ligne de transmission modifiée (MTL)

Le modèle de ligne de transmission TL a été modifié par Nucci et al. [34] et par Rakov et Dulzon, [47], tout en introduisant le facteur d'atténuation de l'amplitude du courant avec la hauteur. Les deux modèles sont décrits comme suit :

a- modèle de ligne de transmission modifié avec une atténuation exponentielle "Modified Transmission Line with Exponential decay" (MTLE [34])

$$\begin{cases} i(z',t) = i(0, t - \frac{z'}{v}) e^{-z'/\lambda} & z' \leq v.t \\ i(z',t) = 0 & z' > v.t \end{cases} \tag{II.3}$$

Le facteur λ est la constante de décroissance introduite pour tenir compte de l'effet de charges stockées dans le leader qui sont neutralisées durant la phase de l'arc en retour. Sa valeur typique est de l'ordre de 1.5 à 2 km.

b- modèle de ligne de transmission modifié avec une décroissance linéaire "Modified Transmission Line with Linear decay" (MTLL)

Dans le modèle MTLL proposé par Rakov et Dulzon [47], l'amplitude du courant décroît linéairement lors de sa propagation dans le canal il est décrit par :

$$\begin{cases} i(z',t) = i(0,t - \frac{z'}{v})(1 - \frac{z'}{H}) & z' \leq v.t \\ i(z',t) = 0 & z' > v.t \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

Où :

H : la longueur total du canal.de foudre.

II.2.1.4 Modèle de la source de courant mobile "Traveling curent Source" (TCS)

Dans le modèle TCS proposé par Heidler en 1985, [48], une source de courant est supposée se déplacer à une vitesse v à partir du sol vers le nuage. Le courant injecté à une hauteur z' du canal est supposé se propager dans le sens inverse à la vitesse de la lumière c .

De ce fait, le courant à la hauteur z' est égale au courant à la base du canal à un instant précédent z'/c exprimé comme suit :

$$\begin{cases} i(z',t) = i(0,t + \frac{z'}{v}) & z' \leq v.t \\ i(z',t) = 0 & z' > v.t \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

II.2.1.5 Modèle de Diendorfer et Uman (DU)

Le nouveau modèle de distribution du courant de la foudre a été proposé par Diendorfer et Uman en 1990 [49]. Dans ce modèle, la distribution du courant est comme celle du modèle (TCS), plus le terme du courant de polarité inverse avec une décroissance exponentielle. Cependant, le processus de la décharge à une certaine hauteur ne s'effectue pas instantanément mais en temps fini (MTL).

La distribution spatio-temporelle du courant, pour une décharge exponentielle avec constante de temps τ_D s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} i(z', t) = i\left(0, t + \frac{z'}{c}\right) e^{-\left(t - \frac{z'}{v}\right) \tau_D^{-1}} i(0, z'/v^*) \quad z' \leq vt \\ i(z', t) = 0 \quad z' > vt \end{array} \right. \quad (\text{II.6})$$

Où :

τ_D une constante du temps et $v^* = v(1 + v/c)$.

Si $\tau_D = 0$, le modèle DU se réduit au modèle TCS.

II.2.2. Généralisation des modèles d'ingénieur du courant de l'arc en retour

Rakov en 1993 [50], récemment Rakov en 2002 [40] et Rakov en 2003 [51] a exprimé différents modèles d'ingénieur par les expressions suivantes :

$$i(z', t) = u\left(t - \frac{z'}{v_f}\right) P(z') i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \quad (\text{II.7})$$

Avec

$$u(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

Où :

$u(x)$: la fonction de Heaviside égale à l'unité pour $t \geq z'/v_f$ et zero ailleurs.

$P(z')$: le facteur d'atténuation hauteur-courant introduit par Rakov et Dulzon [47].

v_f : la vitesse de propagation ascendante du front du courant d'arc en retour.

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

Le tableau (II.1) résume $P(z')$ et v_f pour les cinq modèles d'ingénieur déjà introduit :

Tableau II.1 $P(z')$ et v_f pour les cinq modèles d'ingénieur adopté de la référence [50].

Modèles	$P(z')$	v_f
BG	1	∞
TL	1	N
TCS	1	-c
MTLL	$1-z'/H$	v
MTLE	$\text{Exp}(-z'/\lambda)$	v

II.2.3 Représentation analytique du courant à la base du canal

Pour modéliser les courants d'arc en retour nous faisons recours au courant à la base du canal de foudre qui est la seule grandeur mesurable. Différentes expressions analytiques sont utilisées dans la littérature afin de simuler l'allure du courant à la base du canal de foudre. Parmi ces modèles on cite :

II.2.3.1 Modèle bi-exponentiel

Ce modèle est souvent utilisé en raison de sa simplicité. Par ailleurs, il adapte l'analyse fréquentielle du champ électromagnétique, puisque sa transformée de Fourier s'exprime analytiquement. L'expression du courant [52] est :

$$i(z', t) = I_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (\text{II.8})$$

Quant à l'arc en retour subséquent est exprimé comme suit [52] :

$$i(z', t) = I_{01} (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02} (e^{-\gamma t} + e^{-\delta t}) \quad (\text{II.9})$$

Avec :

I_0 , I_{01} et I_{02} représentent l'amplitude du courant à la base du canal.

α , β , γ , et δ sont des constantes de temps.

Les paramètres des deux représentations du courant à la base du canal sont illustrés au tableau II.2

Tableau II.2 Paramètres des fonctions exponentielles, [52].

	I_{01} (kA)	α (s ⁻¹)	β (s ⁻¹)	I_{02} (kA)	γ (s ⁻¹)	δ (s ⁻¹)
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	$9.4 \cdot 10^4$

II.2.3.2 Modèle de Heidler

L'expression analytique du courant à la base du canal était proposée par Heidler en 1985, [48], elle est référée par la fonction de Heidler :

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

Où

$$\eta = \exp\left(\left(\tau_1/\tau_2\right)\left(n\tau_2/\tau_1\right)\right)^{1/n}$$

Et

I_0 : l'amplitude du courant à la base du canal ;

τ_1 : constante du temps du front ;

τ_2 : constante du temps de décroissance ;

η : facteur de correction de l'amplitude ;

n : est un exposant variable entre 2 et 10.

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

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

Le tableau (II. 3) représente les paramètres de la fonction de Heidler pour l'arc en retour (premier et subséquent) accordés aux données expérimentales de Berger et al. [53].

Tableau II.3 Paramètres des fonctions exponentielles [53]

	I_{01} (KA)	τ_{11} (μ s)	τ_{21} (μ s)	n_1	I_{02} (KA)	τ_{12} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n_2
Premier arc en retour	28	1.8	95	2	-	-	-	-
Arc en retour subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2	230	2

Cette modélisation représente bien la forme d'un courant d'arc en retour typique mesuré à la base du canal, [18]. Par ailleurs, elle permet d'obtenir une dérivée nulle à $t = 0$, contrairement à la fonction bi-exponentielle, habituellement utilisée. Enfin elle permet l'ajustement de l'amplitude du courant, de la dérivée maximale du courant, et de la charge transférée, en faisant varier respectivement, I_{01} , τ_{11} , τ_{12} , et ceci presque indépendamment. A la figure II.3, nous représentons le courant à la base du canal de foudre d'un arc subséquent typique correspondant au modèle de Heidler. A la figure II.4 nous représentons sa dérivée.

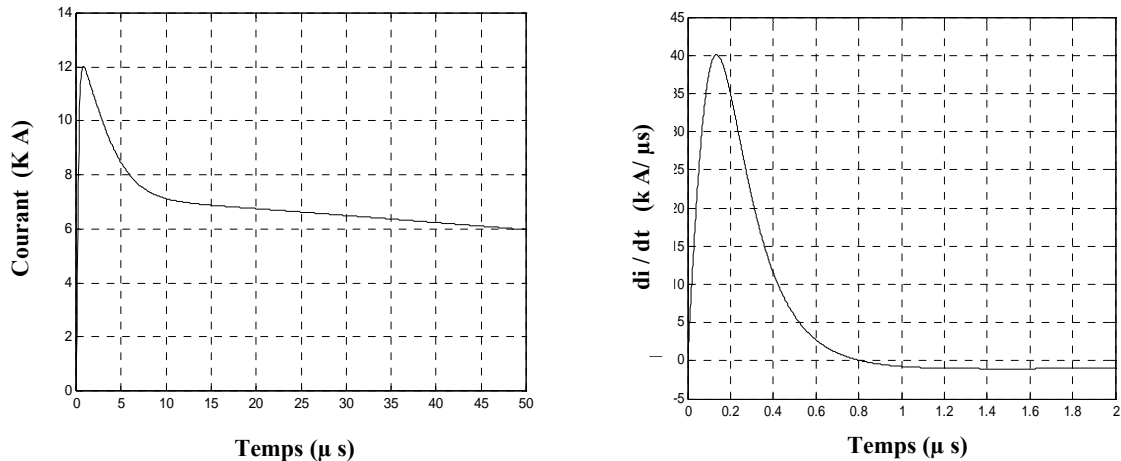


Fig II.3 Courant à la base du canal et sa dérivée d'un arc subséquent typique correspondant au modèle d'Heidler

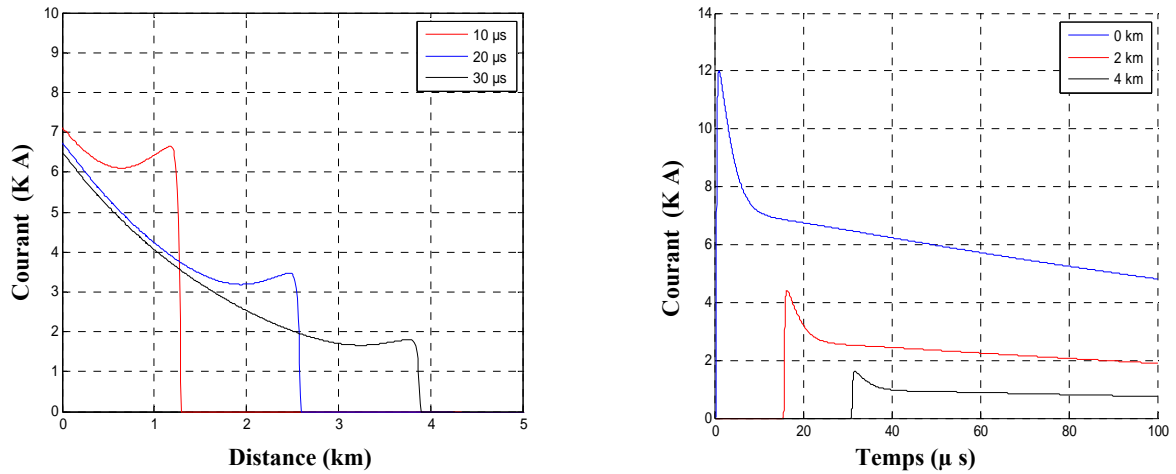


Fig. II.4 Distribution spatiale et temporelle du courant d'arc en retour subséquent pour le modèle MTL.

II.3. Formulation du champ électromagnétique généré par un coup de foudre

II.3.1. Sol parfaitement conducteur

Le canal de foudre est considéré comme une antenne verticale unidimensionnelle de hauteur H perpendiculaire à un plan infini parfaitement conducteur, comme la montre la figure II.5.

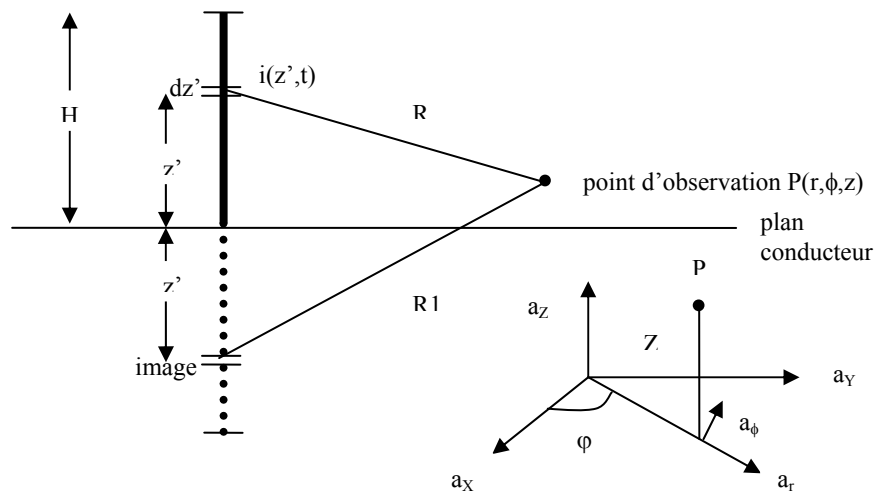
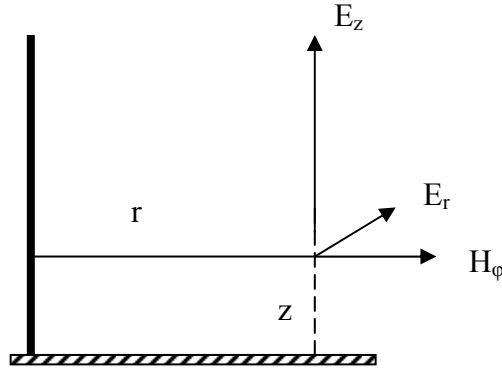


Fig. II.5 Le canal de foudre et son image [18].

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

- Le champ électrique vertical E_z ;
- Le champ électrique radial E_r ;
- Le champ magnétique azimuthal H_ϕ .

Canal de foudre



Les champs électriques E_z , E_r et magnétique H_ϕ sont la somme de plusieurs contributions dues à des sources différentes:

$$E_z(r, z, t) = E_{z\acute{e}l}(r, z, t) + E_{zind}(r, z, t) + E_{zray}(r, z, t) \quad (\text{II.12})$$

$$E_r(r, z, t) = E_{r\acute{e}l}(r, z, t) + E_{rind}(r, z, t) + E_{rray}(r, z, t) \quad (\text{II.13})$$

$$H_\phi(r, z, t) = H_{\phi ind}(r, z, t) + H_{\phi ray}(r, z, t) \quad (\text{II.14})$$

- La contribution électrostatique (él) a pour source l'intégrale du courant de foudre, c'est-à-dire la charge déposée dans le canal ;
- La contribution d'induction (ind) a pour source le courant de foudre ;
- La contribution de rayonnement (ray) a pour source la dérivée du courant de foudre.
-

$$E_{z\acute{e}l}(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \cdot \int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau \cdot dz' \quad (\text{II.15})$$

$$E_{z_{ind}}(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} \cdot i(z', t - \frac{R}{c}) \cdot dz' \quad (\text{II.16})$$

$$E_{z_{ray}}(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_{-H}^H \frac{r^2}{c^2 R^3} \cdot \frac{\partial i}{\partial t}(z', t - \frac{R}{c}) \cdot dz' \quad (\text{II.17})$$

$$E_{r_{et}}(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{R^5} \cdot \int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau \cdot dz' \quad (\text{II.18})$$

$$E_{r_{ind}}(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{cR^4} \cdot i(z', t - \frac{R}{c}) \cdot dz' \quad (\text{II.19})$$

$$E_{r_{ray}}(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_{-H}^H \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \cdot \frac{\partial i}{\partial t}(z', t - \frac{R}{c}) \cdot dz' \quad (\text{II.20})$$

$$H_{\varphi_{ind}}(r, z, t) = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_{-H}^H \frac{r}{R^3} \cdot i(z', t - \frac{R}{c}) \cdot dz' \quad (\text{II.21})$$

$$H_{\varphi_{ray}}(r, z, t) = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_{-H}^H \frac{r}{cR^2} \cdot \frac{\partial i}{\partial t}(z', t - \frac{R}{c}) \cdot dz' \quad (\text{II.22})$$

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

Où :

ϵ_0 : la permittivité du canal ;

c : la vitesse de la lumière ;

R : la distance à partir du dipôle au point d'observation ;

r : la distance horizontale entre le canal et le point d'observation ;

z : la distance verticale entre le point d'observation et le sol.

II.3.2. Sol de conductivité finie

La prise en compte de la conductivité finie du sol implique des équations du champ électromagnétique complexe. Plusieurs formules simplificatrices permettent le calcul rapide de la composante horizontale du champ électrique, la plus affectée par la conductivité du sol [54–56]. La formule de Cooray [57] et Rubinstein [58], représente le meilleur compromis entre un temps de calcul raisonnable et une bonne précision à toute distance du canal de foudre [18].

La formule proposée par Cooray-Rubinstein [58–60] est :

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

Pour une conductivité élevée le champ électrique horizontal est exprimé comme suit:

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

Où :

p : indice indiquant que le sol est parfaitement conducteur ;

σ_s : la conductivité du sol ;

$E_{rp}(j\omega)$: le champ électrique radial calculé avec un sol parfait ;

$H_{\varphi p}(j\omega)$: le champ magnétique azimuthal calculé avec un sol parfait ;

μ_s et ε_s : la perméabilité magnétique et permittivité électrique du sol respectivement;

δ : l'épaisseur de peau : $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_s \sigma_s}}$

La formule de Cooray-Rubinstein permet de reproduire l'inversion de la polarité du champ à moyenne distance [32].

II.4 Méthode hybride pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre initié au sol

La méthode hybride est une méthode qui combine à la fois la méthode des images, pour le calcul du champ magnétique, et la méthode des différences finies à points centrés dite F.D.T.D (Finite-Difference Time-Domain), pour le calcul du champ électrique.

La FDTD [61] est une approche numérique permettant la résolution des équations différentielles dans le domaine temporel. L'application de cette méthode aux équations de Maxwell dans l'espace libre a été introduite pour la première fois par Yee en 1966 [62], la méthode consiste à approcher les dérivées ponctuelles spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell par des différences finies centrées.

II.4.1 Principe de la méthode hybride

Cette méthode consiste à déterminer comme première étape, le champ magnétique aux six points (fig. II.6) qui entourent le point de calcul du champ électrique. La densité du flux magnétique est obtenue par intégration, en se basant sur la théorie des images. La deuxième étape de la méthode est de calculer le champ électrique. Ce dernier est évalué en utilisant la méthode des différences finies à points centrés, à partir des valeurs du champ

magnétique précédemment calculé (Figure II.6). Sartori et al. [63], ont utilisé l'approche hybride pour l'évaluation du champ électromagnétique rayonné par la foudre. Ils ont supposé que le courant dans le canal est constant et de forme rectangulaire. Dans cette partie, nous nous sommes intéressés au calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre en se basant sur les modèles d'ingénieurs pour la distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour, dans le canal de foudre. Ainsi, nous avons adopté la méthode de Simpson [3] pour le calcul de l'intégrale de l'équation II.14.

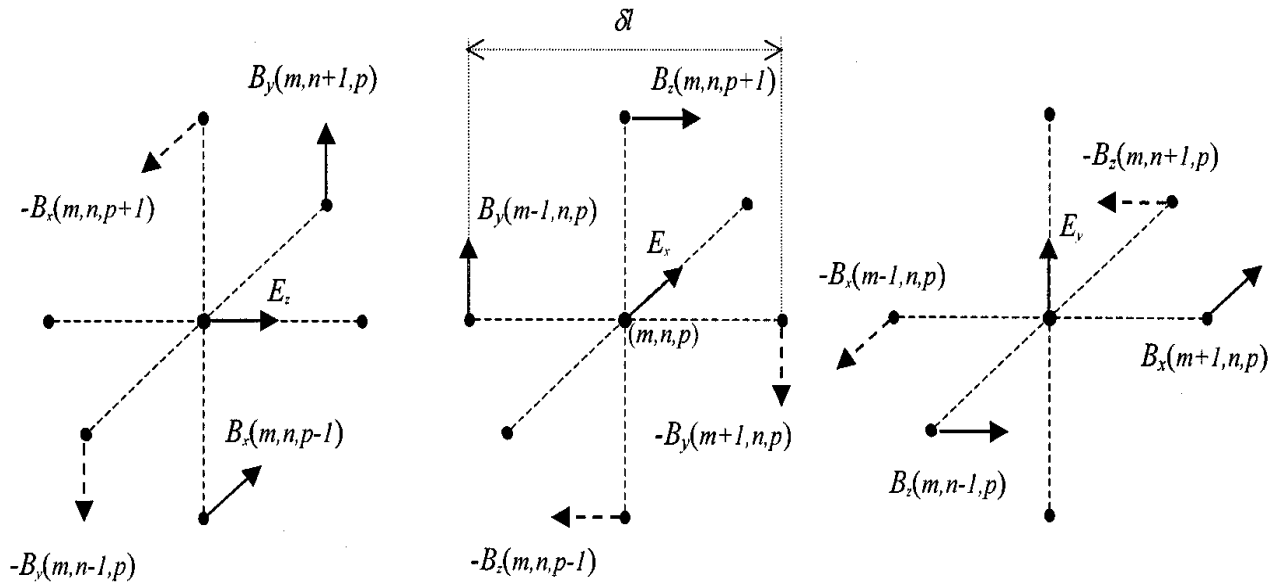


Fig. II.6 Position des composantes du champ électromagnétique [35].

II.4.2 Formulation de la méthode FDTD

Le champ magnétique est relié au champ électrique par le biais de l'équation de Maxwell suivante :

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = \mu \left(\sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad \text{Où :} \tag{II.25}$$

μ : Perméabilité magnétique du milieu considéré

σ : Conductivité électrique du milieu considéré

ε : Permittivité du milieu considéré

\vec{J} : Densité de courant

\vec{D} : Vecteur déplacement électrique.

La projection de l'équation (II.25) suivant les directions x, y et z, nous donne les équations suivantes :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu \varepsilon} \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} - \mu \sigma E_x \right) \quad (\text{II.26})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu \varepsilon} \left(\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} - \mu \sigma E_y \right) \quad (\text{II.27})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu \varepsilon} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} - \mu \sigma E_z \right) \quad (\text{II.28})$$

Pour implémenter ces équations dans le programme, nous devons donc les discrétiser à partir de l'approximation de la dérivée centrée. Nous notons chaque fonction spatio-temporelle évaluée en chaque point de l'espace et à chaque instant comme :

$$F(m, n, p, k) = F(m \Delta x, n \Delta y, p \Delta z, k \Delta t)$$

Où Δx , Δy , Δz représentent les pas spatiaux dans les directions x, y, z, Δt est le pas temporel

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

$$\frac{\partial F(m, n, p, k)}{\partial z} = \frac{F(m+1, n, p, k) - F(m-1, n, p, k)}{\partial \ell} + O(\delta \ell)^2 \quad (\text{II.29})$$

$$\frac{\partial F(m, n, p, k)}{\partial t} = \frac{F(m, n, p, k + \frac{1}{2}) - F(m, n, p, k - \frac{1}{2})}{\partial t} + O(\Delta t)^2 \quad (\text{II.30})$$

En introduisant les équations (II.29) et (II.30) dans les équations (II.26) et (II.28), nous obtenons les équations suivantes :

$$E_x \left(m, n, p, k + \frac{1}{2} \right) = \left(1 - \frac{\sigma \Delta t}{\varepsilon} \right) E_x \left(m, n, p, k - \frac{1}{2} \right) + \frac{\Delta t}{\mu \varepsilon \delta \ell} \left[\left(B_x(m, n, p+1, k) \right) - B_x(m, n, p-1, k) + \right. \\ \left. B_y(m-1, n, p, k) - B_y(m+1, n, p, k) \right] \quad (\text{II.31})$$

$$E_y \left(m, n, p, k + \frac{1}{2} \right) = \left(1 - \frac{\sigma \Delta t}{\varepsilon} \right) E_y \left(m, n, p, k - \frac{1}{2} \right) + \frac{\Delta t}{\mu \varepsilon \delta \ell} \left[\left(B_x(m+1, n, p, k) \right) - B_x(m-1, n, p, k) + \right. \\ \left. B_z(m, n-1, p, k) - B_z(m, n+1, p, k) \right] \quad (\text{II.32})$$

$$E_z\left(m, n, p, k + \frac{1}{2}\right) = \left(1 - \frac{\sigma \Delta t}{\varepsilon}\right) E_z\left(m, n, p, k - \frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu \varepsilon \delta \ell} \left[B_y(m, n+1, p; k) - B_y(m, n-1, p, k) + B_x(m, n, p-1, k) - B_x(m, n, p+1, k) \right] \quad (\text{II.33})$$

Le champ électrique est calculé à l'instant $(k+1/2)$ en tenant compte du champ électrique à l'instant $(k-1/2)$.

L'algorithme FDTD exige certaine considération. La taille d'une maille du domaine d'étude doit être une fraction de la longueur d'onde du champ électromagnétique. Ainsi pour assurer la stabilité numérique du programme, le pas temporel doit satisfaire la condition $\Delta t \leq \Delta l/2c$ où c est la vitesse de la lumière, le pas spatial doit aussi satisfaire la condition $\Delta l < \lambda_e$ où λ_e est la longueur d'onde électromagnétique.

Le champ magnétique est déduit par l'intégration de l'équation II.14 en utilisant la méthode de Simpson.

II.5 Validation de la méthode hybride

La validation de la méthode hybride, est obtenue par les comparaisons des résultats de simulation avec des mesures de la référence [18], et les mesures de Floride 1987, [35]. Ces mesures comprennent le courant à la base du canal de la foudre, le champ électrique vertical et le champ magnétique azimuthal mesurés à différentes distances du canal de la foudre. Le Tableau II.4 résume les paramètres du courant de l'arc en retour [18] et [64], utilisés pour la simulation [3]. Le modèle de Heidler est utilisé pour la modélisation du courant à la base du canal de la foudre. Ainsi, nous avons utilisé le modèle MTL pour la modélisation du courant de l'arc en retour.

Tableau II.4: Paramètres du courant de l'arc en retour utilisés pour la simulation [18] et [64].

Cas	I_{01} kA	τ_{11} μs	τ_{21} μs	n_1	I_{02} kA	τ_{12} μs	τ_{22} μs	n_2	λ km	v m/ μs
1	19.5	1	2	2	12	8	30	2	1.5	100
2	17	0.4	4	2	8	4	50	2	1.5	100
3	10.5	2	4.8	2	9	20	26	2	2	150

Les figures II.7–9 représentent nos résultats de simulation de la méthode hybride.

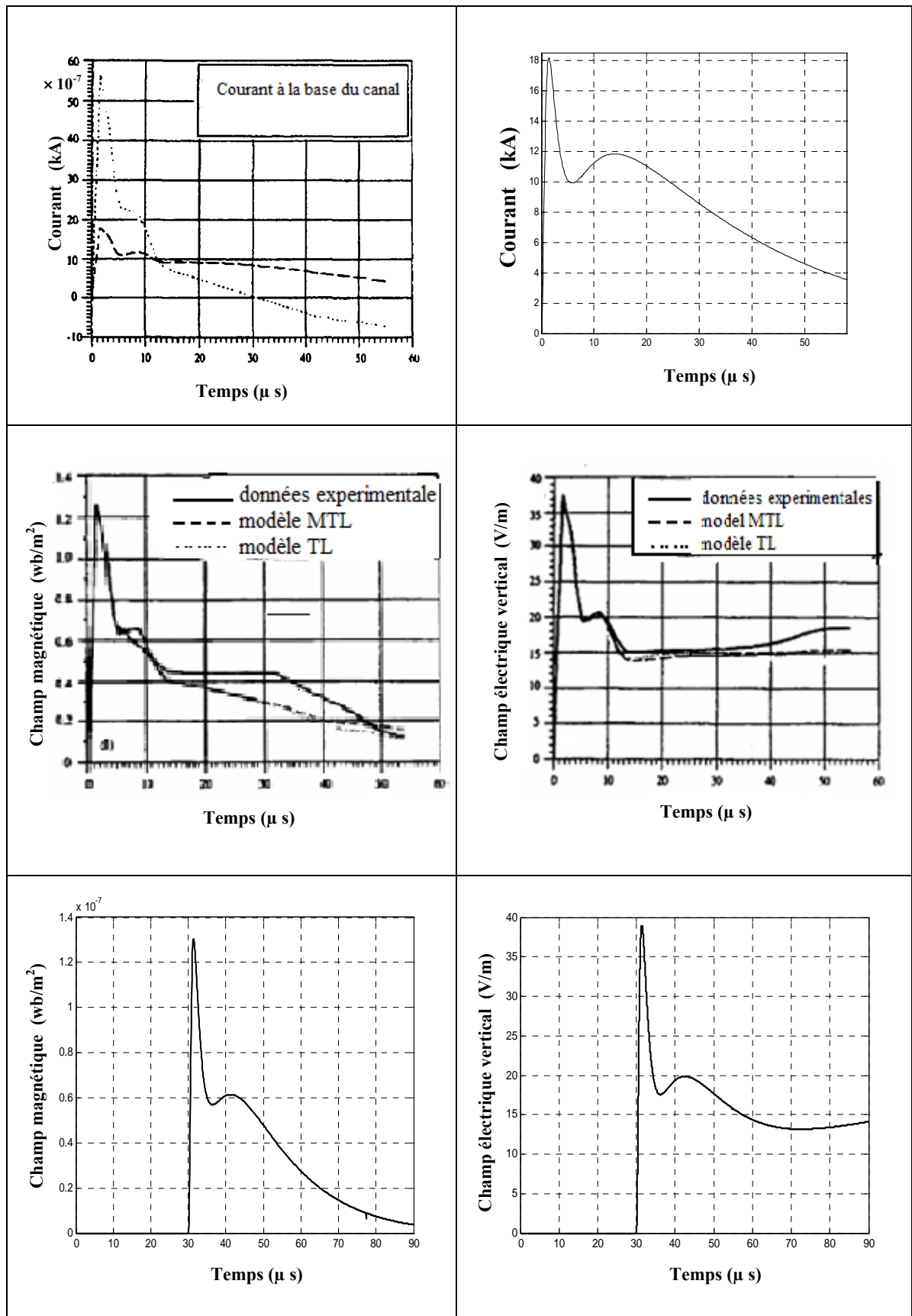


Fig. II.7 Comparaison des champs électrique et magnétique calculé pour $r = 9$ km par la méthode hybride [3] avec les champs électrique et magnétique mesurés [18] créés par le courant de l'arc en retour du cas1 mentionné au Tableau II.4.

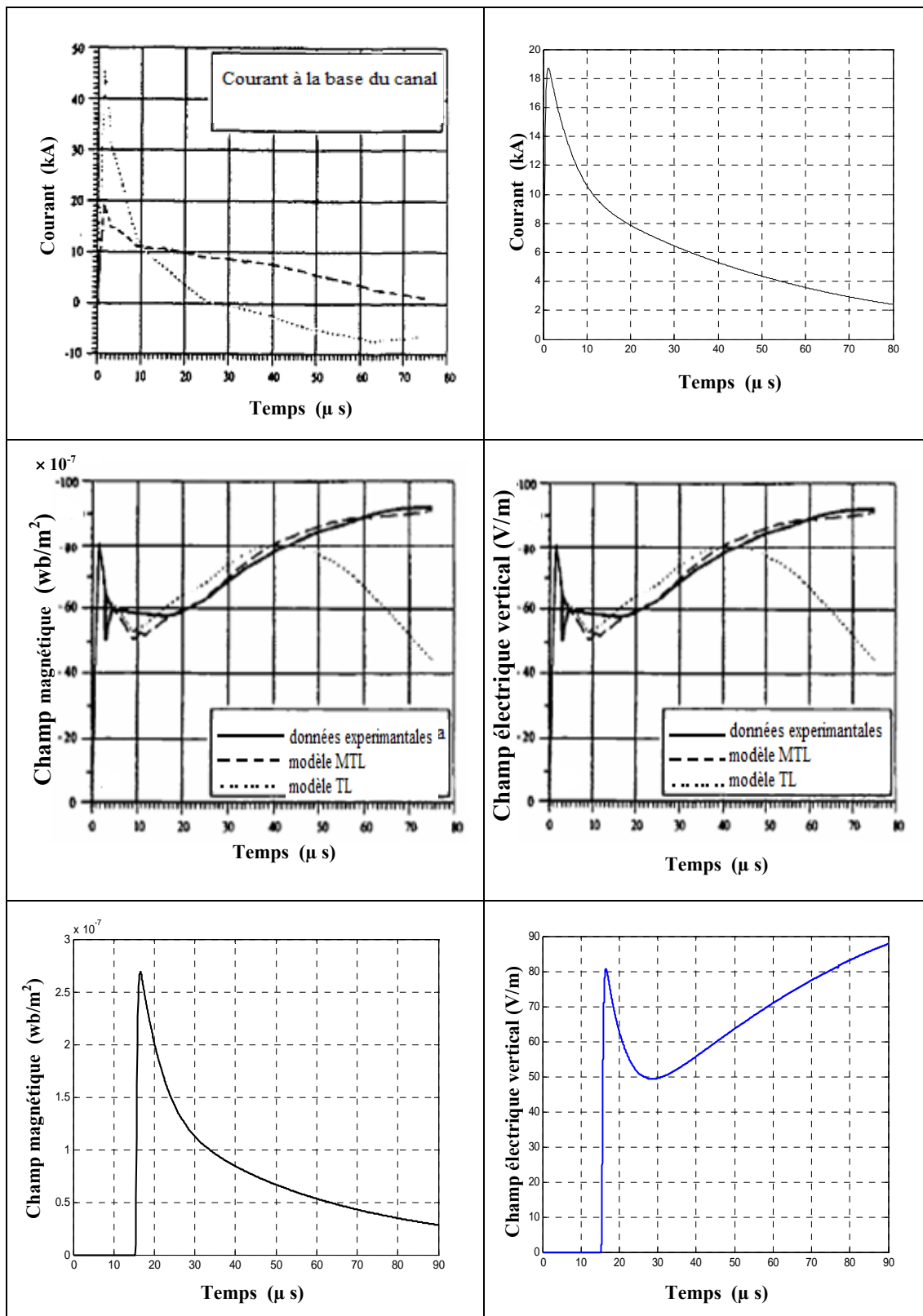


Fig. II.8 Comparaison des champs électrique et magnétique pour $r = 4.6$ km calculé par la méthode hybride [3] avec les champs électrique et magnétique mesurés [18] créés par le courant de l'arc en retour du cas2 mentionné au Tableau II.4.

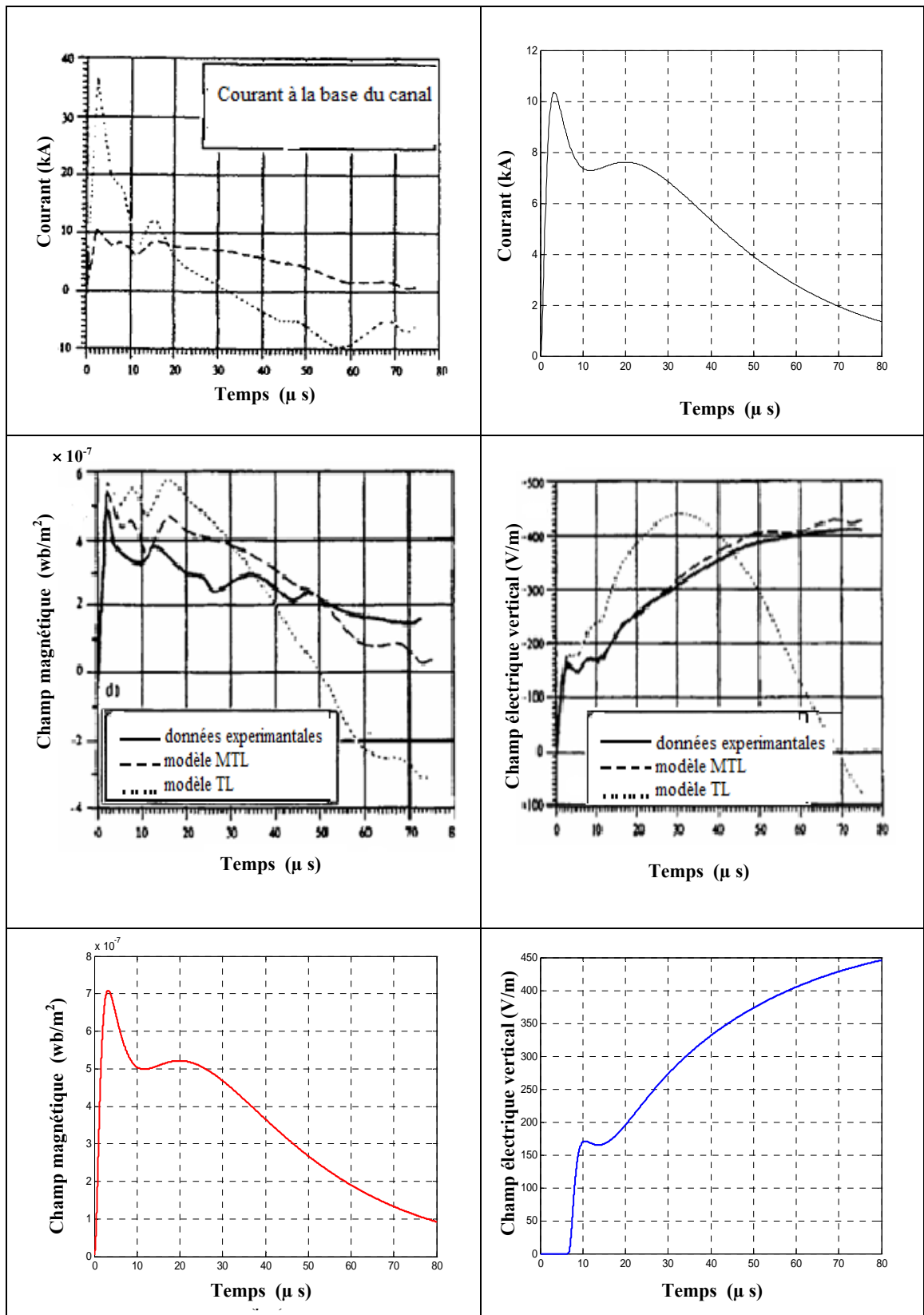


Fig. II.9 Comparaison des champs électrique et magnétique pour $r = 2\text{km}$ calculés par la méthode hybride [3] avec les champs électrique et magnétique mesurés [18] créés par le courant de l'arc en retour du cas 3 mentionné au Tableau II.4.

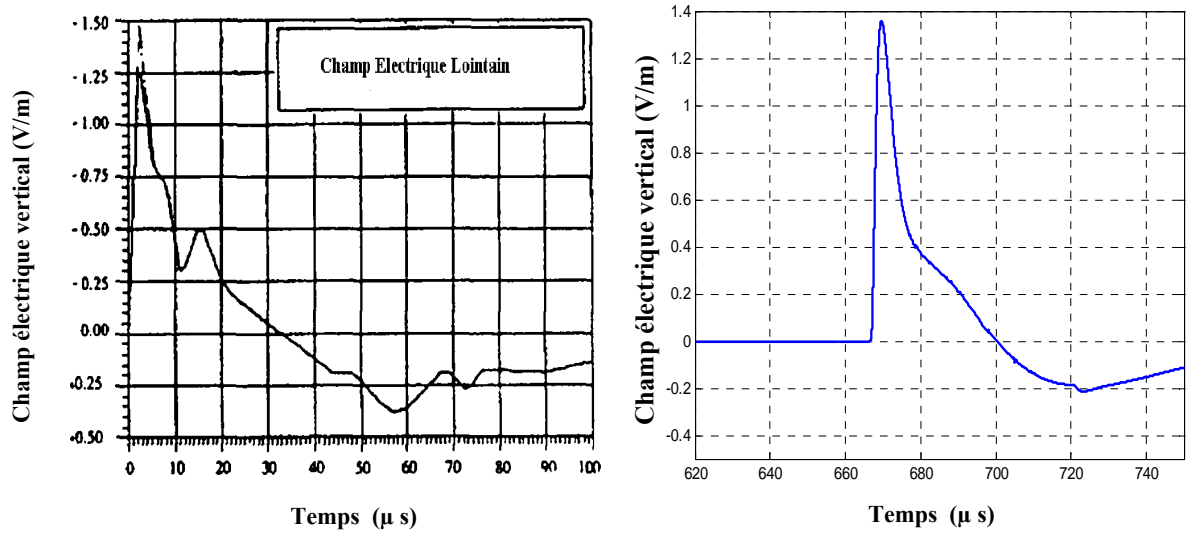


Fig. II.10 Comparaison du champ électrique vertical à 200 km du point d'impact calculé par la méthode hybride [3] avec le champs électrique vertical mesuré [18] créés par le courant de l'arc en retour du cas 3 mentionné au Tableau II.4

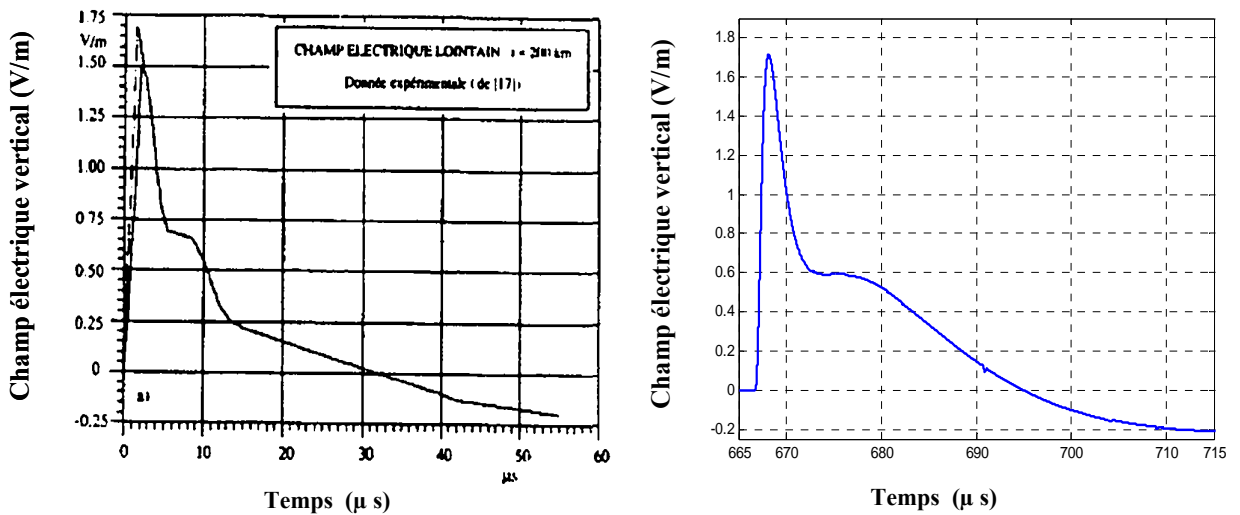


Fig. II.11 Comparaison du champ électrique vertical à 200 km du point d'impact calculé par la méthode hybride [3] avec le champ électrique vertical mesuré [18] créés par le courant de l'arc en retour du cas 1 mentionné au Tableau II.4

Aux figures II.12–14 nous présentons nos résultats de simulation et comparaison avec les mesures de Florides [35, 64].

Le Tableau II. 5 représente les différentes paramètres du courant à la base du canal issues des mesures de Floride trouvés dans les références [35, 64].

Tableau II.5 Paramètres du courant d'arc en retour des mesures de Floride [35, 64]

Mesure	I_{01} kA	τ_{11} μs	τ_{21} μs	n_1	I_{02} kA	τ_{12} μs	τ_{22} μs	n_2	λ km	ν m/s
1	7.2	0.4	3	2	3.8	3	800	2	2	$1.8 \cdot 10^8$
2	14	0.1	5	2	9.9	5	5.6	2	2	$1.4 \cdot 10^8$
3	24.3	0.5	5	2	17.3	6	10	2	2	$1.2 \cdot 10^8$

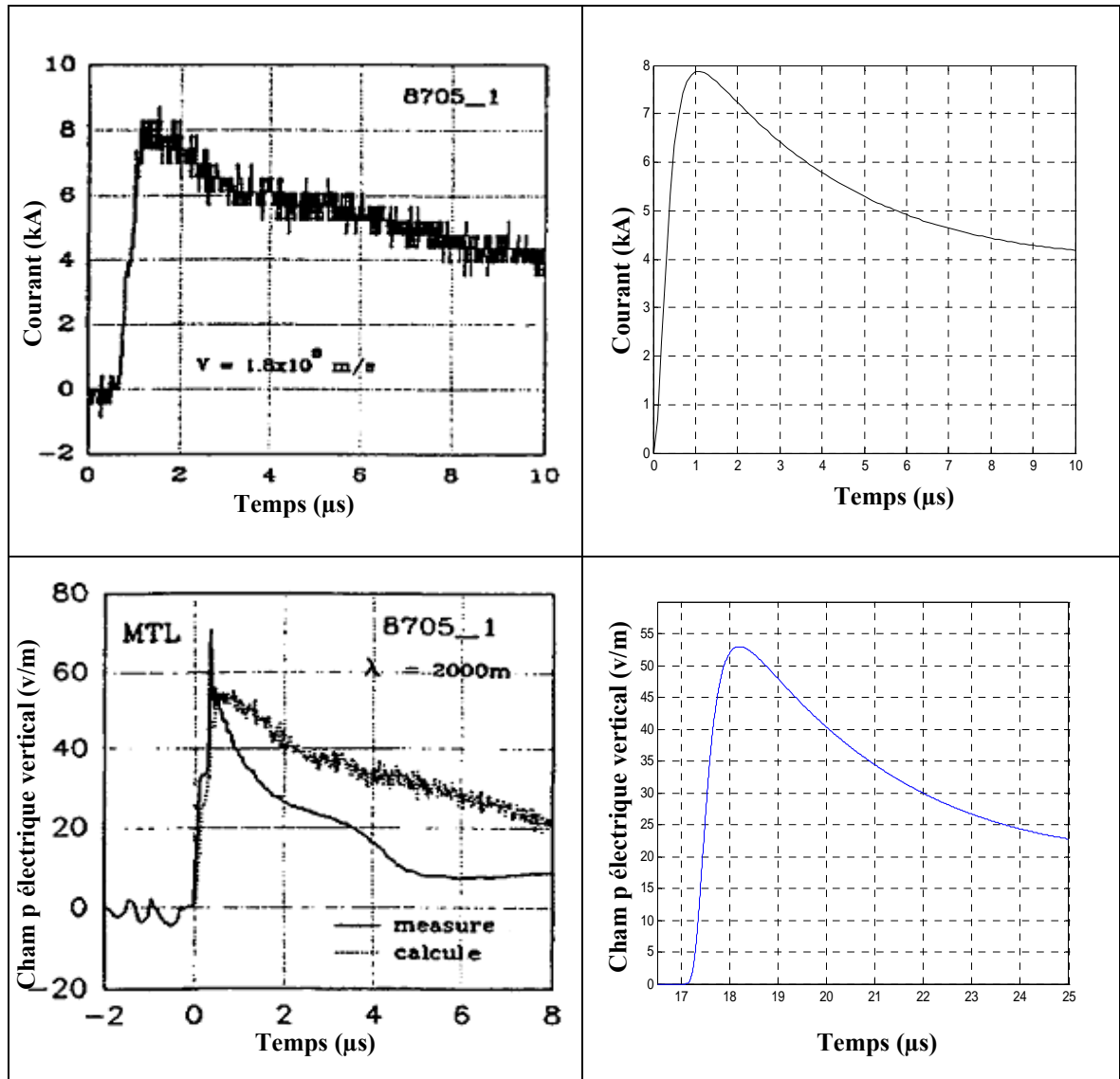


Fig. II.12 Comparaison du champ électrique calculé pour $r = 5.16 \text{ km}$ par la méthode hybride [3] avec les champs électriques mesuré et calculé [35] créés par le courant de l'arc de la mesure 1 mentionné au Tableau II.5.

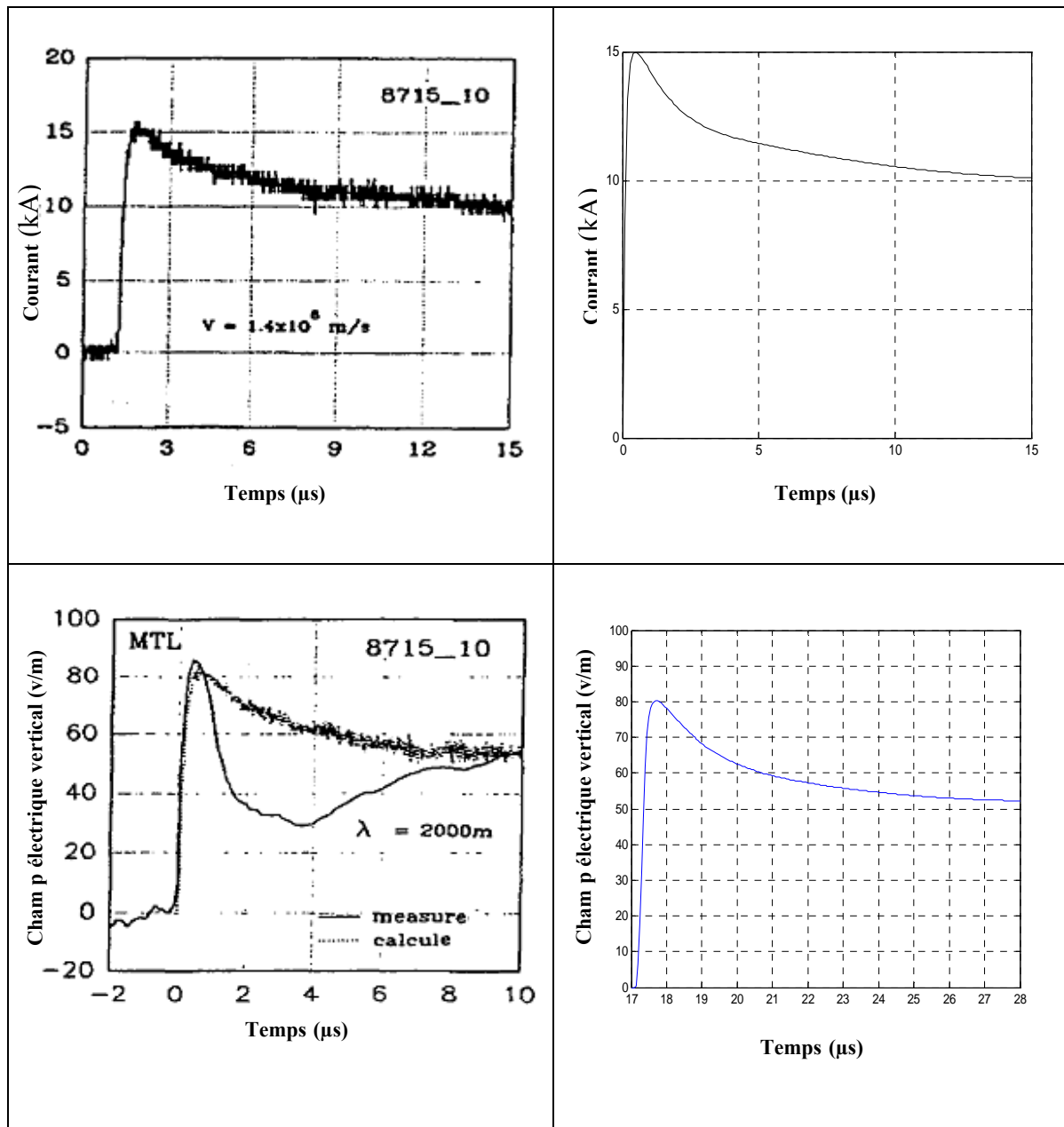


Fig. II.13 Comparaison du champ électrique calculé pour $r = 5.16 \text{ km}$ par la méthode hybride [3] avec les champs électriques mesuré et calculé [35] créés par le courant de l'arc en retour de la mesure 2 mentionné au Tableau II.5.

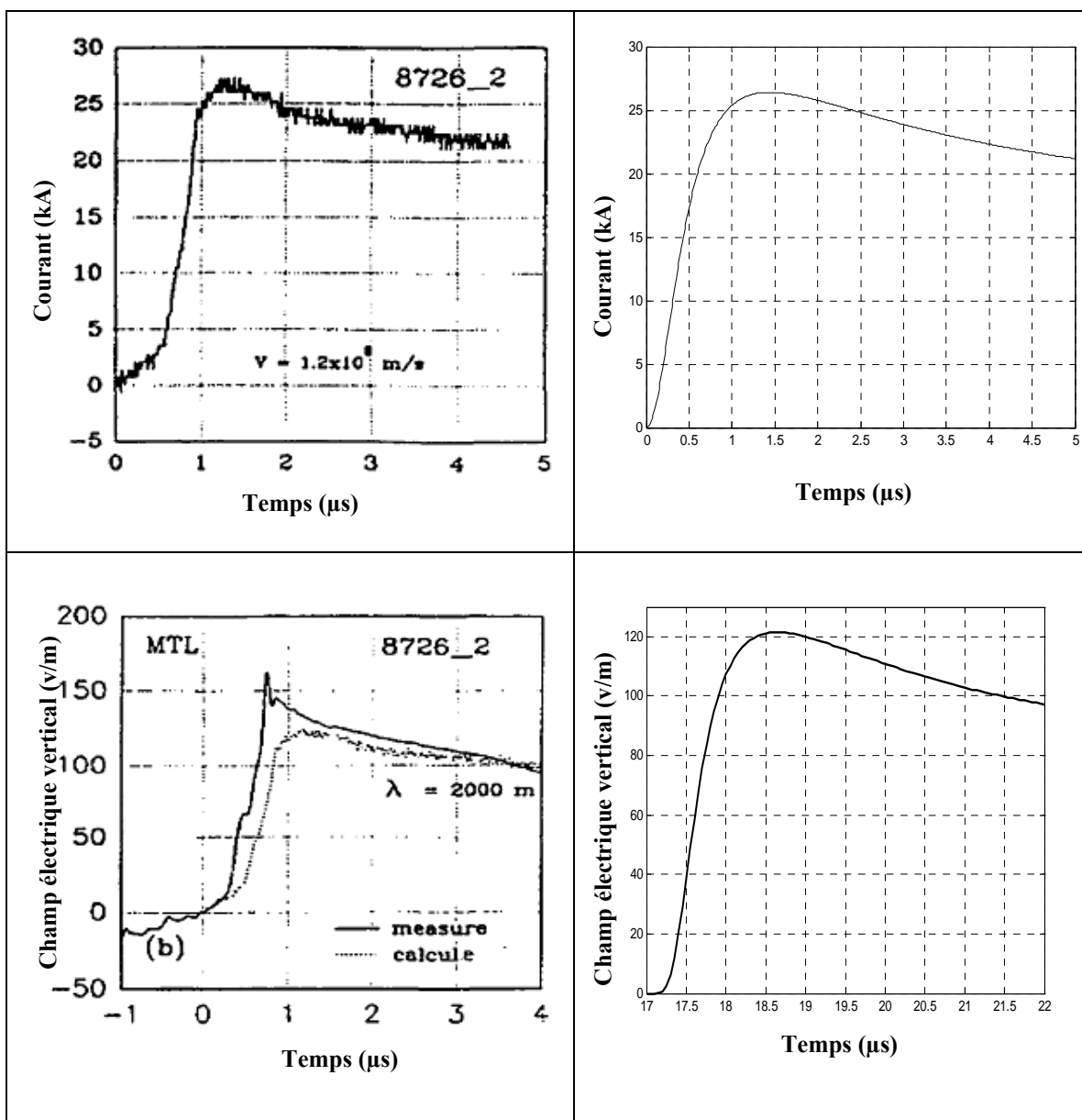


Fig. II.14 Comparaison du champ électrique calculé pour $r = 5.16$ km par la méthode hybride [65] avec les champ électriques mesuré et calculé [35] créés par le courant de l'arc en retour de la mesure 3 mentionné au Tableau II.5.

Nous remarquons une très bonne concordance entre les résultats que nous avons obtenus par la méthode hybride [3], [5], [65] et ceux obtenus par la méthode des moments ainsi qu'expérimentalement [18] et [35].

II.6 Environnement électromagnétique au voisinage d'un coup de foudre initié du sol

Afin d'analyser l'environnement électromagnétique au voisinage d'un canal de foudre initié du sol [66], [67], nous proposons d'étudier l'influence de quelques paramètres sur le champ électromagnétique rayonné. Ces paramètres sont la vitesse, le taux de décroissance et le modèle du courant de l'arc en retour à différentes distances horizontales du point d'impact. Pour réaliser cette analyse, nous avons utilisé le courant à la base du canal de foudre d'un arc en retour subséquent selon les mesures faites par Berger [53]. Les paramètres de ce dernier sont représentés au tableau II.3. Les paramètres utilisés pour la modélisation du courant de l'arc en retour sont :

H : la hauteur du canal de foudre est 8 km,

λ : le taux de décroissance du courant de l'arc en retour pour le modèle MTLE est 2 km,

c : la vitesse de la lumière est $3 \cdot 10^8$ m/s,

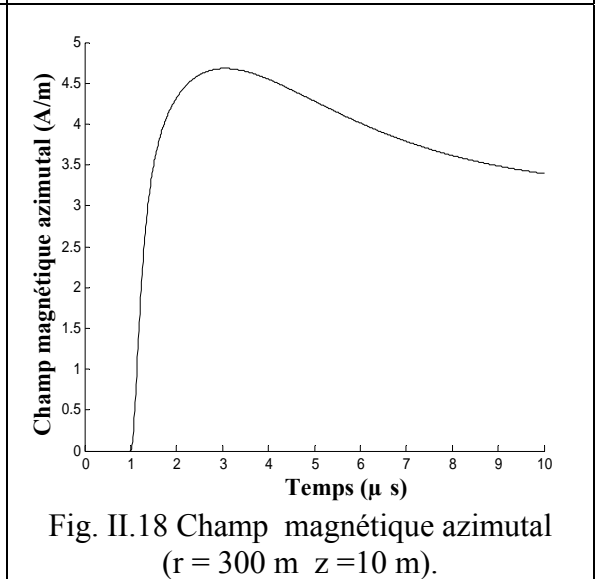
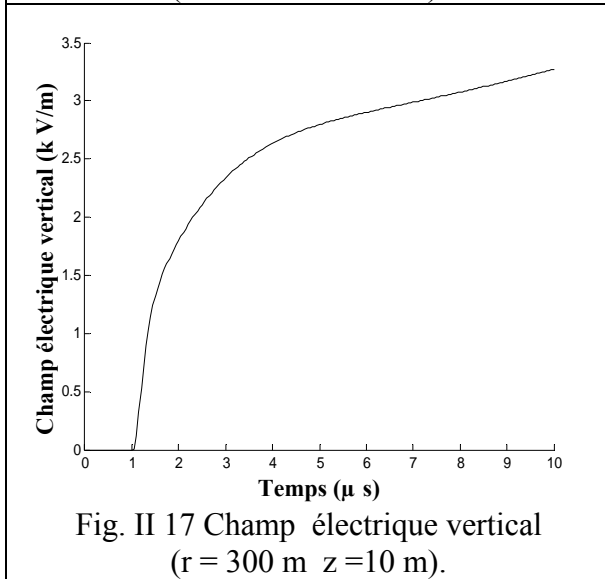
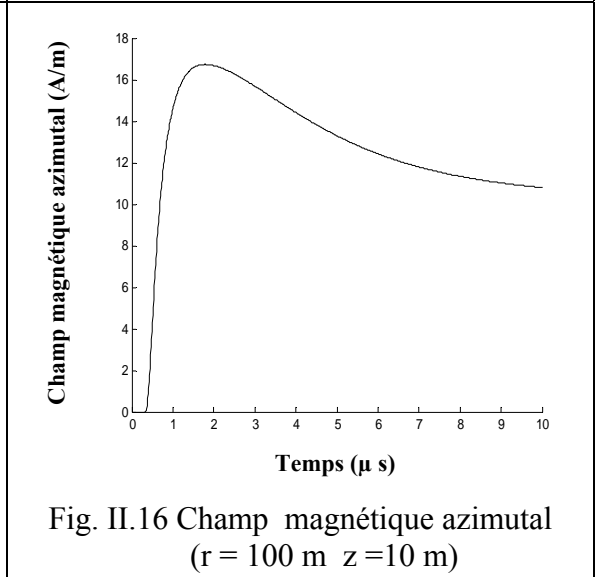
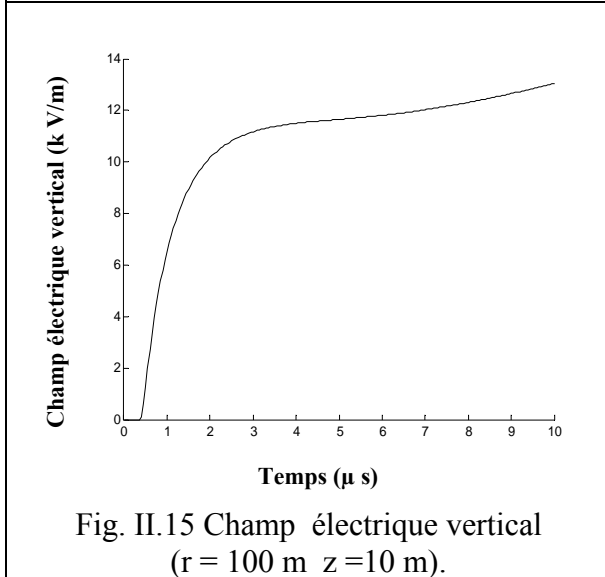
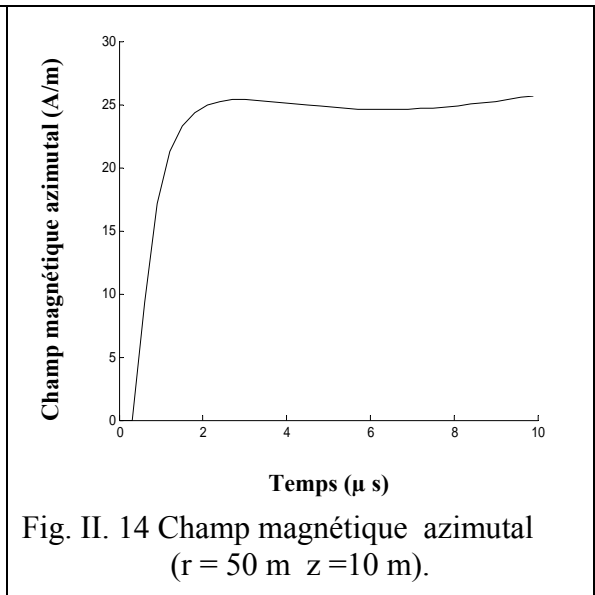
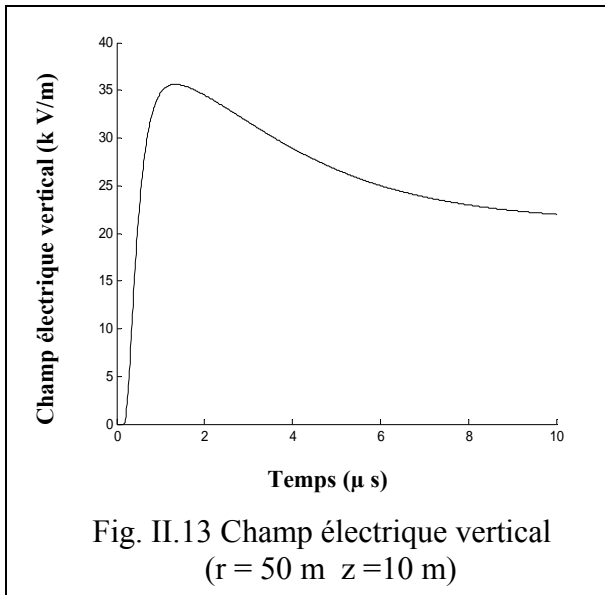
v : la vitesse de l'arc en retour est $1.5 \cdot 10^8$ m/s,

II.6.1 Résultats de simulation

II.6.1.1 Champ électromagnétique à différentes distances du canal de foudre

Les figures II.13 et II.14 présentent les résultats du calcul du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal respectivement pour un point d'observation situé à 50 m du canal de la foudre et de 10 m de hauteur. Le courant de l'arc en retour est modélisé par le modèle MTLE.

Les figures II.15 et II.16 présentent les résultats du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal respectivement, pour un point d'observation situé à 100 m du canal de foudre et de 10 m de hauteur. Ainsi que les figures II.17 et II.18 présentent les résultats du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal respectivement, pour un point d'observation situé à 300 m du canal de la foudre et de 10 m de hauteur.



D'après les résultats de simulation obtenus et pour un point d'observation lointain du canal de foudre, nous remarquons que le champ électromagnétique est caractérisé par une diminution de son amplitude. Par contre, pour un point d'observation proche, nous remarquons que le temps de montée du champ électromagnétique est plus rapide.

II.6.1.2 Influence de la vitesse du courant de l'arc en retour

Les figures II.19 et II.20 représentent le champ électrique vertical et le champ magnétique azimuthal pour différentes valeurs de la vitesse de courant d'arc en retour. Ce dernier est modélisé par le modèle MTLE pour un point d'observation situé à 50 m de distance horizontale du point d'impact et de 10 m de hauteur.

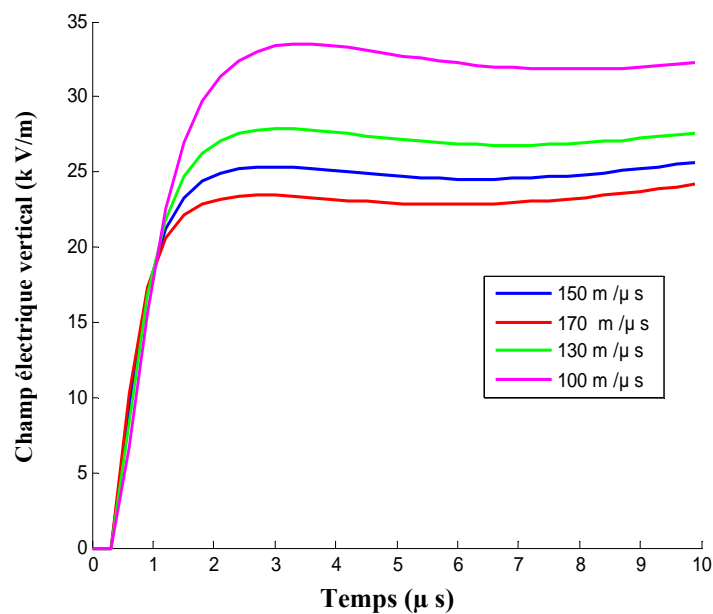


Fig. II.19 Influence de la vitesse d'arc en retour sur le champ électrique vertical.

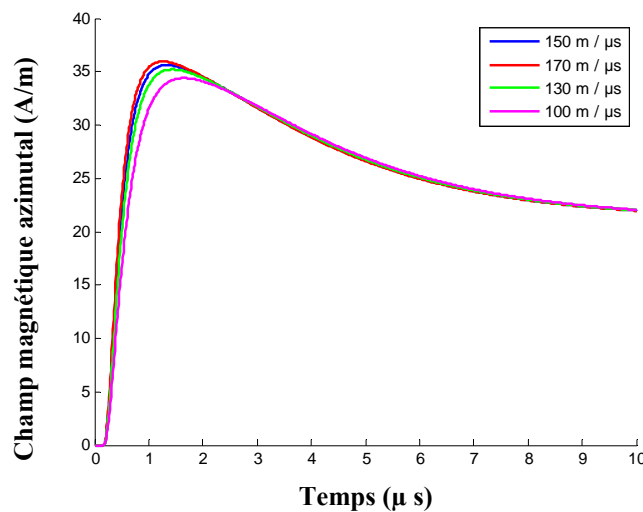


Fig. II.20 Influence de la vitesse d'arc en retour sur le champ magnétique azimuthal

Nous remarquons que la vitesse influe considérablement sur le champ électrique. Au temps que la vitesse de l'arc en retour diminue, le champ électrique augmente. La même remarque pour le champ magnétique. Nous constatons aussi que pour la vitesse 100 m/s, le temps de montée du champ magnétique est plus rapide que le champ électrique.

II.6.1.3 Influence du taux de décroissance du courant de l'arc en retour

L'influence de la variation du taux de décroissance du courant d'arc en retour pour le modèle MTLE sont illustrées aux figures II.20 et II.21 pour différentes valeurs du facteur λ , pour un point d'observation situé à 50 m du point d'impact et de 10 m de hauteur.

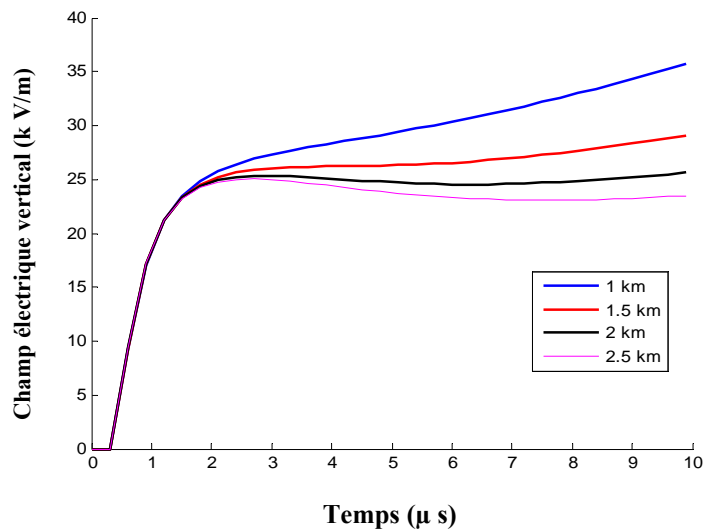


Fig. II.21 Influence du taux de décroissance de l'arc en retour sur le champ électrique vertical.

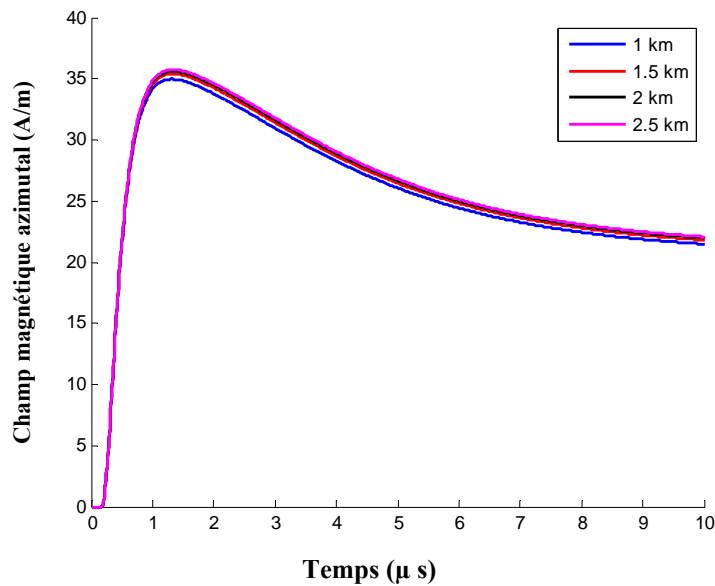


Fig. II.22 Influence du taux de décroissance de l'arc en retour sur le champ magnétique azimuthal.

Nous pouvons conclure d'après les courbes (fig. II.21 et 22) que le taux de décroissance du courant de l'arc en retour influe sur le champ électrique.

II.6.1.4 Influence du modèle du courant de l'arc en retour

L'influence du modèle du courant d'arc en retour est illustrée dans les figures II.23 et II.24, pour un point d'observation situé à 50 m du point d'impact et de 10 m de hauteur.

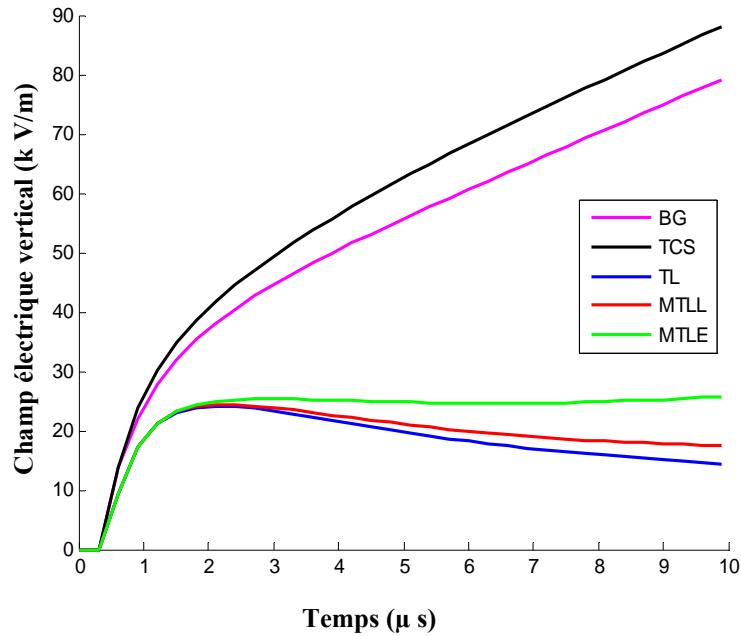


Fig. II.23 Influence du modèle de l'arc en retour sur le champ électrique vertical.

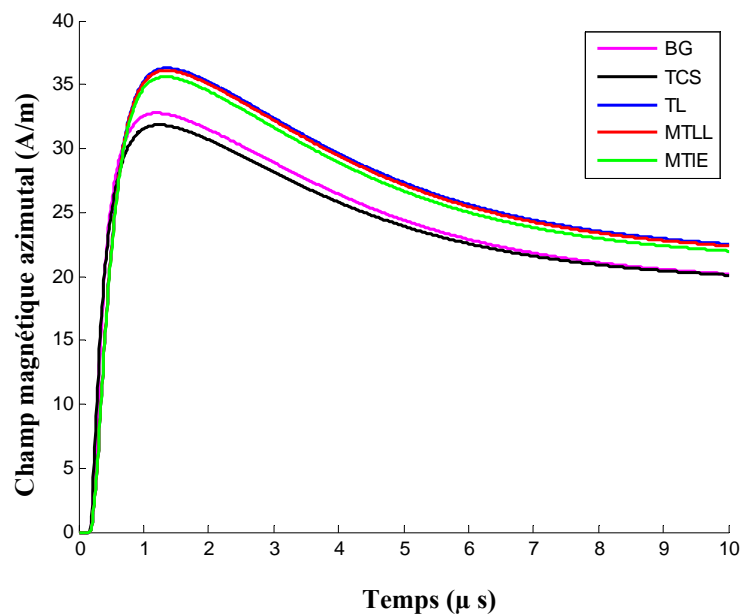


Fig. II.24 Influence du modèle de l'arc en retour sur le champ magnétique azimutal.

Nous remarquons que le modèle MTLE, MTLL, TL donnent des formes d'onde des champs électrique et magnétique proche ce qui explique la fiabilité de ces modèles pour prédire le champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre.

L'analyse de l'environnement électromagnétique autour d'un canal de foudre initié du sol nous a permis à confirmer les résultats obtenus par plusieurs auteurs, [34] et [37].

- Le champ électrique et magnétique est très élevé lorsque le point d'observation est proche du canal de foudre (point d'impact).
- La forme d'onde du champ magnétique est similaire à la forme du courant à la base du canal, ce qui veut dire que le champ magnétique est dominé par la composante d'induction [34].
- Nous remarquons aussi que la variation de la vitesse de l'arc en retour n'influe pas sur la composante azimutale du champ magnétique : les allures du champ magnétique sont très proches (figure II.20). Par contre le champ électrique vertical est très affecté. La figure II.19 montre que le champ électrique vertical est plus important lorsque la vitesse de l'arc en retour est inférieure à la vitesse de la lumière : pour $v = (1/3).c$ Ainsi le temps de montée du champ électrique augmente légèrement lorsque la vitesse de l'arc en retour diminue.
- Le taux de décroissance du courant de l'arc en retour λ n'affecte pas le champ magnétique mais la composante verticale du champ électrique est peu influencée.
- Pour l'influence du modèle du courant d'arc en retour, le modèle BG et TCS donnent des résultats moins importants que les modèles MTLL, MTLE, TL, [37], qui sont beaucoup proche des mesures dont l'importance de ces modèles.

II.7 Conclusion

Dans cette étude nous avons présenté les modèles d'ingénieur utilisé pour la modélisation du courant de l'arc en retour. Cette modélisation se base sur la connaissance de la seule grandeur mesurable qui est le courant à la base du canal de la foudre, dans le cas d'un coup de foudre tombant au sol. Nous avons aussi présenté les équations du champ électromagnétiques générées par une décharge orageuse. Pour résoudre ces équations nous avons appliqué la méthode hybride (Simpson-FDTD).

Nous avons conclu que nos résultats de simulation sont en bonne concordance avec les mesures et les autres résultats de simulation (méthode des moments) utilisée par les références citées.

L'analyse de l'environnement électromagnétique des champs électromagnétiques nous confirme que les modèles du courant de l'arc en retour TL, MTLL, MTLE, utilisés pour la modélisation des champs électromagnétiques rayonné par un coup de foudre, donnent des formes d'onde très proche aux champs électriques et magnétiques mesurés. la vitesse et le taux de décroissance du courant de l'arc en retour n'influe que sur les formes d'onde du champ électrique. Le champ électromagnétique proche à la source de perturbation électromagnétique (foudre) est caractérisé par une forte amplitude et un temps de montée très rapide. Ce dernier est un paramètre très important pour la conception des systèmes de protection.

CHAPITRE III

**MODELISATION ET SIMULATION DE
L'ENVIRONNEMENT EM AU VOISINAGE
D'UNE STRUCTURE ELEVEE**

III.1 Introduction

L'étude de l'interaction de la foudre avec un objet élevé a été l'objectif de plusieurs travaux, [68–82]. Vu que plusieurs données expérimentales du courant à la base du canal de la foudre sont issues au moyen d'instruments installés sur des tours.

Des études basées sur l'observation expérimentale de la foudre ont montré que la présence de la structure foudroyée, ou celle utilisée pour la déclenchée, 'contamine' la mesure du courant de foudre [83–85]. Cette 'contamination', qui dépend de la géométrie de la structure elle-même, affecte aussi les champs EM associés.

Afin de surmonter le problème de discontinuité du courant certains modèles de l'arc en retour, utilisés pour la modélisation des courants initiés du sol, sont modifiés pour tenir compte de la présence de l'objet élevé (la tour).

Dans ce chapitre, nous présentons les modèles d'ingénieurs des courants de l'arc en retour (BG, TL, TCS, MTLL, MTLE) modifiés pour tenir compte de la présence de la tour. Nous présentons aussi, la validation expérimentale de la méthode hybride pour calculer le champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre en présence d'un objet élevé. Ainsi que l'analyse de l'environnement EM au voisinage de la tour.

III.2 Distribution du courant de l'arc en retour dans le canal de foudre et la tour

Pour analyser l'interaction de la foudre avec les objets élevés (tour), les modèles d'ingénieur utilisés pour la modélisation du courant de l'arc en retour initié du sol ont été modifiés pour tenir compte de la présence des objets élevés [69], [86]. Dans ces modèles, il est supposé que l'impulsion du courant $i_0(t)$ est injectée dans le canal de la foudre et la tour au même instant. Depuis le point de connexion de la foudre avec la tour : une onde ascendante se propage le long du canal de la foudre avec une vitesse v , du courant de l'arc en retour, et l'autre onde descendante se propage avec la vitesse c de la lumière (figure III.1) le long de la tour. Cette dernière est considérée comme étant une ligne de transmission homogène sans pertes et de longueur h . Elle est caractérisée par son impédance caractéristique z_t et possède deux coefficients de réflexion du courant aux deux extrémités de la tour [86], (ρ_t au sommet de la tour, ρ_g à la base de la tour). Il existe deux représentations du courant de l'arc en retour pour les modèles d'ingénieurs avec la présence de la tour.

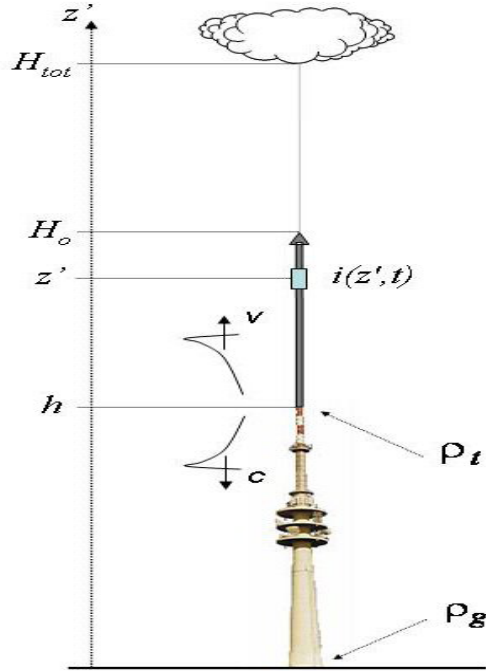


Fig.III. 1 Propagation du courant le long du canal de foudre et le long de la tour.

III.2.1 Représentation du canal de foudre comme une source distribuée

Rachidi et al. [86], [87], ont proposé une modification des modèles d'ingénieur initié du sol pour tenir compte de la présence d'un objet élevé. Cette modification se base sur la représentation du canal de foudre par une source distribuée. La distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour, dans le canal de foudre et dans la tour, est donnée par les équations suivantes :

$$i(z', t) = \left[\begin{array}{l} P(z'-h) i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{v^*} \right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{c} \right) + \\ (1-\rho_t)(1+\rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_0 \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] \times u \left(t - \frac{z'-h}{v} \right) \quad (\text{III.1})$$

Pour $h < z' < H_0$

$$i(z', t) = (1-\rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\begin{array}{l} \rho_t^n \rho_g^n i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \\ \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] \times u \left(t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \quad (\text{III.2})$$

Pour $0 \leq z' \leq h$

Les équations (III.1) et (III.2) sont basées sur le concept du courant 'non contaminé', $i_0(t)$, qui représente le courant idéal. Ce dernier serait mesuré au sommet de la tour si les coefficients de réflexion à ses deux extrémités sont nuls.

Dans les équations (III.1) et (III.2), h est la hauteur de la tour, ρ_t et ρ_g sont respectivement les coefficients de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour, c est la vitesse de la lumière, v est la vitesse du front de l'arc en retour, v^* est la vitesse de propagation de l'onde du courant, $P(z')$ est un facteur d'atténuation du courant, $u(t)$ est une fonction unité, n représente le nombre de réflexions aux deux extrémités de la tour.

Les expressions de $P(z')$ et v^* pour les modèles d'ingénieur les plus utilisés sont exprimés au tableau II.1 .

III.2.2 Représentation du canal de foudre comme une source de tension

Baba et Rakov [68], ont proposé une approche alternative à celle de Rachidi et al., en utilisant une série de source de tension [86] située au point de la jonction tour-canal de la foudre. La distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour dans cette représentation est exprimée en termes de courant de court-circuit (short circuit) $i_{sc}(t)$. Ce dernier est relié au courant non contaminé par $i_{sc}(t) = 2 i_0(t)$. La distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour, dans le canal de foudre et dans la tour, est donnée par les équations suivantes :

$$i(z',t) = \frac{(1-\rho_t)}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\begin{array}{l} \rho_t^n \rho_g^n i_{sc}(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c}) + \\ \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_{sc}(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c}) \end{array} \right] \quad (III.3)$$

Pour $0 \leq z' \leq h$

$$i(z',t) = \frac{(1-\rho_t)}{2} \left[\begin{array}{l} \sum_{n=1}^{\infty} \rho_t^{n-1} \rho_g^n (1+\rho_t) i_{sc}(h, t - \frac{z'-h}{v} - \frac{2nh}{c}) + \\ i_{sc}(h, t - \frac{z'-h}{v}) \end{array} \right] \quad (III.4)$$

Pour $z' \geq h$

III.3 Comparaison des différents modèles de distribution du courant de l'arc en retour en présence d'une tour

Afin de rendre possible la comparaison des cinq modèles d'ingénieurs, nous devons choisir le même courant non contaminé $i_0(t)$. Ce courant est modélisé par Nucci et al. [34] et exprimé comme suit :

$$i_0(h, t) = \frac{I_{01}}{\eta} \frac{(t/\tau_1)^2}{1 + (t/\tau_1)^2} e^{(-t/\tau_2)} + I_{02} (e^{-t/\tau_3} - e^{-t/\tau_4}) \quad (\text{III.5})$$

Les paramètres du courant non contaminé illustrés à la figure (III.2) sont mentionnés dans le tableau III.1 ci-dessous :

Tableau III.1 Paramètres du courant non contaminé [34]

I_{01} (kA)	τ_1 (μs)	τ_2 (μs)	I_{02} (kA)	τ_3 (μs)	τ_4 (μs)	η
9.9	0.072	5.0	7.5	100	6	0.845

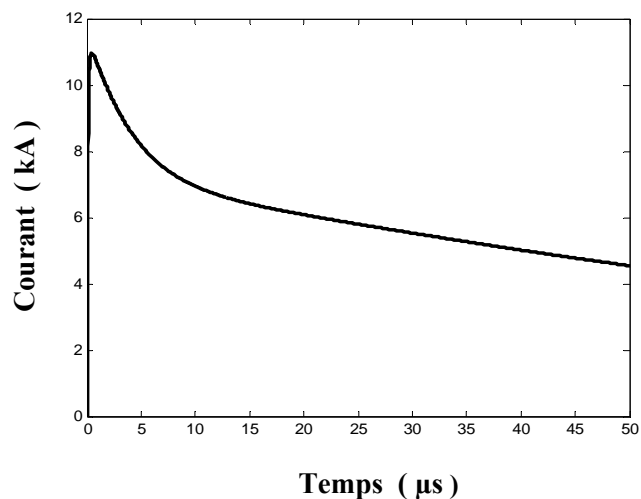


Fig. III.2 Courant non contaminé.

Dans cette comparaison l'objet élevé est de hauteur $h = 168$ m, correspond à la tour de Peissenberg, avec les coefficients de réflexion $\rho_t = -0.53$ et $\rho_g = 0.7$, [89]. Les valeurs de taux de croissance du courant est $\lambda = 2$ km, la hauteur du canal est $H = 8$ km et la vitesse de l'arc en retour est $v = 150$ m/ μ s. Les figures (III.3) et (III. 4) présentent respectivement le courant au sommet (168 m) et à la base (0 m) de la tour.

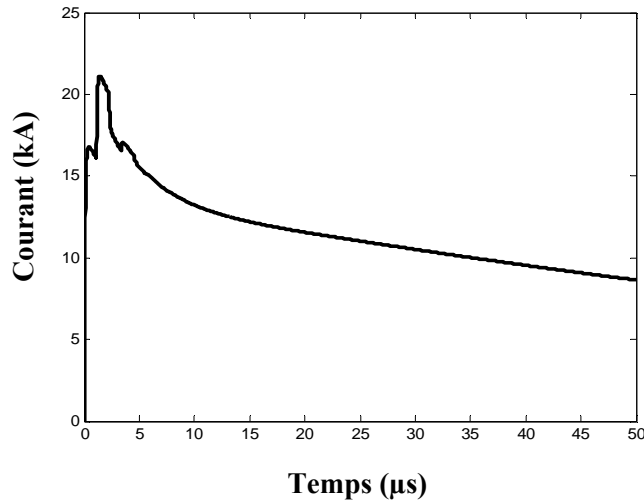


Fig.III.3 Courant simulé au sommet de la tour.

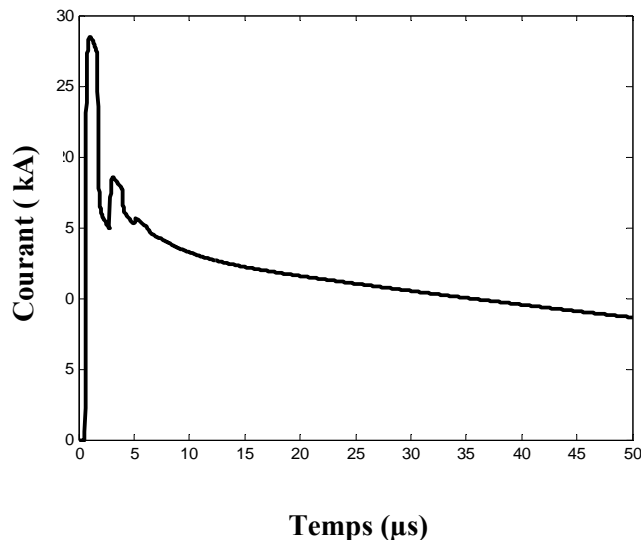


Fig.III.4 Courant simulé à la base de la tour.

La figure III.5 présente la distribution spatio-temporelle des cinq modèles d'ingénieur du courant d'arc en retour en présence d'un objet élevé pour 10 instants.

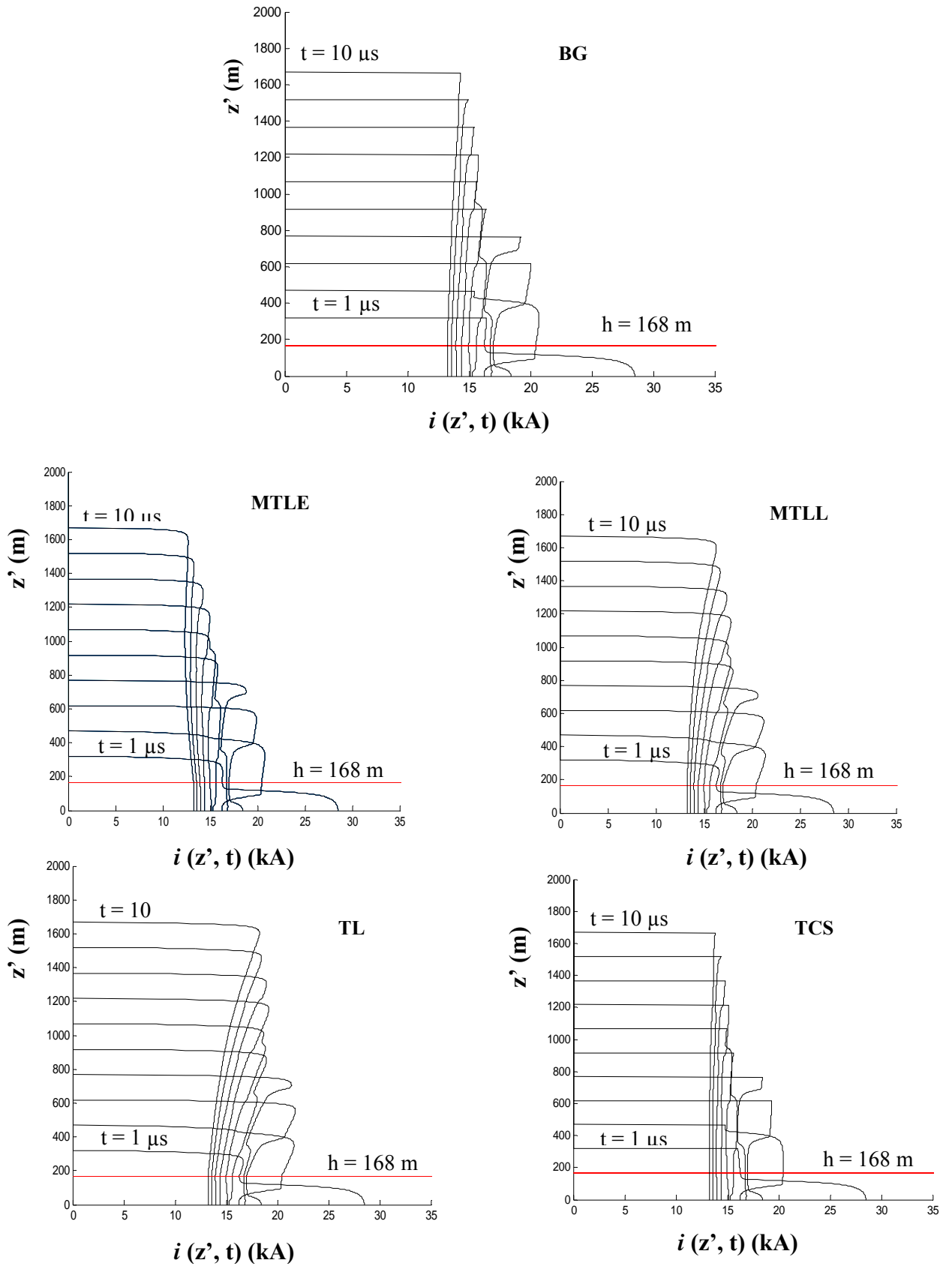


Fig.III.5 Distribution spatio-temporelle du courant le long de la tour et le long du canal de foudre pour les cinq modèles d'ingénieur

D'après ces figures, nous remarquons que la distribution du courant le long de la tour est indépendante des modèles, ainsi tous les modèles ont une discontinuité au front du courant de l'arc en retour. Cette discontinuité est très importante pour les modèles BG et TCS que les autres modèles. Elle est due, d'après Rachidi [88], à la présence des deux courants. Un courant se propageant le long du canal de foudre avec la vitesse de l'arc en retour v et l'autre courant se propageant le long de la tour vers le sol avec la vitesse de la lumière c .

III.4 Validation de la méthode hybride pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre en présence d'une tour

Nous validons la méthode hybride à partir des mesures effectuées en Août 2005 sur la tour CN (553 m) à Toronto au Canada [91]. Le courant de l'arc en retour est mesuré à 474 m. Les champs électriques et magnétiques sont mesurés à 2 km du canal de foudre. Les paramètres du courant contaminé utilisés pour la simulation sont mentionnés au tableau (III.2) où le modèle de Heidler, [48], est utilisé. Les coefficients de réflexions de la tour sont $\rho_t = -0.366$ et $\rho_g = 0.8$, [90]. La vitesse de l'arc en retour est 120 m/ μ s. Le taux de décroissance du courant pour le modèle MTLE est 2 km. La figure (III.5) représente le courant mesuré et simulé.

Tableau III.2 Paramètres du courant non contaminé mesuré [91].

I_{01} (kA)	τ_{11} (μ s)	τ_{12} (μ s)	η_1	I_{02} (kA)	τ_{21} (μ s)	τ_{22} (μ s)	η_2
1.8	0.3	2.0	0.578	2.5	0.3	150	0.939

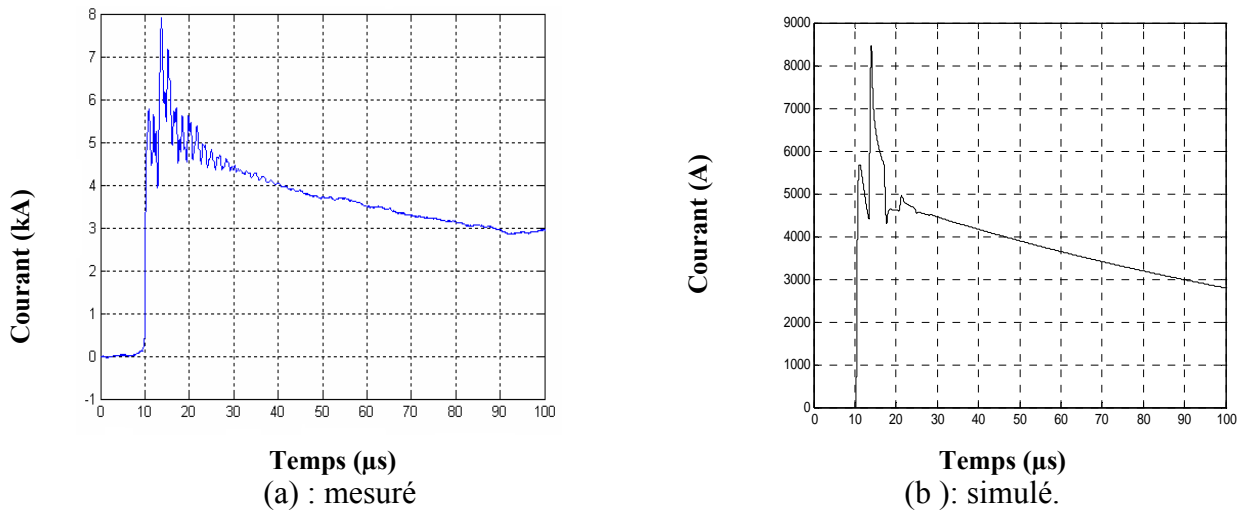


Fig.III.6 Courant contaminé $i(h, t)$

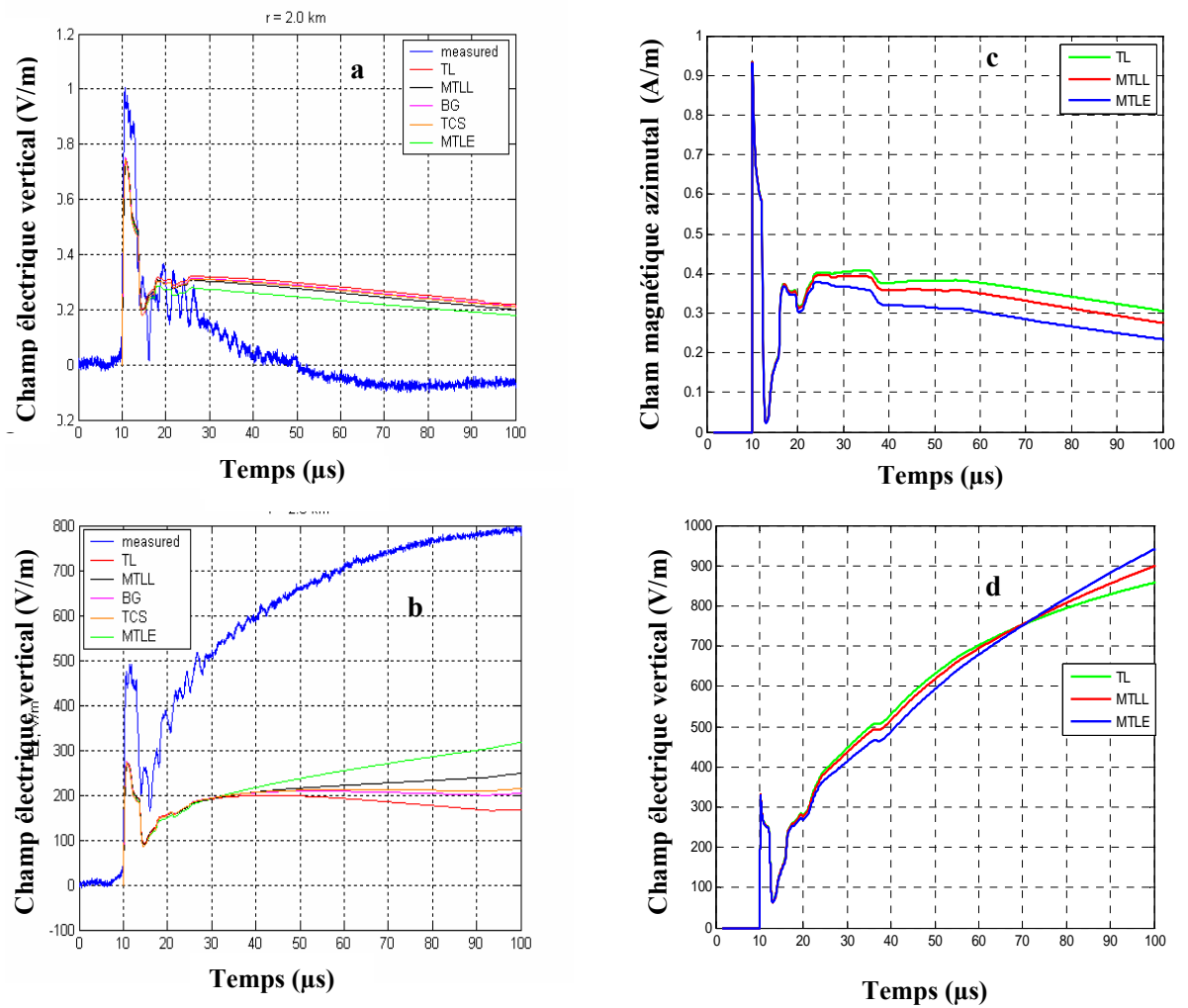


Fig.III.7 Comparaison des champs électriques (a) et magnétiques (b) (calculés et mesurés) [91] à 2 km de la tour CN et nos résultats de simulation des champs électriques(c) et magnétiques (d) calculés par la méthode hybride [3].

Nous constatons une bonne concordance entre nos résultats de simulation utilisant la méthode hybride [3] avec ceux simulés obtenus de la référence [90]. Notons une différence entre les valeurs de mesure et celles de la simulation qui peut être expliquée par la discontinuité du courant de l'arc en retour ainsi que la présence des structures (immeubles) entre le point d'observation du champ électrique et magnétique rayonné par la foudre et le point d'impact (la tour CN).

III.5 Résultats de simulation obtenus par la méthode hybride

Pour valider la méthode hybride, nous avons utilisé les paramètres du courant contaminé mentionnés au tableau III.2. Le courant de l'arc en retour est modélisé par le modèle TL (équations III.1 et III.3) du modèle de Rachidi et al.

Tableau III.3 Paramètres du courant non contaminé [92]

I_{01} (kA)	τ_{11} (μ s)	τ_{21} (μ s)	n_1	I_{02} (kA)	τ_{12} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2	230	2

Les résultats de simulation des champs électromagnétiques sont présentés sur les figures suivantes :

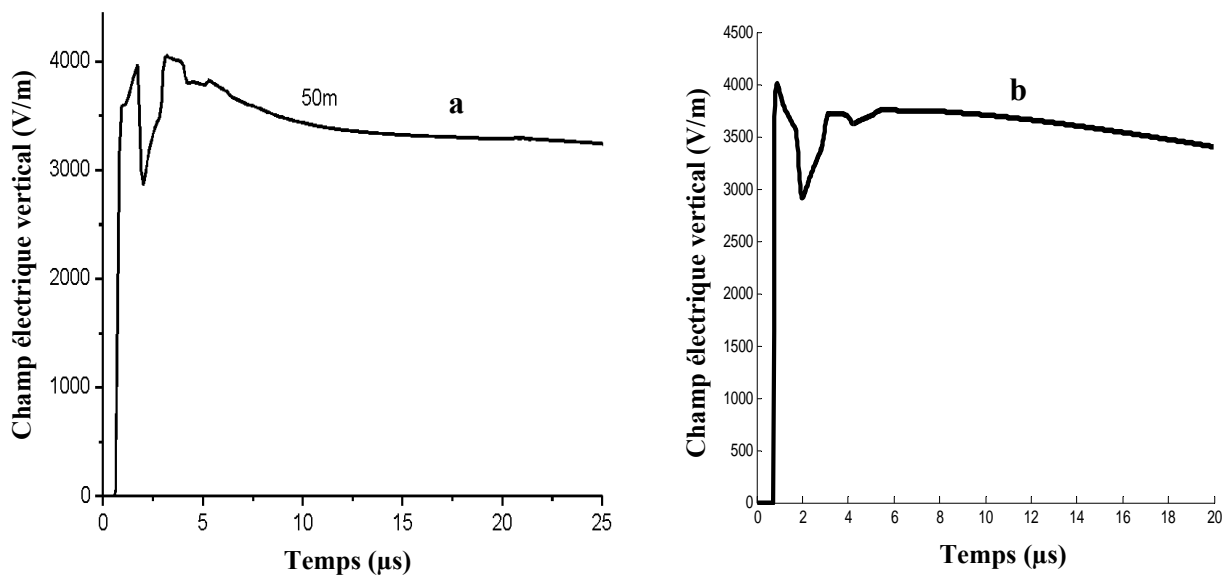


Fig. III.8 Champ électrique vertical Tour de Peissenberg (h = 168m) à 50 m de la tour
a : obtenu de la référence [92]. **b** : résultat de notre simulation [4].

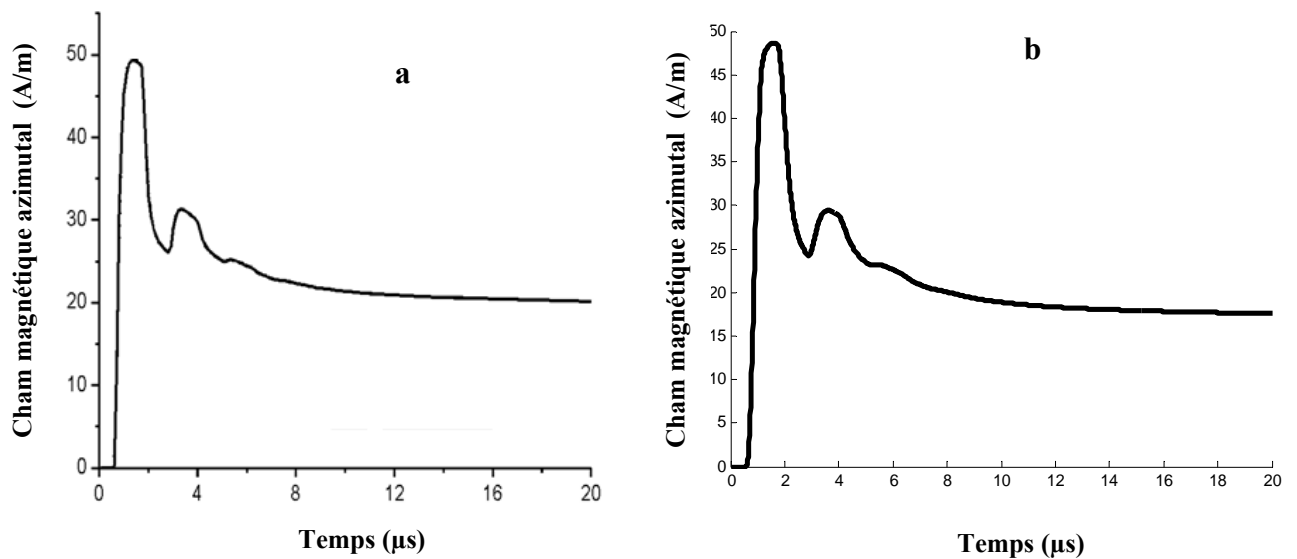


Fig. III.9 Champ magnétique azimutal Tour de Peissenberg ($h = 168\text{m}$) à 50 m de la tour

a : obtenu de la référence [92]. **b** : résultat de notre simulation [4]

III.6 Comparaison d'un coup de foudre tombant sur un objet élevé avec celui frappant le sol

Dans cette partie nous comparons le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal au sol due à un coup de foudre frappant un objet élevé d'une hauteur $h = 100\text{ m}$ avec leur équivalent pour le même coup de foudre tombant directement sur le sol. Nous avons utilisé le modèle TL de Rachidi et al. pour la modélisation des courants de l'arc en retour.

La distribution du courant de l'arc en retour utilisé dans cette étude est la suivante :

-Présence de l'objet élevé : le courant est donné par les équations (III. 3) et (III.4) pour le modèle TL

-Pour le sol : $i(z', t) = (1 + \rho_s) \cdot i_{sc}(0, t - z'/v)$

Où

ρ_s : le coefficient de réflexion du sol à la base du canal de foudre en absence de l'objet élevé

Les paramètres du courant à la base du canal, choisi pour cette analyse, sont présentés au tableau (III.2).

Pour simplifier les analyses, nous supposons que les coefficients de réflexion de l'objet élevé $\rho_t = 0$ (pas de réflexion et une parfaite transmission) et $\rho_g = 1$ (une parfaite réflexion). Ainsi pour le cas d'un coup de foudre au sol on suppose que la vitesse du courant de l'arc en retour est égale à la vitesse de la lumière et le coefficient de réflexion du courant à la base du canal $\rho_s = 1$. Nous obtenons les figures III.10 et III-11 pour le champ magnétique azimutal et le champ électrique vertical [93] calculés pour le cas de la présence d'un objet élevé ou au sol (figures II.12 et II.13).

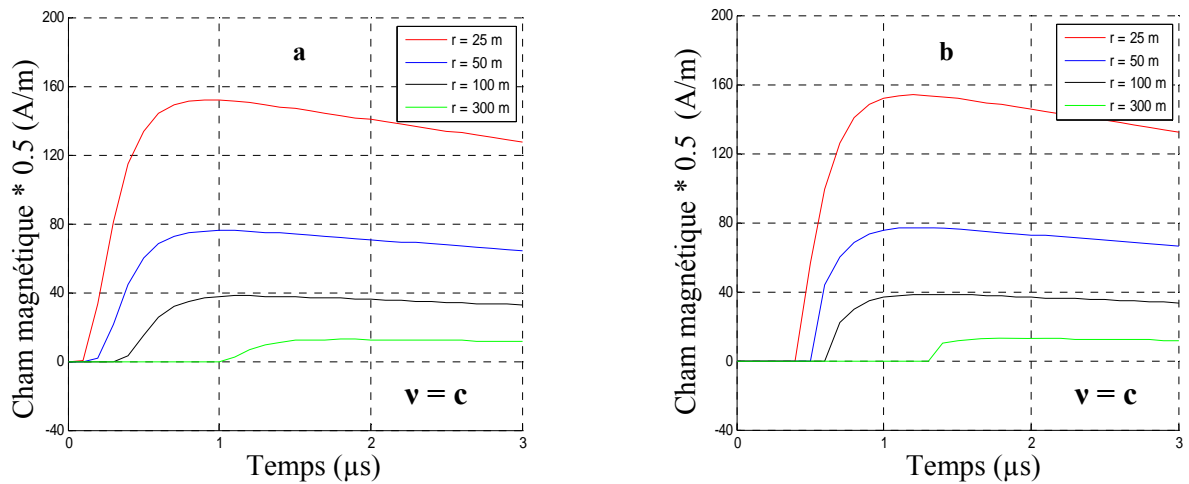


Fig.III.10 Champ magnétique azimutal pour un coup de foudre

a : au sol b : sur un objet élevé.

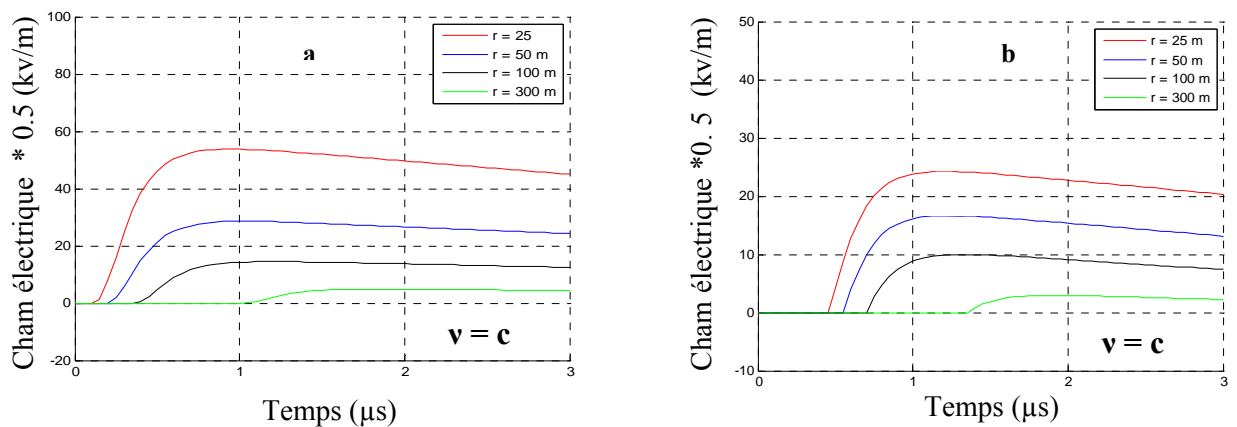


Fig.III.11 Champ électrique vertical pour un coup de foudre

a : au sol b : sur un objet élevé.

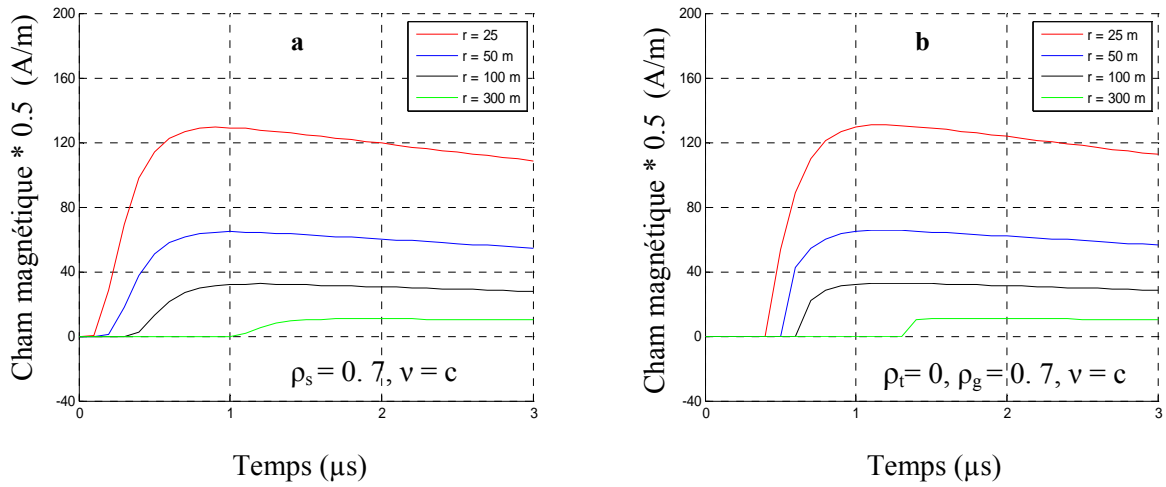


Fig.III.12 Champ magnétique azimuthal pour un coup de foudre

a : au sol b : sur un objet élevé

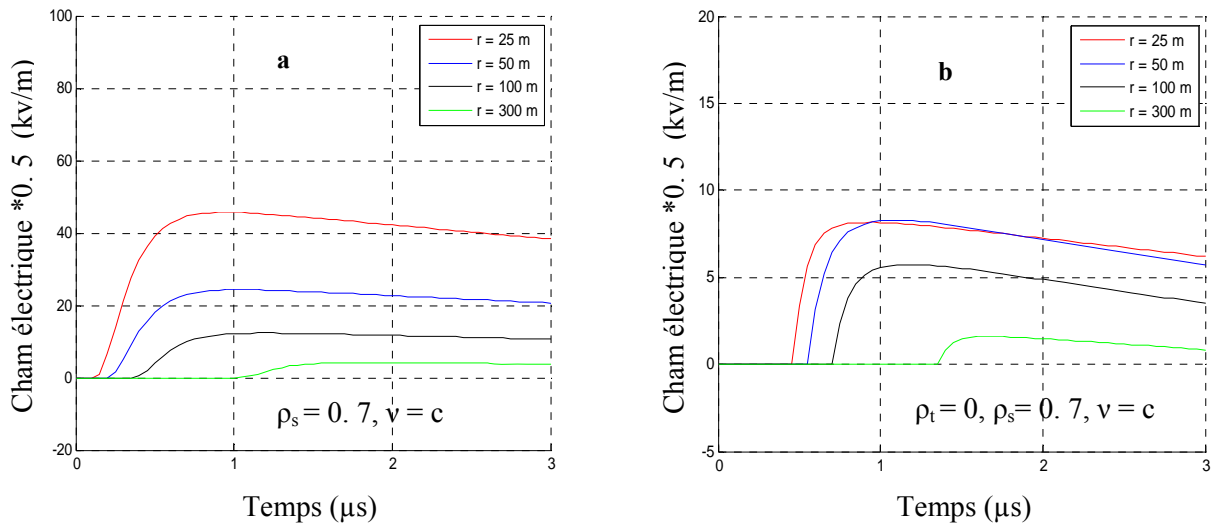


Fig.III.13 Champ électrique vertical pour un coup de foudre

a : au sol b : sur un objet élevé

Nous remarquons que la présence de la tour se traduit par une diminution significative du champ électrique et une légère augmentation du champ magnétique.

III. 7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à simulation du rayonnement électromagnétique d'un coup de foudre tombant sur une tour. Nous avons validé notre code de calcul de la méthode hybride sur des mesures adoptés des références publiés pour un point d'observation proche de la tour et un autre distant. Nous avons constaté que la présence des structures (immeubles), pour des points d'observation distant de la tour, influe sur le champ électromagnétique rayonné. Nous avons aussi comparé entre un coup de foudre initié du sol et un coup de foudre tombant sur une structure élevé, nous avons constaté que la présence de l'objet élevé diminue le champ électrique et augmente le champ magnétique.

CHAPITRE IV
INTERACTION D'UN COUP DE FOUDRE
AVEC UNE LIGNE AERIENNE

IV.1 Introduction

Les surtensions induites d'un coup de foudre indirect constituent l'une des causes principales des problèmes de qualité d'énergie fournie aux consommateurs. L'évaluation de ces surtensions est devenue essentielle pour une protection efficace des systèmes électriques et électroniques. Pour ceci, nous sommes appelé à :

1. Modéliser le courant de l'arc en retour responsable du rayonnement EM par les modèles d'ingénieur présentés au chapitre II ainsi que son champ EM ;
2. Résoudre les équations de couplage, du champ EM rayonné avec une ligne aérienne, afin de déterminer les surtensions induites dans cette dernière.

Dans ce chapitre, nous présentons les différents modèles de couplage utilisés pour la détermination des surtensions induites sur une ligne aérienne. Pour ceci, la méthode des différences finies en domaine temporel est utilisée pour résoudre les équations de couplage du modèle d'Agrawal.

IV.2 Modèles de couplage électromagnétique avec une ligne de transmission

Afin de résoudre le problème de couplage EM d'un coup de foudre avec une ligne aérienne plusieurs approches basées sur les équations de Maxwell [94] sont adoptées. En littérature, existent trois formalismes pour exprimer les équations de couplage : l'approximation quasi statique [95], la théorie des antennes [96], et l'approximation des lignes de transmission [97].

Dans la première approximation, tous les phénomènes de propagation sont négligés. Dans ce cas le couplage entre les champs incidents et les structures filaires est décrit au moyen d'éléments localisés (sur la ligne). Ceci rend cette approximation inadéquate dans le cas d'une ligne de transport d'énergie. La théorie des antennes nécessite un temps de calcul très long pour la détermination des tensions et des courants induits, dû à la longueur des lignes aériennes. La théorie de ligne de transmission (TL) constitue un compromis entre l'approche quasi-statique et la théorie des antennes [18]. Cette théorie suppose que le mode de propagation transverse EM est prépondérant le long de la ligne et que les dimensions transversales de la ligne sont plus petites que la plus petite longueur d'onde en jeu. Cette approximation a fait l'objet de plusieurs travaux [98–100].

Pour modéliser le phénomène des surtensions /surintensités, nous commençons par considérer une ligne horizontale de longueur L de rayon « a » située à une hauteur h au dessus du sol de conductivité infinie.

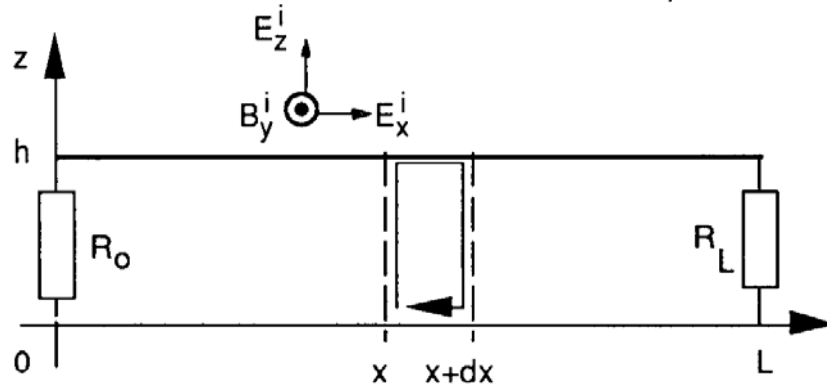


Fig. IV.1 Géométrie du domaine d'étude

Définition des termes utilisés :

- Le champ EM incident (E_i, B_i) : champs dans le vide sans la structure filaire et sans le sol.
- Le champ EM réfléchi (E_r, B_r) : champs créés sur le sol par réflexion du champ incident en l'absence de la ligne.
- Le champ EM exciteur (E_e, B_e) : somme du champ incident et du champ réfléchi.
- Le champ diffracté (E_s, B_s) : réaction des conducteurs au champ exciteur.
- Le champ EM total (E, B) : somme du champ exciteur et du champ diffracté.

IV.2.1 Modèle de Chowdhuri et Gross

En 1967, Chowdhuri et Gross [101] ont présenté un nouveau modèle de couplage pour le calcul des tensions induites par un coup de foudre sur une ligne aérienne. Ils ont modifié ce modèle plusieurs fois, sa dernière modification a été publiée en 1990 [102]. Ce modèle est décrit par les équations suivantes :

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} + L' \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV.1})$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C' \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} = u^i(x,t) \quad (\text{IV.2})$$

Où :

C', L' : respectivement la capacité et l'inductance de la ligne par unité de longueur.

$i(x,t)$ et $u(x,t)$: respectivement le courant total et la tension totale de la ligne.

$u^i(x,t)$: la tension induite qui est définie comme suit :

$$u^i(x,t) = -\int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \approx -h E_z^i(x,0,t) \tag{IV.3}$$

$E_z^i(x,z,t)$: la composante verticale du champ électrique incident.

Les conditions aux limites des équations sont :

$$u(0,t) = -R_0 \cdot i(0,t) \tag{IV.4}$$

$$u(L,t) = R_L \cdot i(0,t) \tag{IV.5}$$

La représentation de la ligne de transmission basée sur le modèle de couplage de Chowdhuri est illustrée sur la figure IV.2

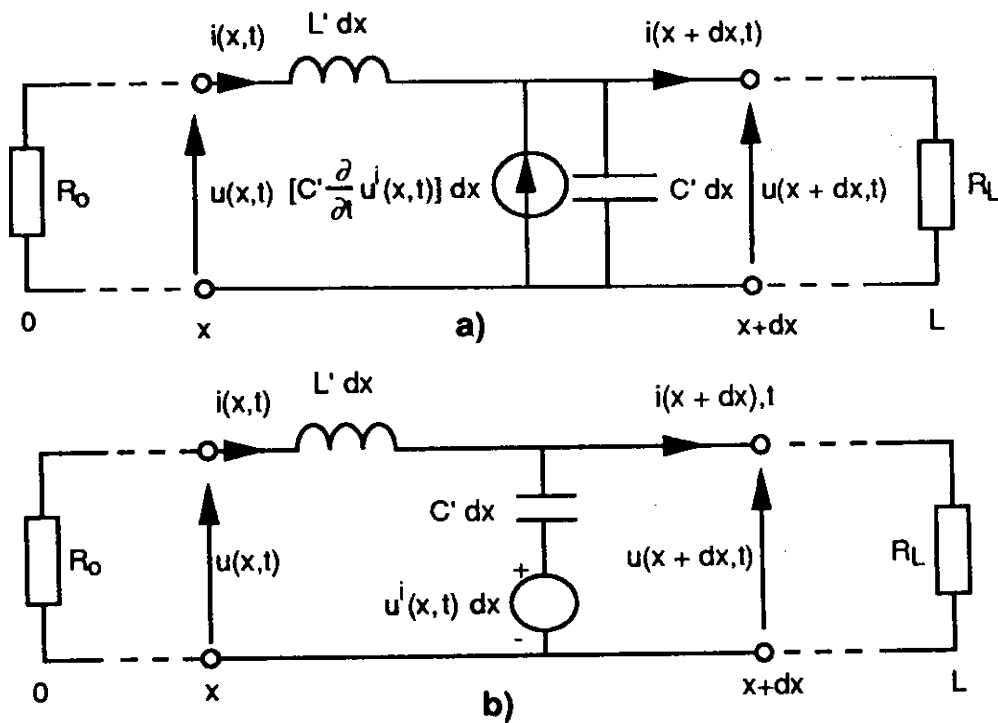


Fig.IV.2 Circuit équivalent d'une ligne de transmission aérienne [102] excitée par un champ électromagnétique. Formulation de Chowdhuri. et Gross Equivalent de Norton a) Equivalent de Thévenin b)

IV.2.2 Modèle d'Agrawal et al.

C'est le modèle de couplage le plus simple et le plus précis formulé à base des équations de Maxwell pour le calcul des tensions induites par un coup de foudre. En 1980 Agrawal, Price et Gurbaxani [99], [104] ont déterminé les équations de couplage en fonction des tensions diffractées qui sont :

$$\frac{\partial u^s(x,t)}{\partial x} + L' \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = E_x^i(x,h,t) \quad (\text{IV.6})$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C' \frac{\partial u^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV.7})$$

$E_x^i(x,h,t)$: La composante horizontale du champ électrique incident.

$u^s(x,t)$: La tension diffractée qui est définie par :

$$u^s(x,t) = -\int_0^h E_z^s(x,z,t) dz \quad (\text{IV.8})$$

$E_z^s(x,z,t)$: La composante verticale du champ électrique diffracté.

La tension diffractée est reliée à la tension totale de la ligne $u(x,t)$ par l'expression suivante :

$$u(x,t) = u^s(x,t) + u^i(x,t) \quad (\text{IV.9})$$

Les conditions aux limites pour la tension diffractée sont :

$$u^s(0,t) = -R_0 \cdot i(0,t) - u^i(0,t) \quad (\text{IV.10})$$

$$u^s(L,t) = R_L \cdot i(L,t) - u^i(L,t) \quad (\text{IV.11})$$

Le circuit de couplage équivalent par le formalisme d'Agrawal est représenté sur la figure (IV.3).

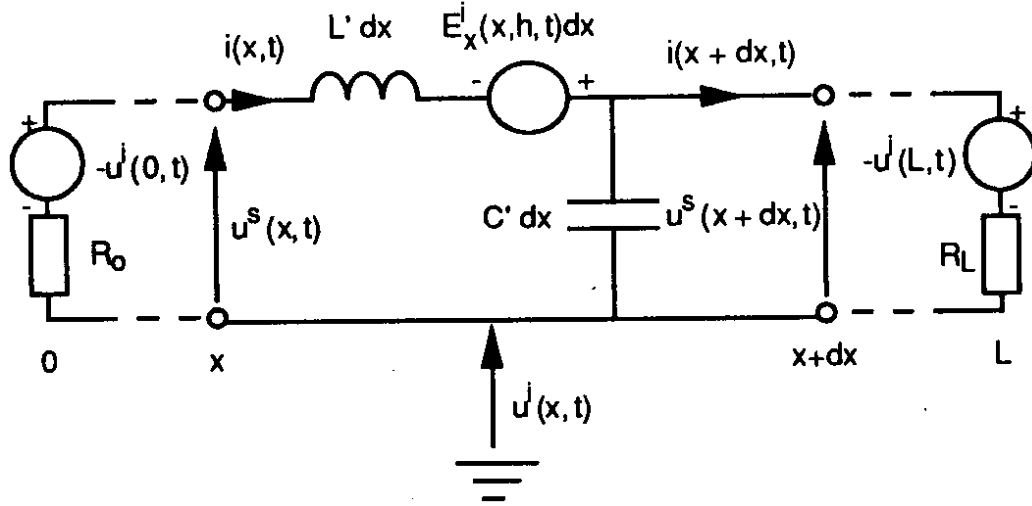


Fig. IV.3 Circuit équivalent d'une ligne de transmission aérienne [103] excitée par un champ EM. Formulation d'Agrawal et al.

IV.2.3 Modèle de Rachidi

En 1993 et en utilisant les équations de Maxwell, Rachidi [105] a démontré qu'il est possible d'exprimer les deux termes sources des équations de couplage en fonction du champ magnétique exciteur uniquement :

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} + L' \frac{\partial i^s(x,t)}{\partial t} = 0 \tag{IV.12}$$

$$\frac{\partial i^s(x,t)}{\partial x} + C' \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{L'} \int_0^h \frac{B_x^e(x,z,t)}{\partial y} dz \tag{IV.13}$$

$i^s(x,t)$: est le courant diffracté relié avec le courant total donné par l'expression suivante :

$$i(x,t) = i^s(x,t) + i^e(x,t) \tag{IV.14}$$

Où le courant exciteur $i^e(x,t)$ est défini comme suit :

$$i^e(x,t) = - \frac{1}{L'} \int_0^h \frac{B_x^e(x,z,t)}{\partial y} dz \tag{IV.15}$$

Les conditions aux limites pour le courant diffracté sont :

$$i^s(0,t) = -\frac{u(0,t)}{R_0} + \frac{1}{L'_0} \int_0^h B_y^e(0,z,t) dz \quad (IV.16)$$

$$i^s(L,t) = \frac{u(L,t)}{R_L} + \frac{1}{L'_0} \int_0^h B_y^e(L,z,t) dz \quad (IV.17)$$

Le circuit du couplage équivalent par le formalisme d'Agrawal est représenté à la figure (IV.4).

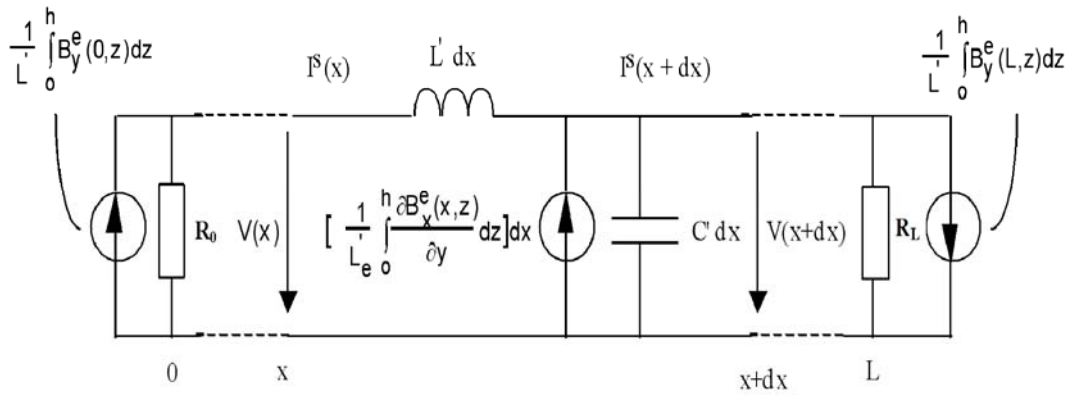


Fig.IV.4 Circuit équivalent d'une ligne de transmission aérienne excitée par un champ EM. Modèle de Rachidi, [18].

IV.2.4 Modèle de Taylor

C'est un modèle qui a été proposé en 1965 par Taylor [97] où il exprime les équations de couplage en fonction du courant total et de la tension totale induits :

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} + L' \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_0^h B_y^i(x,z,t) \quad (IV.18)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C' \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} = -C' \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \quad (IV.19)$$

Les conditions aux limites sont :

$$u(0,t) = -R_0 \cdot i(0,t) \quad (\text{IV.20})$$

$$u(L,t) = R_L \cdot i(L,t) \quad (\text{IV.21})$$

Les équations de couplage sont exprimées en fonction du champ EM incident comme indiqué sur la figure (IV.5)

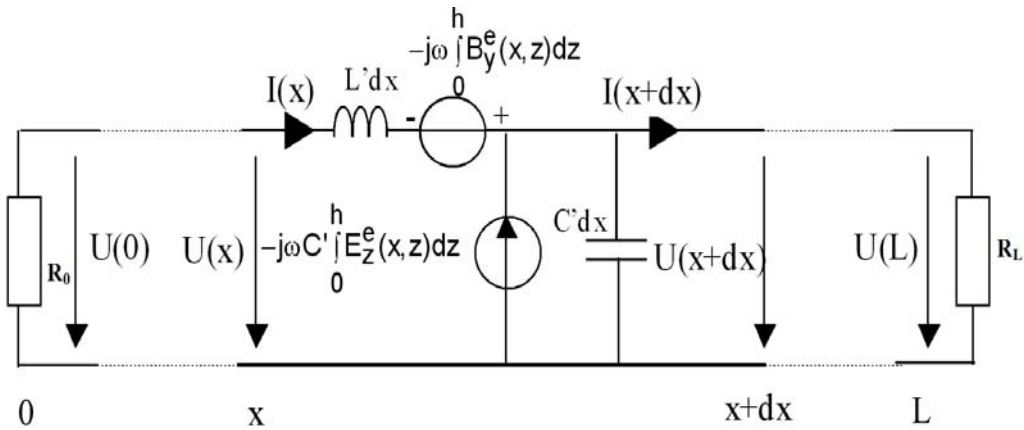


Fig. IV.5 Circuit équivalent d'une ligne de transmission aérienne excitée par un champ EM. Formulation de Taylor et al.

IV.2.5 Modèle de Rusk

Les équations de ligne de transmission formulées par Rusk [106, 107] sont :

$$\frac{\partial u^\varphi(x,t)}{\partial x} + L' \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV.22})$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C' \frac{\partial u^\varphi(x,t)}{\partial t} = C \frac{\partial \phi^i(x,t)}{\partial t} \quad (\text{IV.23})$$

$u^\varphi(x,t)$: est la tension induite dans la ligne due au potentiel scalaire $\phi^i(x,t)$ du champ incident. La tension totale est :

$$u(x,t) = u^\varphi(x,t) + \int_0^h \frac{\partial A_z^i(x,0,z,t)}{\partial t} dz \quad (\text{IV.24})$$

A_z^i : est la composante verticale du potentiel vecteur incident

Les conditions aux limites sont :

$$u(0,t) = -R_0 \cdot i(0,t) + \int_0^h \frac{\partial A_z^i(0,0,z,t)}{\partial t} dz \quad (\text{IV.25})$$

$$u(L,t) = R_L \cdot i(L,t) + \int_0^h \frac{\partial A_z^i(L,0,z,t)}{\partial t} dz \quad (\text{IV.26})$$

La contribution de Rusk réside dans la proposition d'une simple équation pour estimer le pic du courant induit en se basant sur l'amplitude du coup de foudre ainsi que son point d'impact. Cette équation s'exprime comme suit :

$$U_{\max} = Z_0 \frac{I_{\max} \cdot h}{d}$$

Tels que I_{\max} est le pic du courant d'arc en retour, d est la distance du point d'impact

de la ligne, Z_0 est donnée comme suit : $Z_0 = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 30\Omega$

IV.2.6 Discussion des modèles

La variété des modèles de couplage présentés montre qu'il n'existe plus une formulation unique pour calculer le courant et la tension induits le long d'une ligne aérienne. Ces formalismes sont basés principalement sur les équations de Maxwell. Chaque modèle est exprimé en fonction des composantes du champ EM.

A titre d'exemple le modèle de couplage de Chowdhuri est exprimé en fonction du champ électrique vertical incident, alors que celui d'Agrawal et al. est formulé par les expressions du champ électrique tangentiel seulement. Le modèle de Rachidi à son tour est déduit en fonction de la composante transversale du champ magnétique incident. Enfin le modèle de Taylor et al. est exprimé en termes sources en fonction de la composante verticale du champ électrique et de la composante transversale du champ magnétique exciteur.

L'étude de Nucci [103] a démontré que la tension totale de la ligne donnée par les équations de couplage que se soit par les modèles de Taylor, Rachidi ou d'Agrawal présente pratiquement la même valeur.

Les auteurs à la référence [103] ont conclu que le modèle de Chowdhuri présente un manque puisqu'il a négligé la contribution du champ magnétique incident.

IV.3 Formulation d'Agrawal pour une ligne avec pertes

IV.3.1 Représentation fréquentielle des équations de couplage

En tenant compte des pertes dans le conducteur et dans le sol, les équations de couplage deviennent comme suit (en domaine fréquentiel) :

$$\frac{dU^s(x)}{dx} + Z' I(x) = E_x^i(x, h) \quad (\text{IV.27})$$

$$\frac{dI(x)}{dx} + Y' U^s(x) = 0 \quad (\text{IV.28})$$

Z' et Y' : sont respectivement l'impédance longitudinale et l'admittance transversale par unité de longueur données par [109] :

$$Z' = j\omega L' + Z'_w + Z'_g$$

$$Y' = \frac{(G' + j\omega C') \cdot Y'_g}{G' + j\omega C' + Y'_g}$$

G' est la conductance transversale par unité de longueur.

$$L' = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{2h}{a}\right) \quad h \gg a$$

$$C' = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{2h}{a}\right)} \quad h \gg a$$

$$G' = \frac{\sigma_{air}}{\epsilon_0} \quad \text{où } \sigma_{air} \text{ est la conductivité de l'air, et } Y' \cong \frac{j\omega L'(G' + j\omega C')}{Z'_g}$$

Z'_w : l'impédance interne linéique du conducteur ayant l'expression [109] :

$$Z_w' = \frac{(\gamma_w \cdot a) \cdot \gamma_w \cdot I_0}{(\gamma_w \cdot a) \cdot 2\pi a \sigma_w \cdot I_1}$$

$$\gamma_w = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_w + j\omega\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{rw})}$$

γ_w est la constante de propagation dans le conducteur, et I_0 et I_1 sont les fonctions de Bessel modifiées

Z_g' : l'impédance du sol par unité de longueur définie comme suit [110]:

$$Z_g' = \frac{j\omega\mu_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{e^{-2hx}}{\sqrt{x^2 + \gamma_g^2} + x} dx$$

$$\gamma_g = \sqrt{j\omega(\sigma_g + j\omega\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{rg})}$$

Vu la difficulté rencontrée lors de l'évaluation numérique de l'impédance du sol, une autre approximation a été proposée par Sunde [110], en introduisant les fonctions logarithmiques suivantes :

$$Z_g' \cong \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{1 + \gamma_g \cdot h_i}{\gamma_g \cdot h_i}\right) \quad \text{et} \quad Y_g' = \frac{\gamma_g^2}{Z_g'}$$

IV.3.2 Représentation temporelle des équations de couplage

Les équations de couplage [111, 112] du modèle d'Agrawal exprimées en domaine temporel [32, 94, 99] sont :

$$\frac{\partial u^s(x,t)}{\partial x} + \zeta_g' \otimes \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} + L' \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = E_x^i(x,h,t) \quad (\text{IV.29})$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + G' u^s(x,t) + C' \frac{\partial u^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV.30})$$

\otimes est le produit de convolution

ζ'_g est l'impédance du sol définie par $\zeta'_g \cong F^{-1} \left\{ \frac{Z'_g}{j\omega} \right\}$. L'expression analytique

de l'impédance du sol proposée par Rachidi [113] pour approximer le calcul numérique de la transformée inverse de Fourier est :

$$\zeta'_g(t) = \min \left[\frac{1}{2\pi h} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_{rg}}}, \frac{\mu_0}{\pi \tau_g} \left[\frac{1}{2} \sqrt{\pi} \sqrt{\frac{\tau_g}{t}} + \frac{1}{4} \exp\left(\frac{\tau_g}{t}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\tau_g}{t}}\right) - \frac{1}{4} \right] \right]$$

$\tau_g = h^2 \mu_0 \sigma_g$ et erfc ; est la fonction d'erreur complémentaire.

La tension totale de la ligne est :

$$u(x,t) = u^s(x,t) + u^i(x,t) \quad (\text{IV.31})$$

$$u^s(x,t) = -\int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \approx -h E_z^i(x,0,t) \quad (\text{IV.32})$$

Les conditions aux limites sont :

$$u^s(0,t) = -R_0 \cdot i(0,t) - u^i(0,t) \quad (\text{IV.33})$$

$$u^s(L,t) = R_L \cdot i(L,t) - u^i(L,t) \quad (\text{IV.34})$$

IV.3.3 Modèle d'Agrawal pour une ligne multi conductrices

Dans le cas d'une ligne multi conductrice, [114], [115] le modèle d'Agrawal s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial x} [u_i^s(x,t)] + [L'_{ij}] \frac{\partial}{\partial t} [i_i(x,t)] + [\xi'_{gij}] \otimes \frac{\partial}{\partial t} [i_i(x,t)] = [E_x^i(x,h,t)] \quad (\text{IV.35})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} [i_i(x,t)] + [C'_{ij}] \frac{\partial}{\partial t} [u_i^s(x,t)] = 0 \quad (\text{IV.36})$$

Les conditions aux limites sont :

$$[u_i^s(0,t)] = -[R_0] [i_i(0,t)] - [u_i^i(0,t)] \quad (\text{IV.37})$$

$$\left[u_i^s(L, t) \right] = [R_L][i_i(L, t)] - \left[u_i^i(L, t) \right] \tag{IV.38}$$

IV.4 Application de la méthode FDTD pour la résolution numérique des équations de couplage [116 –119]

Nous considérons une ligne monofilaire horizontale de longueur L, située à une hauteur h au dessus d'un sol parfaitement conducteur. Deux charges résistives R₁ et R₂ relient au sol les extrémités 1 et 2 de la ligne. Les équations générales de couplage d'Agrawal sont:

$$\frac{\partial U(x, t)}{\partial x} + R I(x, t) + L \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} = E_x(x, t) \tag{IV.39}$$

$$\frac{\partial I(x, t)}{\partial x} + G. U(x, t) + C \frac{\partial U(x, t)}{\partial t} = J(x, t) \tag{IV.40}$$

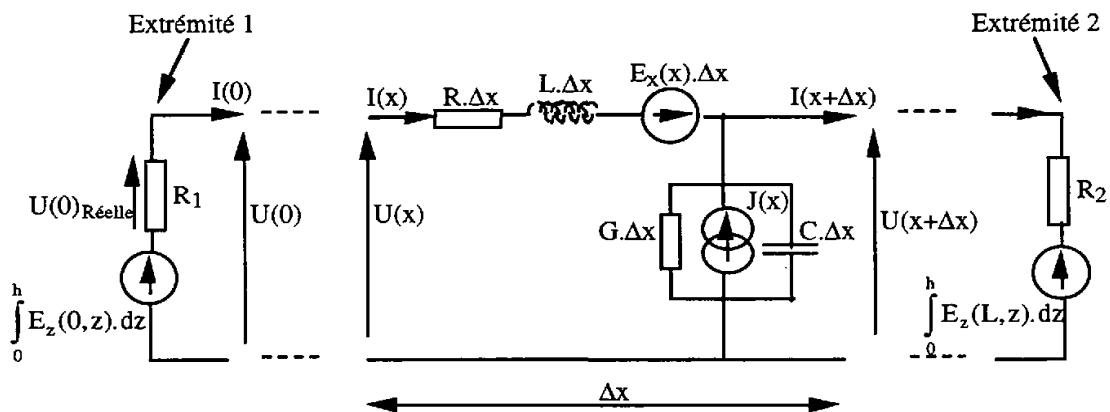


Fig. IV.6 Schéma équivalent de la ligne perturbée [orzan].

Avec :

L, C, R, G : respectivement, impédance, capacité, résistance et conductance de la ligne.

E_x : Composante tangentielle du champ exciteur.

E_x(x, t) . Δx : Source de tension répartie le long de la ligne.

E_z : Composante selon l'axe verticale z du champ électrique exciteur.

$\int_0^h E_z(x=0, z, t) dz$ et $\int_0^h E_z(x=L, z, t) dz$: Sources de tension placées respectivement à l'extrémité 1 et l'extrémité 2 de la ligne.

$J(x, t) \cdot \Delta x$: Source du courant. $J(x, t) \cdot \Delta x$ est nul dans l'équation (IV.40) pour tous les points sauf aux extrémités 1 et 2 de la ligne.

$U(x, t)$: Tension diffractée au point d'abscisse x et au temps t , la tension réelle (totale) est :

$$U_{\text{Réelle}}(x, t) = U(x, t) - \int_0^h E_z^s(x, z, t) dz$$

L'application de la méthode des différences finies pour la discrétisation des équations (IV.39-40) se fait comme suit :

a. Echantillonnage spatial

La ligne est découpée en nombre de segments (Nbs) de longueur Δx , conformément à la figure IV.7 :

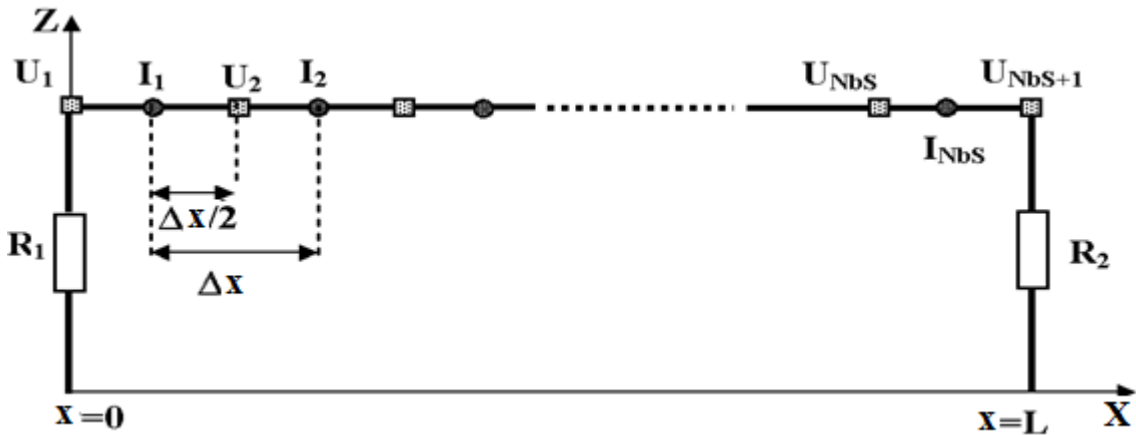


Fig. IV.7 Discrétisation spatiale de la ligne.

Le courant et le champ électrique excitateur tangentiel sont calculés aux mêmes points. Les tensions sont calculées en des points situés au milieu des intervalles où le courant est calculé (figure IV.7). Le courant et la tension sont décalés d'un demi-pas spatial.

b. Echantillonnage temporel

Comme dans l'espace, le courant et la tension sont décalés d'un demi-pas (temporel). Plus précisément, les échantillons du courant sont en avance de $\Delta t/2$ sur la tension. La figure IV.8 illustre l'entrelacement spatial et temporel.

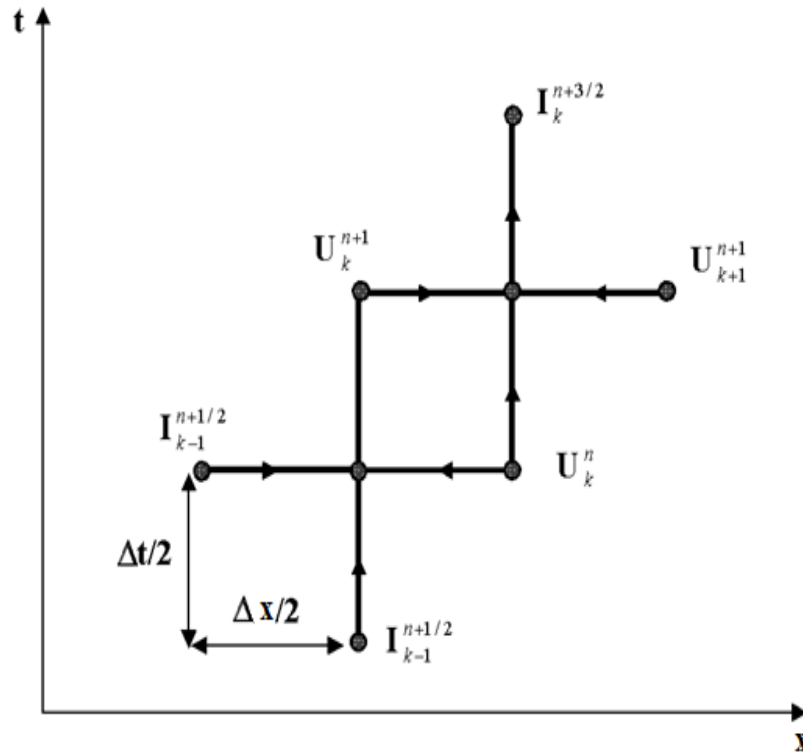


Fig. IV. 8 Entrelacement spatial et temporel

Condition de stabilité numérique

Le pas temporel et le pas spatial doivent vérifier la condition de stabilité

$$\Delta t \cdot v_p < \Delta x \quad (\text{IV.41})$$

$$v_p = \sqrt{\frac{1}{L \cdot C}} \quad (\text{IV.42})$$

v_p : vitesse de propagation sur la ligne sans pertes. D'après la référence [114], autant que les termes de l'inéquation (IV.41) se rapprochent, les calculs seront plus exacts.

IV.4.1 Mise en équation

Les discrétisations dans l'espace et dans le temps définies ci dessus conduisent à considérer les grandeurs suivantes :

- La tension diffractée, calculée aux nœuds de tension et aux instants $(n \cdot \Delta t)$:

$$U_k^n = U[(k-1)\Delta x, n \cdot \Delta t] \text{ pour } 1 \leq k \leq \text{Nbs} + 1.$$

- Le sens positif du courant est défini de l'extrémité 1 à l'extrémité 2 .Le courant induit calculé aux nœuds du courant et aux instants $(n + 0.5) \Delta t$ est donné par :

$$I_k^n = I[(k-0.5)\Delta x, (n+0.5).\Delta t] \text{ pour } 1 \leq k \leq \text{Nbs.}$$

- Le champ électrique tangentiel, calculé aux nœuds du courant et aux instants $(n \Delta t)$ est donné par :

$$E_k^n = E_x [(k-0.5)\Delta x, n.\Delta t] \text{ pour } 1 \leq k \leq \text{Nbs.}$$

- Les sources du courant réparti, calculées aux nœuds de tension et aux instants $(n + 0.5) \Delta t$ sont nulles pour tous les nœuds de tension sauf aux extrémités 1 et 2 de la ligne. Elles sont exprimées par :

$$J_k^n = J[(k-1)\Delta x, (n-0.5).\Delta t] \text{ pour } 1 \leq k \leq \text{Nbs} + 1.$$

- Les deux champs électriques verticaux, calculés aux deux extrémités, et aux même instants $(n - 0.5) \Delta t$ sont :

$$E_{z1}^n = E_z [0, (n-0.5).\Delta t] \text{ et } E_{z2}^n = E_z [\text{Nbs}.\Delta x, (n-0.5).\Delta t].$$

Pour obtenir les grandeurs intermédiaires, on les approche par le biais d'une interpolation linéaire, on peut écrire par exemple :

$$U[(k-1)\Delta x, (n+0.5).\Delta t] = \frac{U_k^{n+1} + U_k^n}{2}$$

$$U[(k-0.5)\Delta x, n.\Delta t] = \frac{U_{k+1}^n + U_k^n}{2}$$

$$I[(k-0.5)\Delta x, n.\Delta t] = \frac{I_k^n + I_k^{n-1}}{2}$$

$$I[k \Delta x, (n+0.5).\Delta t] = \frac{I_{k+1}^n + I_k^n}{2}$$

Les deux équations de lignes (IV.39) et (IV.40) se transforment alors facilement en utilisant la méthode FDTD

a. Représentation de l'équation (IV.39) par la méthode FDTD

L'équation (IV.39) est écrite au point $[(k-0.5)\Delta x, n.\Delta t]$ en approchant les grandeurs qui y figurent par :

$$\frac{\partial U}{\partial x} [(k-0.5)\Delta x, n.\Delta t] = \frac{U_{k+1}^n - U_k^n}{\Delta x}$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} [(k-0.5)\Delta x, n.\Delta t] = \frac{I_k^n - I_k^{n-1}}{\Delta t}$$

$$I[(k-0.5)\Delta x, n.\Delta t] = \frac{I_k^n + I_k^{n-1}}{2}$$

$$E_k^n = E_x [(k-0.5)\Delta x, n.\Delta t]$$

L'équation (IV.39) devient :

$$\frac{U_{k+1}^n - U_k^n}{\Delta x} + R \cdot \frac{I_k^n - I_k^{n-1}}{2} + L \cdot \frac{I_k^n - I_k^{n-1}}{\Delta t} = E_k^n \quad (\text{IV.43})$$

Cette équation est valable pour $1 \leq k \leq \text{Nbs}$ et écrite pour les nœuds de courant comme :

$$I_k^n = \left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} \right)^{-1} \left[E_k^n - \frac{U_{k+1}^n - U_k^n}{\Delta x} + \left(\frac{L}{\Delta t} - \frac{R}{2} \right) I_k^{n-1} \right] \text{ pour } 1 \leq k \leq \text{Nbs} \quad (\text{IV.44})$$

b. Représentation de l'équation (IV.40) par la méthode FDTD

L'équation (IV.40) est écrite au point $[(k-1)\Delta x, (n-0.5).\Delta t]$ en approchant les grandeurs qui y figurent par :

$$\frac{\partial I}{\partial x} [(k-1)\Delta x, (n-0.5).\Delta t] = \frac{I_k^{n-1} - I_{k-1}^{n-1}}{\Delta x}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} [(k-1)\Delta x, (n-0.5).\Delta t] = \frac{U_k^n - U_k^{n-1}}{\Delta t}$$

$$U[(k-1)\Delta x, (n-0.5).\Delta t] = \frac{U_k^n + U_k^{n-1}}{2}$$

$$J[(k-1)\Delta x, (n-0.5).\Delta t] = J_k^n$$

L'équation (IV.40) devient :

$$\frac{I_k^{n-1} - I_{k-1}^{n-1}}{\Delta x} + G \cdot \frac{U_k^n + U_k^{n-1}}{2} + C \cdot \frac{U_k^n - U_k^{n-1}}{\Delta t} = J_k^n \quad (\text{IV.45})$$

Cette équation est valable pour $1 \leq k \leq N_{bs} + 1$, elle est écrite au nœud de tension :

Comme la source du courant répartie J est nulle, donc l'équation (IV.45) devient :

$$\frac{I_k^{n-1} - I_{k-1}^{n-1}}{\Delta x} + G \cdot \frac{U_k^n + U_k^{n-1}}{2} + C \cdot \frac{U_k^n - U_k^{n-1}}{\Delta t} = 0 \quad \text{pour } 2 \leq k \leq N_{bs} \quad (\text{IV.45})$$

Ou encore :

$$U_k^n = \left(\frac{C}{\Delta t} + \frac{G}{2} \right)^{-1} \left[- \frac{I_k^{n-1} - I_{k-1}^{n-1}}{\Delta x} + \left(\frac{C}{\Delta t} - \frac{G}{2} \right) U_k^{n-1} \right] \quad \text{pour } 2 \leq k \leq N_{bs} \quad (\text{IV.46})$$

Pour $k=1$ et $k= N_{bs} + 1$, il est question d'introduire les conditions aux limites. En effet, les tensions aux nœuds U_1^n et $U_{N_{bs}+1}^n$ dépendent des charges connectées à l'extrémité 1 et 2 respectivement.

IV.4.2 Conditions aux limites

Pour traiter les conditions aux limites [114] imposées par les charges résistives à l'extrémité 1 et 2 de la ligne, nous avons utilisé l'équation (IV.45) comportant la source du courant $J(x, t)$. Ceci est fait par:

- L'introduction de deux nœuds du courant fictif (0 et $N_{bs} + 1$), en imposant $I_0 = 0$ et $I_{N_{bs}+1} = 0$.
- L'introduction d'une source de courant aux niveaux de chaque extrémité de la ligne figure IV.9. Cette source est définie comme suit :

$$J_1^n = \frac{h \cdot E_{z1}}{R_1} \quad \text{à l'extrémité 1 de la ligne}$$

$$J_2^n = \frac{h \cdot E_{z2}}{R_2} \quad \text{à l'extrémité 2 de la ligne}$$

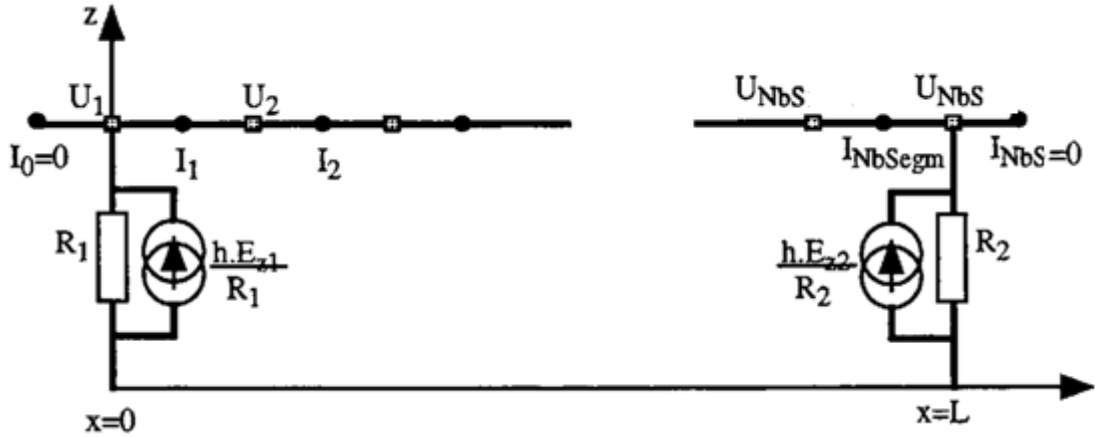


Fig. IV. 9 Transformation en sources de courant, les tensions aux extrémités.

c. L'introduction des expressions des conditions aux limites à l'aide de l'équation (IV.45) uniquement pour $k = 1$ et $k = Nbs + 1$. Ceci est réalisé par :

- Remplacement de la capacité linéique C par $C/2$ (Capacité sur la longueur $\Delta x/2$)
- Remplacement de la source :

$$J[0, (n-0.5)\Delta t] = J_1^n \text{ par } \frac{h.E_z[0, (n-0.5).\Delta t]}{R_1} = \frac{h.E_{z1}}{R_1}$$

- Remplacement de la source :

$$J[Nbs.\Delta x, (n-0.5)\Delta t] = J_{Nbs+1}^n \text{ par } \frac{h.E_z[L, (n-0.5).\Delta t]}{R_2} = \frac{h.E_{z2}}{R_2}$$

Finalement Nous obtenons :

A l'extrémité 1

$$\frac{I_1^{n-1} - I_0^{n-1}}{\Delta x} + \left(G + \frac{1}{R_1.\Delta x} \right) \cdot \frac{U_1^n + U_1^{n-1}}{2} + \frac{C}{2} \cdot \frac{U_1^n - U_1^{n-1}}{\Delta t} = \frac{h.E_{z1}^n}{R_1.\Delta x} \quad (IV.47)$$

Avec

$$U_1^n = \left(\frac{C}{2.\Delta t} + \frac{G}{2} + \frac{1}{2R_1.\Delta x} \right)^{-1} \left[\frac{h.E_{z1}^n}{R_1.\Delta x} - \frac{I_1^{n-1}}{\Delta x} + \left(\frac{C}{2.\Delta.} - \frac{G}{2} - \frac{1}{2R_1.\Delta x} \right) U_1^{n-1} \right] \quad (IV.48)$$

A l'extrémité 2

$$U_{Nbs+1}^n = \left(\frac{C}{2.\Delta t} + \frac{G}{2} + \frac{1}{2R_2.\Delta x} \right)^{-1} \left[\frac{h.E_{z2}^n}{R_2.\Delta x} - \frac{I_{Nbs}^{n-1}}{\Delta x} + \left(\frac{C}{2.\Delta} - \frac{G}{2} - \frac{1}{2R_2.\Delta x} \right) U_{Nbs+1}^{n-1} \right] \quad (IV.49)$$

Nous pouvons résumer les calculs des tensions induites et des courants induits dans le bilan suivant :

- Tension induite au nœud 1 :

$$U_1^n = \left(\frac{C}{2.\Delta t} + \frac{G}{2} + \frac{1}{2R_1.\Delta x} \right)^{-1} \left[\frac{h.E_{z1}^n}{R_1.\Delta x} - \frac{I_1^{n-1}}{\Delta x} + \left(\frac{C}{2.\Delta} - \frac{G}{2} - \frac{1}{2R_1.\Delta x} \right) U_1^{n-1} \right] \quad (IV.50)$$

-Tension induite au nœud Nbs+1 :

$$U_{Nbs+1}^n = \left(\frac{C}{2.\Delta t} + \frac{G}{2} + \frac{1}{2R_2.\Delta x} \right)^{-1} \left[\frac{h.E_{z2}^n}{R_2.\Delta x} - \frac{I_{Nbs}^{n-1}}{\Delta x} + \left(\frac{C}{2.\Delta} - \frac{G}{2} - \frac{1}{2R_2.\Delta x} \right) U_{Nbs+1}^{n-1} \right] \quad (IV.51)$$

-Tension induite à un nœud situé entre le nœud 1 et le nœud Nbs+1 :

$$U_k^n = \left(\frac{C}{\Delta t} + \frac{G}{2} \right)^{-1} \left[- \frac{I_k^{n-1} - I_{k-1}^{n-1}}{\Delta x} + \left(\frac{C}{\Delta t} - \frac{G}{2} \right) U_k^{n-1} \right] \quad 2 \leq k \leq Nbs \quad (IV.52)$$

- Courant induit situé entre le nœud 1 et le nœud Nbs+1 :

$$I_k^n = \left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} \right)^{-1} \left[E_k^n - \frac{U_{k+1}^n - U_k^n}{\Delta x} + \left(\frac{L}{\Delta t} - \frac{R}{2} \right) I_k^{n-1} \right] \quad 2 \leq k \leq Nbs \quad (IV.52)$$

Nous pouvons aussi écrire :

$$U_k^n = a_1 \cdot \left[- \frac{I_k^{n-1} - I_{k-1}^{n-1}}{\Delta x} + a_2 \cdot U_k^{n-1} \right] \quad 2 \leq k \leq Nbs \quad (IV.53)$$

$$U_1^n = b_1 \cdot \left[\frac{h.E_{z1}^n}{R_1.\Delta x} - \frac{I_1^{n-1}}{\Delta x} + b_2 \cdot U_1^{n-1} \right] \quad k = 1 \quad (IV.54)$$

$$U_{Nbs+1}^n = b_3 \cdot \left[\frac{h \cdot E_{z2}^n}{R_2 \cdot \Delta x} - \frac{I_{Nbs}^{n-1}}{\Delta x} + b_4 \cdot U_{Nbs+1}^{n-1} \right] \quad k = Nbs+1 \quad (IV.55)$$

$$I_k^n = a_3 \cdot \left[E_k^n - \frac{U_{k+1}^n - U_k^n}{\Delta x} + a_4 \cdot I_k^{n-1} \right] \quad 1 \leq k \leq Nbs \quad (IV.56)$$

Avec

$$a_1 = \left(\frac{C}{\Delta t} + \frac{G}{2} \right)^{-1} \quad a_2 = \left(\frac{C}{\Delta t} - \frac{G}{2} \right)$$

$$a_3 = \left(\frac{L}{\Delta t} + \frac{R}{2} \right)^{-1} \quad a_4 = \left(\frac{L}{\Delta t} - \frac{R}{2} \right)$$

$$b_1 = \left(\frac{C}{2 \cdot \Delta t} + \frac{G}{2} + \frac{1}{2R_1 \cdot \Delta x} \right)^{-1} \quad b_2 = \left(\frac{C}{2 \cdot \Delta t} - \frac{G}{2} - \frac{1}{2R_1 \cdot \Delta x} \right)$$

$$b_3 = \left(\frac{C}{2 \cdot \Delta t} + \frac{G}{2} + \frac{1}{2R_2 \cdot \Delta x} \right)^{-1} \quad b_4 = \left(\frac{C}{2 \cdot \Delta t} - \frac{G}{2} - \frac{1}{2R_2 \cdot \Delta x} \right)$$

$$U_k^n = U[(k-1)\Delta x, n \cdot \Delta t] \quad \text{pour } 1 \leq k \leq Nbs+1$$

$$I_k^n = I[(k-0.5)\Delta x, (n+0.5)\Delta t] \quad \text{pour } 0 \leq k \leq Nbs+1$$

$$E_k^n = E_x[(k-0.5)\Delta x, n \cdot \Delta t] \quad \text{pour } 1 \leq k \leq Nbs$$

$$E_{z1}^n = E_z[0, (n-0.5)\Delta t]$$

$$E_{z2}^n = E_z[L, (n+0.5)\Delta t]$$

IV.5 Calcul des surtensions induites par une décharge de foudre proche des lignes aériennes

Dans cette partie nous proposons de valider le calcul des surtensions induites sur une ligne multiconductrice en se basant sur des données publiées dans la référence [120].

La détermination des surtensions induites, est présentée par les étapes suivantes :

1. Calcul du courant à la base du canal de foudre selon le modèle de Heidler. Les paramètres correspondants sont mentionnés au Tableau II.3 du chapitre II (arc en retour subséquent).
2. Modélisation du courant de l'arc en retour par le modèle MTLE dont les paramètres utilisés pour la simulation [120] sont :
 - H : la hauteur du canal de foudre est 7.5 km ;
 - λ : le taux de décroissance du courant d'arc en retour pour le modèle MTLE est 1.7 km ;
 - c : la vitesse de la lumière est $3 \cdot 10^8$ m/s ;
 - v : la vitesse de l'arc en retour est $1,3 \cdot 10^8$ m/s ;
 - la longueur de la ligne est 1 km.
3. Calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre initié du sol, par la méthode hybride [3] à un point de calcul situé à une distance horizontale de 50 m du canal de foudre.
4. Résolution des équations de couplage pour une ligne multiconductrice où la méthode des différences finies en domaine temporel est appliquée. Le modèle d'Agrawal est utilisé pour le couplage onde de foudre-ligne.

Géométrie du problème

La figure IV.10 présente la géométrie du problème pour une ligne multiconductrice. La configuration de la ligne utilisée dans cette partie est représentée dans la figure IV.11 dont les paramètres géométriques [120] sont illustrés au Tableau IV.1

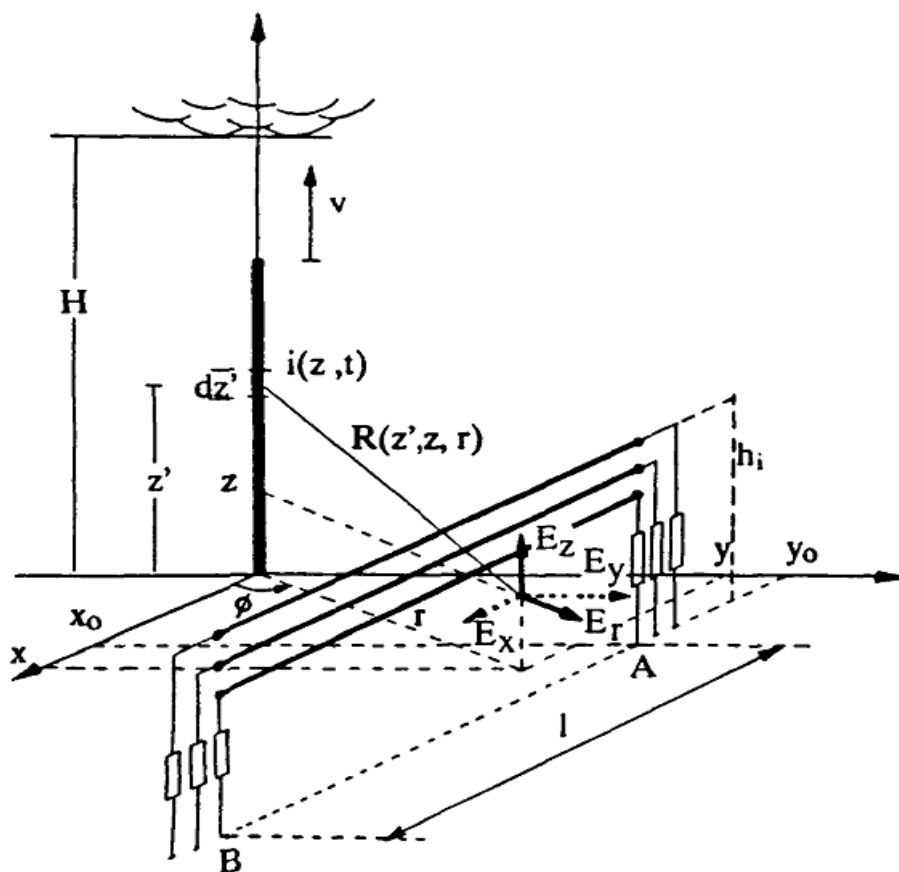


Fig. IV.10 Géométrie utilisée pour le calcul des surtensions induites par la foudre sur une ligne aérienne multiconductrice [18]

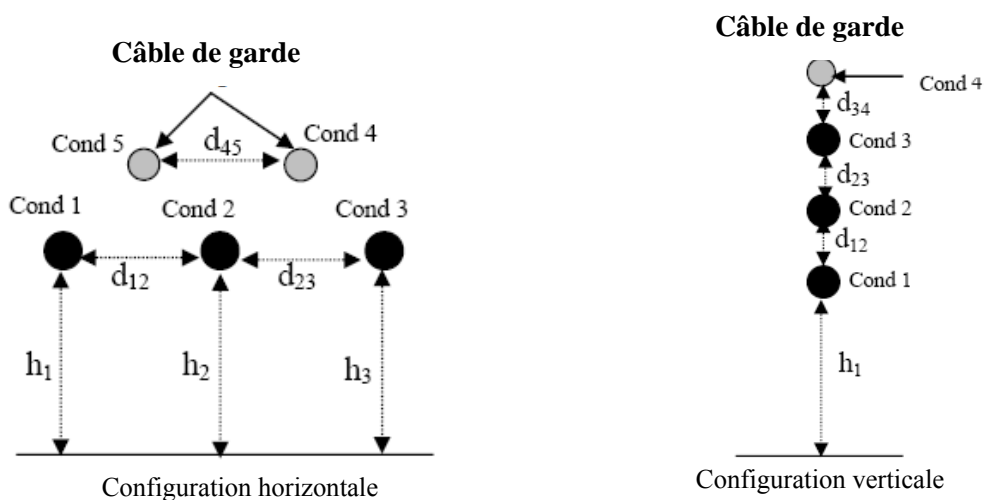


Fig. IV.11 Les Configurations d'une ligne triphasée [18, 120]

Tableau IV.1 Paramètres géométriques d'une ligne triphasée pour les deux configurations : horizontale et verticale [120],[18].

Paramètres de la Ligne	Configuration horizontale	Configuration verticale
Rayon du conducteur (mm)	9.14	9.14
h_1 (m)	10	10
h_2 (m)	10	13.7
h_3 (m)	10	17.4
d_{12} (m)	3.7	3.7
d_{23} (m)	3.7	3.7
d_{31} (m)	7.4	7.4
Rayon du câble de garde (mm)	3.96	3.96
h_4 (m)	13.05	20.36
h_5 (m)	13.05	-
d_{45} (m)	3.7	-

Les figures IV.12–15 représentent nos résultats de simulation [11,12], [120–123], où la méthode hybride est appliquée pour l'évaluation du champ EM

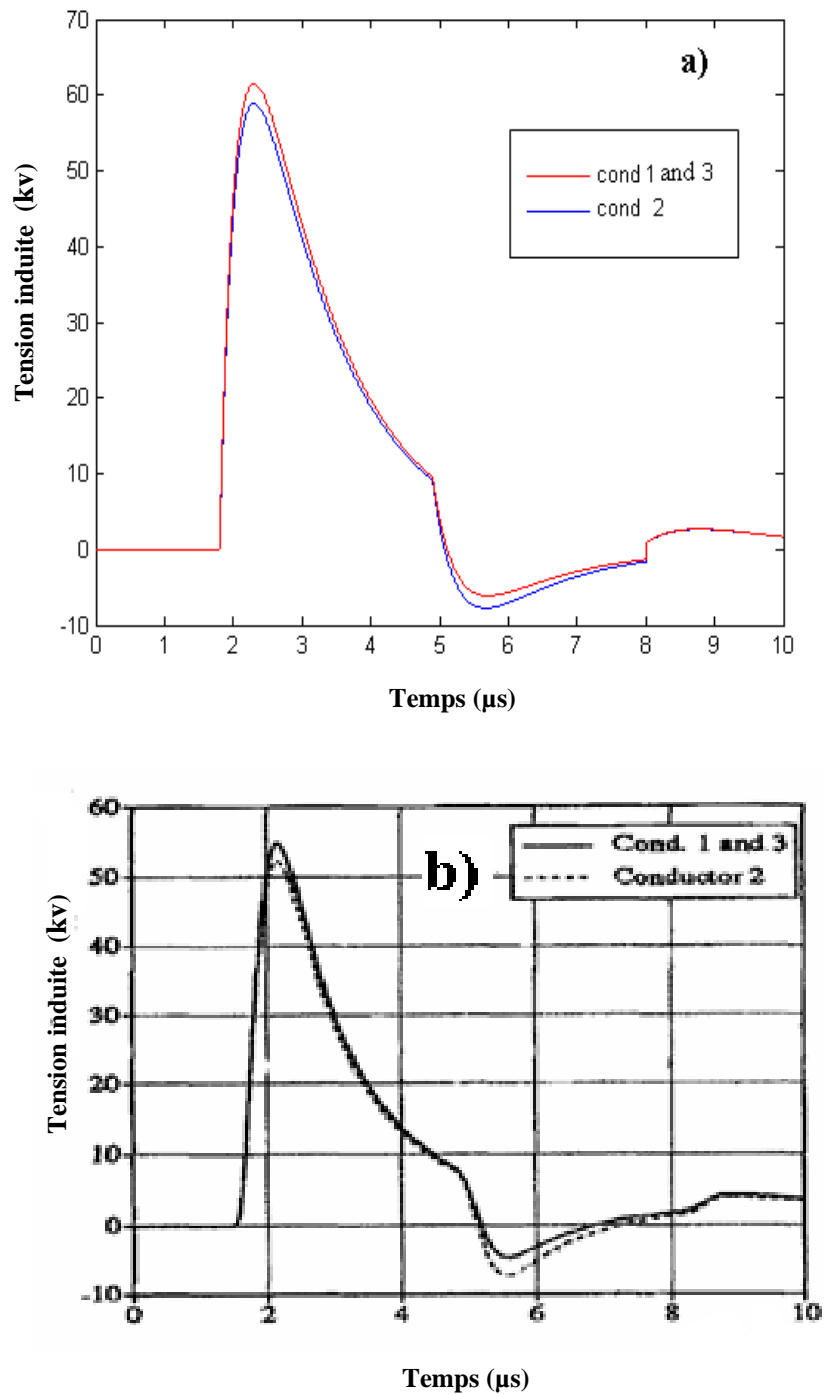


Fig. IV.12 Tension induite à l'entrée des trois conducteurs de la configuration horizontale sans câble de garde

a) obtenue en utilisant la méthode hybride [3] pour le calcul du champ électromagnétique.

b) obtenue par la méthode des moments pour le calcul du champ [120].

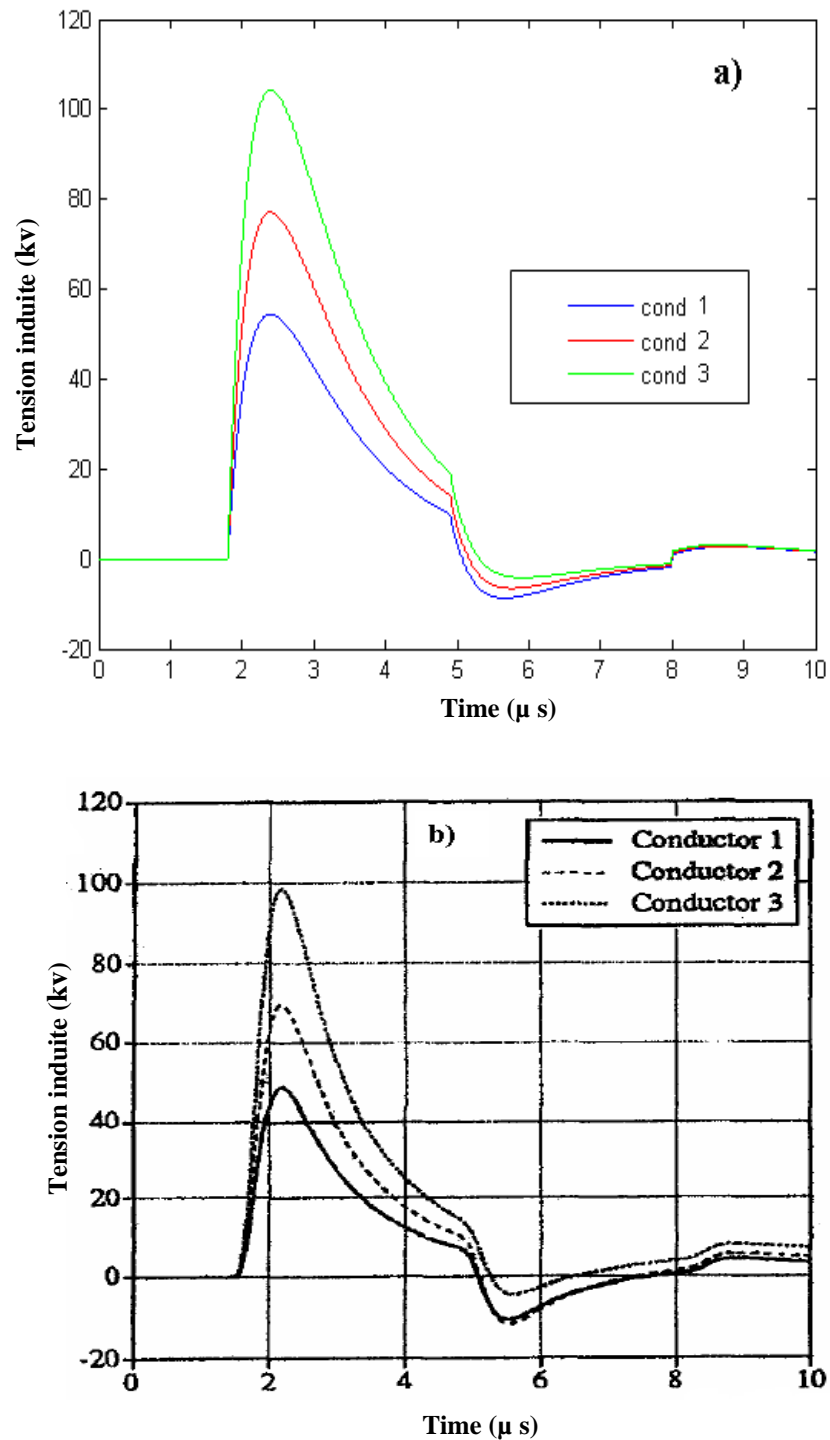


Fig. IV.13 Tension induite à l'entrée des trois conducteurs de la configuration verticale sans câble de garde

a) obtenue en utilisant la méthode hybride [3] pour le calcul du champ électromagnétique

b) obtenu par la méthode des moments [120]

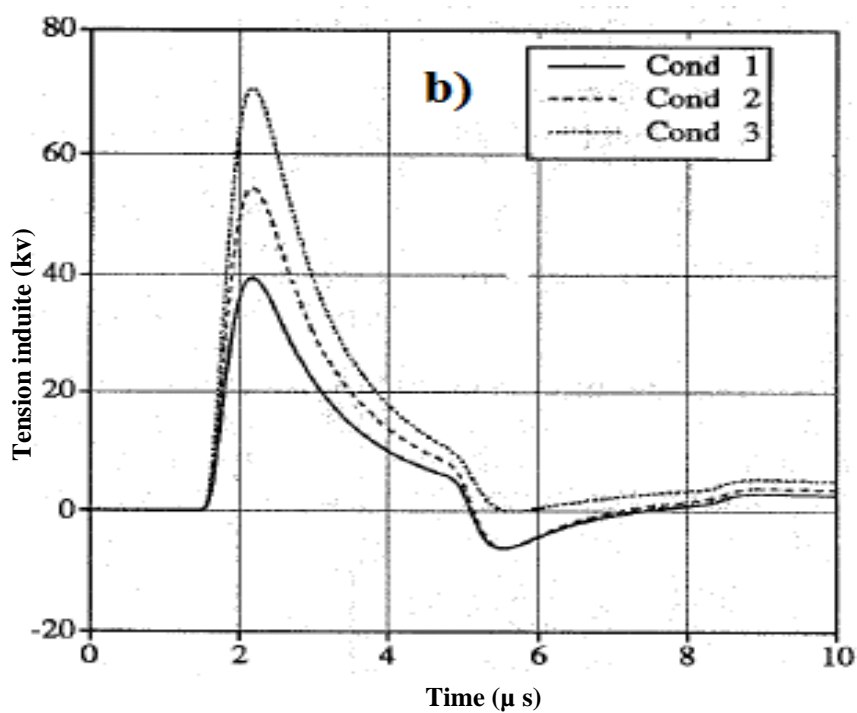
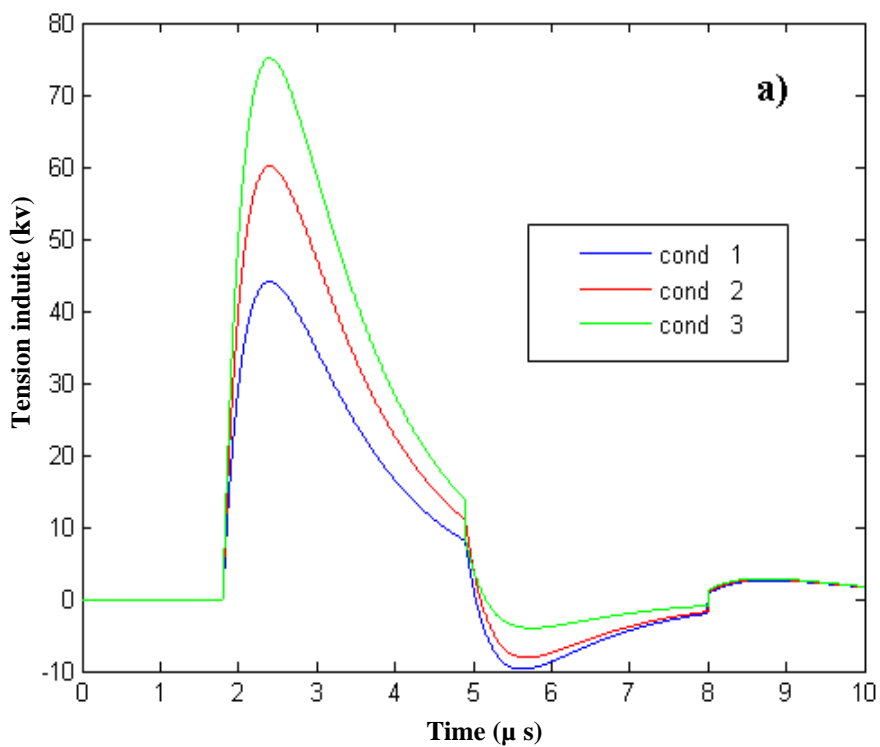


Fig. IV.14 Tension induite à l'entrée des trois conducteurs de la configuration verticale en présence du câble de garde

a) obtenue en utilisant la méthode hybride [3] pour le calcul du champ électromagnétique

b) obtenue par la méthode des moments pour le calcul du champ [120]

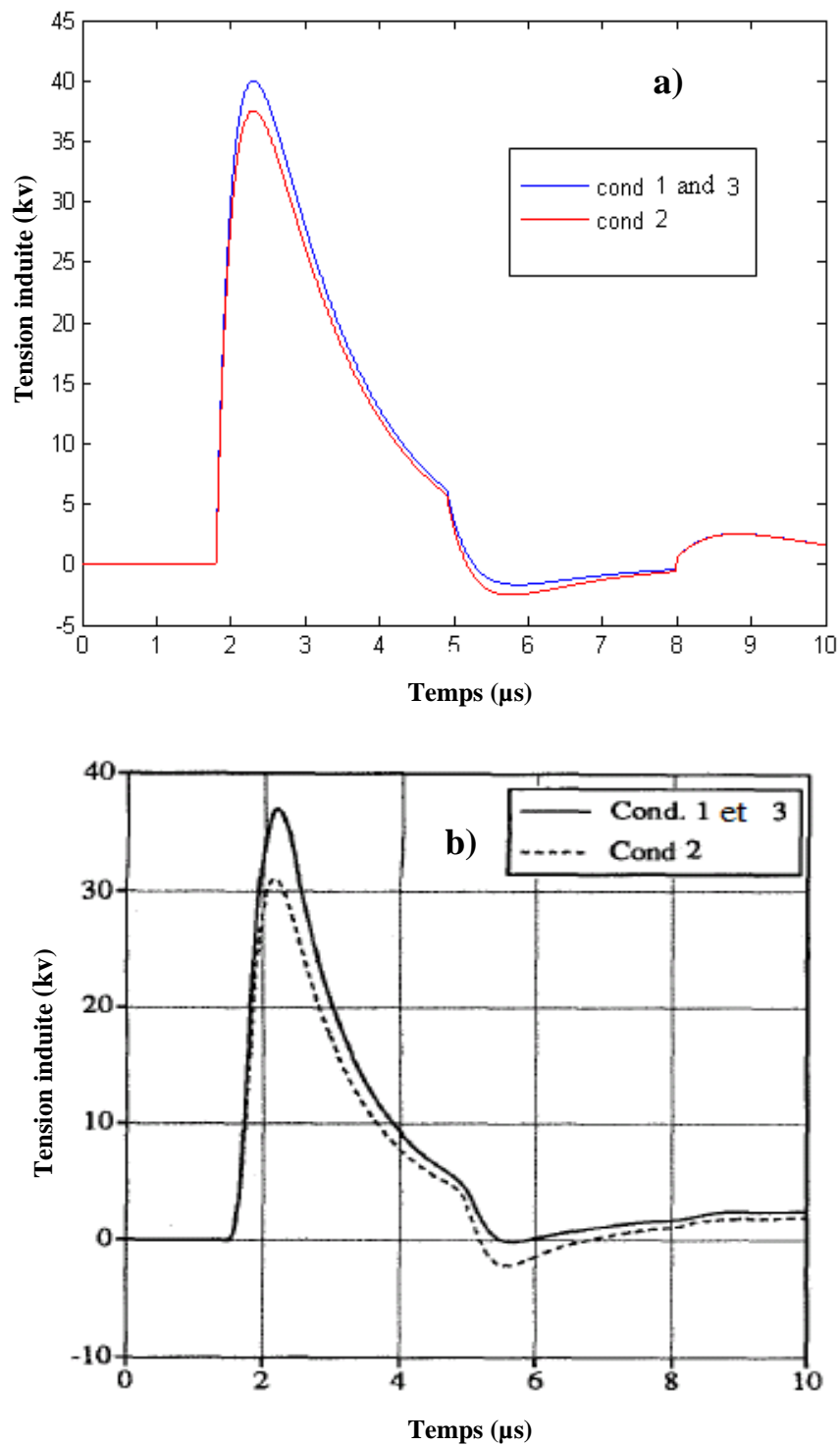


Fig. IV.15 Tension induite à l'entrée des trois conducteurs de la configuration horizontale en présence du câble de garde

a) obtenue en utilisant la méthode hybride [3] pour le calcul du champ électromagnétique

b) obtenu par la méthode des moments pour le calcul du champ [120]

D'après les résultats obtenus (figures IV.12–15) nous constatons que :

- Pour la configuration horizontale (figure IV.12), la surtension induite dans les trois conducteurs est pratiquement de même valeur.
- La surtension induite est proportionnelle à la hauteur du conducteur par rapport au sol
- Pour la configuration horizontale (figure IV.12), la surtension induite dans le conducteur 3 est de valeur plus importante que les deux autres conducteurs.
- La surtension induite dans une ligne triphasée d'une configuration horizontale est moins dangereuse que celle de la configuration verticale.
- La présence du câble de garde influe considérablement sur la surtension induite. Le niveau de la surtension induite est réduit de 25% pour la configuration verticale est de 35% pour la configuration horizontale pour notre cas d'étude.

IV.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons traité le phénomène de l'interaction d'un coup de foudre indirecte avec une ligne aérienne. En se basant sur les équations de Maxwell et la théorie de ligne de transmission se dérivent les équations de couplage. Ceci est pour déterminer les surtensions induites sur une ligne. Les modèles de Taylor, Rachidi et d'Agrawal présentent pratiquement les mêmes valeurs calculées de la tension. Le modèle de Chowdhuri n'est pas adopté puisqu'il ne tient pas en compte la contribution du champ magnétique incident.

Nous concluons que les modèles de couplage qui négligent un terme source dans les équations de transmission, peuvent donner lieu à une prédiction erronée des surtensions induites.

Dans ce chapitre nous avons déterminé les surtensions induites sur une ligne triphasée causées par l'impact indirecte d'un coup de foudre. La méthode hybride citée au chapitre II est appliquée afin d'évaluer le champ EM rayonné, nous avons conclu que :

- La disposition (configuration) des lignes influe sur la surtension induite
- La présence du câble de garde influe considérablement les niveaux de surtensions induites.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion Générale

Cette étude nous a permis d'approfondir nos connaissances sur la foudre, les champs électromagnétiques qu'elle rayonne ainsi que ses effets électromagnétiques sur les lignes aériennes.

Nous nous sommes intéressés à la modélisation puis à la simulation du rayonnement EM associé à une décharge de foudre ; ce dernier étant lié à la distribution du courant le long du canal de foudre. Des simulations de ce courant ont été effectuées par la suite sur la base de modèles appartenant à la famille des modèles d'ingénieur. Les résultats obtenus sont en bonne concordance avec ceux présentés dans la littérature et qui ont été validés expérimentalement. L'objet principal de notre travail a été consacré à la simulation du rayonnement électromagnétique à l'aide d'une méthode numérique hybride qui combine à la fois la méthode de Simpson et la méthode FDTD. L'avantage de cette méthode est de minimiser le temps de calcul ainsi que l'espace mémoire tout en donnant des résultats de dimension spatio-temporel ; contrairement à la méthode des moments largement utilisée donnant des résultats fréquentiels.

Un code de calcul a été élaboré pour calculer le champ EM associé à une décharge de foudre initiée du sol ou sur un objet élevé (tour). Un autre code de calcul a été développé pour des fins d'évaluation des surtensions induites sur les lignes aériennes (monofilaire et multiconductrice) causées par un coup de foudre indirect.

Après la réalisation de ce travail, nous déduisons les conclusions suivantes :

1. Pour un coup de foudre initié du sol :
 - Le champ magnétique est dominé par la composante d'induction ;
 - Le champ électrique vertical est assez important pour une vitesse de l'arc en retour égale au tiers de la vitesse de la lumière ;
 - Le champ EM proche à la source de perturbation EM (foudre) est caractérisé par une forte amplitude et par un temps de montée très rapide. Ce dernier est un paramètre très important pour la conception des systèmes de protection ;
 - Le champ EM ne dépend pas de la hauteur du point d'observation mais varie en fonction de la distance horizontale ;

2. Pour un coup de foudre frappant une tour
 - La présence des tours se traduit par la diminution du champ électrique ;
 - La présence des structures (immeubles) affecte le champ EM pour un point d'observation distant de la tour ;
3. La méthode hybride constitue une très bonne approche de calcul du champ rayonné par un coup de foudre. Ceci est traduit par les très bons résultats obtenus pour le calcul du champ EM ;
4. L'interaction d'un champ EM généré par la foudre avec une ligne aérienne est exprimée par les modèles de couplages. Ces modèles sont différents entre eux mais présentent pratiquement les mêmes valeurs calculées de la surtension induite ;
5. Le modèle de couplage qui néglige un terme source dans les équations de transmission, peut donner lieu à une prédiction erronée des surtensions induites ;
6. La surtension induite sur un conducteur de ligne triphasée est proportionnelle sa hauteur par rapport au sol;
7. La surtension induite sur une ligne triphasée de la configuration horizontale est moins dangereuse que celle de la configuration verticale ;
8. La présence du câble de garde permet de réduire considérablement les amplitudes des surtensions induites d'environ 25% pour la configuration verticale et 35% pour la configuration horizontale.

Les surtensions induites peuvent être dangereuses non seulement pour l'électronique et la transmission de données, mais même pour les équipements moyenne tension des réseaux de distribution.

En perspectives, nous proposons un complément de travaux de recherche comme suit :

- Etude de l'influence de la conductivité du sol (conductivité finie) sur le champ EM ainsi que les surtensions et surintensités induites sur une ligne aérienne ;
- Calcul des surtensions induites dans une ligne aérienne causées par un coup de foudre indirecte tombant sur un objet élevé;
- Etude de l'influence des paramètres du courant de l'arc en retour sur les surtensions induites.

BIBLIOGRAPHIE

Références Bibliographiques

- [1] F. Gardiol, M. Ianovici, M. Aguet, "Principes fondamentaux de la CEM", note de cours, 2004.
- [2] F. Chauvet "Compatibilité Electromagnétique", revue : Techniques de l'ingénieur, E 3750, 1993.
- [3] N. M'ziou, L.Mokhnache, A.Boubakeur, R. Kattan, "Validation of the Simpson-FDTD Method for Evaluating the Electromagnetic Field in the Vicinity of the Lightning Channel Initiated at Ground Level", IET, Transmission, Generation and Distribution, vol.3, N°3, pp.279-285, Mars 2009.
- [4] N. M'ziou, L. Mokhnache, A. Boubakeur and Z.E. Azzouz, "Hybrid Method for the computation of the Electromagnetic Field Radiated by Lightning in the Presence of the Tall Tower", International conference on electromagnetic disturbances, 23-26 Sept. Pologne, 2009 (acceptée).
- [5] N. M'ziou, L. Mokhnache, A.Boubakeur and Z. E. Azzouz, " Application of the Hybrid Method for the computation of the Electromagnetic Field Radiated by Lightning in the Presence of the Tall Tower: Experimental Validation", International symposium on electromagnetic fields, 10-12 Sept., France, 2009. (acceptée).
- [6] N. M'ziou, L. Mokhnache, A.Boubakeur, R.Kattan," Experimental Validation of the Hybrid Method for the Calculation of Electromagnetic Field Radiated by lightning", IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Vancouver, Canada , 2008.
- [7] F. Rachidi, "Modeling Lightning Return Strokes to Tall Structures: A Review", Journal of Lightning Research, Vol. 1, pp 16-31, 2007.
- [8] C.A.Nucci, "The lightning induced over-voltages (LIOV) code", Power Engineering Society, vol: 04, 23-27 Jan 2000, pp: 2417-2418. Winter Meeting, 2000.
- [9] A. K. Agrawal, H. J. Price, S. H. Gurbaxani, " Transient response of multiconductor transmission lines excited by a non uniform electromagnetic field, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol-22, pp: 119-129,1980.
- [10] S.D. Gedney, "The application of Finite-Difference Time-Domain method to EMC analysis", IEEE Symposium on Electromagnetic Compatibility, Monterey, Canada, 1996.
- [11] N., M'ziou, L. Mokhnache, A.Boubakeur, R.Kattan and B.Ghemri, "Hybrid (Simpson-FDTD) method to Calculate electromagnetic field radiated by Lightning Coupling to overhead Power lines"; International Conference in Lightning Protection, Uppsala, Suède, 2008

- [12] N. M'ziou, L. Mokhnache, A. Boubakeur, B. Ghemri, "Lightning-induced voltages on overhead power lines with the use of the hybrid method: influence of the shielding wire", International conference on electromagnetic disturbances, 23-26 Sept. Pologne, 2009 (acceptée).
- [13] M.A. Uman, "The lightning discharge", Dover Publications, INC, Mineola, New York, 2001.
- [14] C. Gary, "La foudre : Des mythologies antiques à la recherche moderne", édition Masson, Paris, France, 1995.
- [15] 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.
- [16] K. Berger R. B. Anderson, and H. Kroninger, "Parameters of lightning flashes", Electra N° 41, pp. 23-37, 1975.
- [17] F. Rachidi, "La foudre et ces effets électromagnétiques", notes de cours en Compatibilité Electromagnétique, Ecole Polytechnique de Lausanne, EPFL-DE-LRE, été 2003.
- [18] F., Rachidi, "Effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes de transmission aériennes: modélisation et simulation", Thèse N° 974 (1991), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [19] K., Berger, "Resultate der Blitzmessungen der jahr 1947-1954 auf dem Monte San Salvatore", Bull. SEV, no 9, pp.193-232, 1955.
- [20] K., Berger, "Novel observant", journal of Franklin institute, vol.283, no.6, june 1967.
- [21] K., Berger, "Methoden und resultate der Blitzforschung auf dem Monte San Salvatore bei Lugano in den Jahren 1963-1971", Bull. SEV, no 24, pp.1403-1444, 1972.
- [22] C., Leteinturier J. Hamelin, L. Nicot, C. Weidman, A. Eybert-Bernard, L. Barret, and J. P. Berlandis, "Lightning current and current derivative measurements", in Proc. 8th Int. Conf. on Atmosph. Electricity. pp.497-502, Uppsala, Sweden, 1988.
- [23] J. L. Bermudez, "Lightning currents and electromagnetic fields associated with return strokes to elevated strike objects", Thèse N° 2741 (2003), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [24] 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.

- [25] F. Rachidi, "Compatibilité électromagnétique", notes de cours en compatibilité électromagnétique, Ecole Polytechnique de Lausanne, EPFL-DE-LRE, été 2003.
- [26] J. Cuvillier, " Cours de CEM, notions élémentaires ", Université de Nantes, Mars 2001.
- [27] A.CHAROY, "Compatibilité Electromagnétique", Dunod, Paris, 2000.
- [28] Z. Azzouz, S. Tebbal, S. Maya, " La Compatibilité Electromagnétique : Concepts de base", Journée technique sur la compatibilité électromagnétique, Ecole Polytechnique Militaire de Borj El Bahri, .Avril, 2002.
- [29] M. Ianoz et al, " Modélisation des effets transitoires rapides dans les réseaux électriques et les sous-stations ", CIGRE, working group 36/33,36-204, 1996.
- [30] R. Ott, M. Ianoz, "Rapport spécial du groupe 36.00 (Compatibilité Electromagnétique des Réseaux d'Energie) ", Conférence international des grand réseaux électriques, CIGRE 1998.
- [31] D. Tabara, "Effets électromagnétiques de manœuvres et de la foudre dans les postes sous enveloppes métalliques", Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, EPFL 1999.
- [32] E. Petrache, "Lightning electromagnetic field coupling to overhead transmission line networks and to buried cables", Thèse N° 3024 (2004), Ecole Polytechnique Federally de Lausanne.
- [33] J.C. Willett, J.C. Bailey, V.P. Idone, A. Eybert-Berard, and L. Barret, "Intercomparison of Radiation Fields and currents in triggered Lightning Return Strokes Based on the Transmission-Line Model", Journal of Geophysical Research, 94(D11), 13,275 - 13,286, 1989.
- [34] C.A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, and C. Mazzetti, "Lightning return stroke current models with specified channel base current: A review and comparison", Journal of Geophysical Research, Vol. 95, n°. D12, pp. 20395 -20408, 1990.
- [35] R. Thottappillil, and M. A. Uman, "Comparaison of lightning return stroke models", Journal of Geophysical research, Vol. 98, pp. 22903-22914, 1993.
- [36] C. Nucci,"Lightning-induced voltages on overhead power lines", in Electra, pp. 74-102, 1995.
- [37] 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.

- [38] V. 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.
- [39] C. Gomes and V. Cooray, "Concepts of lightning return stroke models", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 42 (1), pp. 82-96, 2000.
- [40] V. Rakov, "Lightning return stroke modeling: Recent Developments", *International Conference on Grounding and Earthing - GROUND 2002*, Rio de Janeiro, Brazil, 2002.
- [41] 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), 29693-702, 2000.
- [42] Y. Baba and M. Ishii, "Numerical electromagnetic field analysis of lightning current in tall structures", *IEEE Transactions on Power Delivery*, 16 (2), 324-8, 2001.
- [43] P.F. Little, "Transmission line representation of a lightning return stroke", *Journal of Physics D*, 11 (13), 1893-910, 1978.
- [44] G.H. Price and E.T. Pierce, "The modeling of channel current in the lightning return stroke", *Radio Science*, 12 (3), 381-8, 1972.
- [45] C.E.R. Bruce and R.H. Golde, "The lightning discharge", *The journal of the institution of electrical engineers*, 88 (6), 487-520, 1941.
- [46] M. A. Uman and D. K. MacLain, "Magnetic field of the lightning return stroke", *Journal of Geophysical Research*, 74 (28), pp.6899-6909, 1969.
- [47] V. Rakov and 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.
- [48] F. Heidler, "Traveling current source model for LEMP calculation", *6th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility*, pp. 157-162, Zurich, Switzerland, 1985.
- [49] 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.
- [50] V. Rakov, "Lightning electromagnetic fields: Modeling and measurements", *12th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility*, pp. 59-64, Zurich, Switzerland, 1997.
- [51] V. Rakov, "Engineering Models of the lightning return stroke", *International symposium on lightning protection (VII SIPDA)*, Curitiba, Brazil, 2003.

- [52] C. A. Nucci, C. Mazzetti, F. Rachidi, and M. Ianoz "Analyse du champ électromagnétique dû à une décharge de foudre dans les domaines temporel et fréquentiel ", *Annales de télécommunication*, Vol. 43, n° 11-12, pp. 625-637, 1988.
- [53] K. Berger, B. Anderson, and H. Kroninger, " Parameters of lightning flashes", *Electra*. no., 41, 23-37, 1975.
- [54] B. Djebari, 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.
- [55] C. Leteinturier, "Champ électromagnétique émis par une décharge orageuse. Modèl théorique intégrant les variations de la résistivité du sol ", Centre National d'Etude de Télécommunications, Note technique, NT/LAA/RLM/66, Nov. 1980.
- [56] 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.
- [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] 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.
- [59] V. Cooray, "Horizontal fields generated by return strokes", *Radio Science*, vol. 27, n°. 4, pp. 529-537, 1992.
- [60] J.R. Wait, "Concerning the horizontal electric field of lightning", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 39 (2), 186, 1997.
- [61] C.R. Paul, "Incorporation of terminal constraints in the FDTD analysis of transmission line", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol n° 36, pp: 85-91, May, 1994.
- [62] K. S. Yee "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas Propogat.*, vol.n° 14, pp. 302-307, 1966.
- [63] C. Sartori, J. Cardoso, "An analytical-FDTD method for near LEMP calculation", *IEEE Transaction on magnetic*, Vol. 36, N°4, pp. 1631-1634, 2000.
- [64] D. Orzan, "Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de lignes multifilaires", Thèse de Doctorat, 1998.

- [65] N. M'ziou, L. Mokhnache, A. Boubakeur, "Hybrid Method for Calculation of Electromagnetic Field Radiated by lightning", 1st Electrical Engineering Conference (EEC'07), Aleppo-Syrie, 26 Juin, 2007.
- [66] N. M'ziou, L. Mokhnache, A. Boubakeur, "Lightning Electromagnetic Fields Radiation Computation by Hybrid Method: Influence of Lightning Return Stroke Current Models" , international symposium on electromagnetic field, sept. 2009, France. (acceptée).
- [67] N. M'ziou, , L. Mokhnache, A. Boubakeur, "Lightning Electromagnetic Fields Radiation Computation by Hybrid Method with Return Stroke Parameters Considering", international conference in electromagnetic disturbance, Sept. 2009, Pologne. (acceptée)
- [68] Y. Baba, and V. A. Rakov, "On the use of lumped sources in lightning return stroke models," J. Geophys. Res., vol. 110, no. D3, pp. D03101-1–D03101-10, Feb. 2005 DOI:10.1029/2004JD005202
- [69] J. L. Bermudez, M. Rubinstein, F. Rachidi, F. Heidler, and M. Paolone, "Determination of reflection coefficients at the top and bottom of elevated strike objects struck by lightning" J. Geophys. Res., vol. 108, no. D14, pp. 4413-1–4413-13, 2003 DOI: 10.1029/2002JD002973.
- [70] S. Guerrieri, C. A. Nucci, F. Rachidi, and M. Rubinstein, "On the influence of elevated strike objects on directly measured and indirectly estimated lightning current," IEEE Trans. Power Del., vol. 13, no. 4, pp. 1543–1555, Oct. 1998.
- [71] S. Miyazaki, and M. Ishii, "Influence of elevated stricken object on lightning return-stroke current and associated fields", in Proc. 27th Int. Conf. on Lightning Protection, pp. 122–127. Sep. 2004, Avignon, France,
- [72] H. Motoyama, W. Janischewskyj, A. M. Hussein, R. Rusan, W. A. Chisholm, and J.-S. Chang, "Electromagnetic field radiation model for lightning strokes to tall structures", IEEE Trans. Power Del., vol. 11, no. 3, pp. 1624–1632, Jul. 1996.
- [73] Pavanello, D., F. Rachidi, M. Rubinstein, J. L. Bermudez, and C. A. Nucci, "Electromagnetic field radiated by lightning to tall towers: Treatment of the discontinuity at the return stroke wave front," J. Geophys. Res., vol. n°109, no. D6, pp. D06114-1–D06114-7, 2004 DOI:10.1029/2003JD004185.
- [74] F. Rachidi, V. A. Rakov, C. A. Nucci, and J. L. Bermudez, "Effect of vertically extended strike object on the distribution of current along the lightning channel" J. Geophys. Res., vol. 107, no. D23, pp. 4699-1–4699- 6, 2002 DOI: 10.1029/2002JD002119.
- [75] V. Shostak, W. Janischewskyj, A. M. Hussein, J.-S. Chang, and B. Kordi, "Return stroke current modeling of lightning striking a tall tower accounting for reflections within the growing channel and for upward-connecting discharges", in Proc. Int. Conf. Atmos. Elect., Gunterville, AL, 1999, pp. 123–126.

- [76] J. L. Bermudez, F. Rachidi, W. Janischewskyj, V. Shostak, M. Rubinstein, A. M. Hussein, D. Pavanello, J. S. Chang, and M. Paolone, "Determination of lightning currents from far electromagnetic fields: Effect of a strike object", 27th International Conference on Lightning Protection, Soc. de l'Electr., de l'Electron., et des Technol. de l'Inf. et de la Commun., Avignon, France, (2004).
- [77] G. J. Burke, and A. J. Poggio, " Numerical electromagnetic code (NEC)—Method of moments", Tech. Doc. 116, Naval Ocean Syst. Cent., San Diego, Calif. 1980.
- [78] G. Diendorfer, and W. Schulz (1998), Lightning incidence to elevated objects on mountains, 24th International Conference on Lightning Protection, Natl. Lightning Safety Inst., Birmingham, UK, 1998.
- [79] F. Fuchs, "On the transient behaviour of the telecommunication tower at the mountain Hoher Peissenberg", paper presented at 24th International Conference on Lightning Protection, Natl. Lightning Safety Inst., Birmingham, UK, 1998.
- [80] B. Kordi, R. Moini, W. Janischewskyj, A. M. Hussein, V. O. Shostak, and V. A. Rakov, " Application of the antenna theory model to a tall tower struck by lightning" *J. Geophys. Res.*, 108(D17), 4542, doi: 10. 1029/2003JD003398. 2003.
- [81] F. Rachidi, W. Janischewskyj, A. M. Hussein, C. A. Nucci, S. Guerrieri, B. Kordi, and J.-C. Chang, "Current and electromagnetic field associated with lightning-return strokes to tall towers", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 43(3), 356– 367. 2001.
- [82] V. A. Rakov, "Transient response of a tall object to lightning, *IEEE Trans. On Electromagn. Compat.*, 43(4), 654– 661. 2001
- [83] G. Diendorfer and W. Schulz, "Lightning incidence to elevated objects on mountains", in *Proc. 24th Int. Conf. Lightning Prot.*, pp. 173–175, Birmingham, U.K., 1998,
- [84] D. Pavanello, F. Rachidi, M. Rubinstein, N. Theethayi, and R. Thottappilli, "Electromagnetic environment in the immediate vicinity of a tower struck by lightning", paper presented at the Eur. Electromagn. Symp., Magdeburg, Germany, Jul. 2004.
- [85] J. S. Chang, T. G. Beuthe, L. Seto, A. Duft, H. Hayashi, W. A. Chisholm, and W. Janischewskyj, "An investigation of the possible relationships between thundercloud electric fields and the lightning parameters for tall structures," *J. Geophys. Res.*, vol. n° 96, pp. 13197–13205, 1989.
- [86] Y. Baba, and V. A. Rakov, " On the use of lumped sources in lightning return stroke models", *J. Geophys. Res.*, 110, D03101, doi:10. 1029/2004JD005202. 2005.
- [88] F. Rachidi, "Modeling Lightning Return Strokes to Tall Structures": A Review, *Journal of Lightning Research*, Vol. 1, pp 16-31, 2007.

- [89] F. Heidler, J. Wiesinger, and W. Zischank, "Lightning Currents Measured at a Telecommunication Tower from 1992 to 1998", paper presented at *14th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Zurich, Switzerland, February 20 - 22, 2001.
- [90] W., Janischewskyj, V. Shostak, J. Barratt, A. M. Hussein, I. Rusan, and J. S. Chang, "Collection and use of lightning return stroke parameters taking into account characteristics of the struck object", paper presented at *23rd ICLP (International Conference on Lightning Protection)*, Florence, Italy, 1996.
- [91] D. Pavanello, "Electromagnetic radiation from lightning return strokes to tall structures", Thèse N° 3713 (2004), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [92] D. Pavanello, F. Rachidi, V. A. Rakov, C. A. Nucci, and J. L. Bermudez, "Return stroke current profiles and electromagnetic fields associated with lightning strikes to tall towers: Comparison of engineering models", presented at *International Conference on Lightning Protection, ICLP 2004*, Avignon, France, 2004.
- [93] H. Motoyama, J. Janischewskyj, A. M. Hussein, R. Rusan, W.A. Chisholm, and J. S. Chang, "Electromagnetic field radiation model for lightning strokes to tall structures" *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 11, no. 3, pp. 1624–1632, Jul. 1996.
- [94] F.M. Tesche, M. Ianoz, and T. Karlsson, *EMC analysis methods and computational models*, John Wiley and Sons, 1997.
- [95] C. T. A. Johnk, "Engineering Electromagnetic Field and Waves", John Wiley and Sons, 1975.
- [96] P. Degauque, J. Hamelin, "Compatibilité Electromagnétique, Bruits et Perturbations radioélectriques", *Collection Technique et Scientifique des Télécommunications*. Edition Dunod, Paris, 1990.
- [97] C. D. Taylor, R. S. Satterwhite, W. Jr. Harrison, "The Response of Terminated Two-Wire Transmission Line Excited By a Nonuniform Electromagnetic field", *IEEE Trans. On Antennas and propagation*, vol. AP-13, pp.987-989, 1965.
- [98] Bridges, G. E. J .L; Shafai, "Plane wave coupling to multiple conductor transmission lines above a lossy earth", *IEEE trans.On Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-31, no 4, pp. 396-397, 1989.
- [99] A.K. Agrawal, H.J. Price, and S.H. Gurbaxani, "Transient response of multi conductor transmission lines excited by a non uniform electromagnetic field, in *IEEE International Symposium Digest. Antennas and Propagation*, pp. 396 pp, New York, USA, 1980.
- [100] F. M. Teshe, "Comparison of the transmission line and scattering models for computing the HEMP response of overhead cables", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 1991.

- [101] P. Chowdhuri, E.T.B. Gross, "Voltage surges induced on overhead lines by lightning strokes", Proc. IEE, vol. 114, no. 12, pp. 1_99-1907, December 1967.
- [102] P. Chowdhuri, "Lightning induced overvoltage on muliconductor overhead lines" IEEE Transactions on Power Delivry, vol-5, no.2 pp:658-667, April, 1990.
- [103] C.Nucci, F.Rachidi, M.Ianoz, C. Mazzetti, "Comparison of two coupling models for lightning-induced overvoltage calculation", IEEE Transactions on power delivery, vol-10, no.1, pp: 330-339, January 1993.
- [104] A.K. Agrawal, H.J. Price, and S.H. Gurbaxani, "Transient response of multiconductor transmission lines excited by a nonuniform electromagnetic field", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, EMC22 (2), 119-29, 1980.
- [105] F. Rachidi, "Formulation of the field to transmission line coupling equations in terms of magnetic excitation field", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol-35,no.3 pp:404-407, August 1993
- [106] R. Montano, "The effects of lightning on low voltage power networks", digital comprehensive summaries of Uppsala, 2006.
- [107] S. Rusk, "Induced lightning overvoltages on power transmission lines with special reference to the voltage protection of low voltage network", Transaction of the Royal Institute of Technology, no.120, Stockholm, 1958.
- [108] F. Rachidi, C.Nucci, M.Ianoz, C. Mazzetti, "Influence of lossy ground on lightning-induced voltages on overhead lines", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. no.38, pp. 250-264, Aug. 1996.
- [109] F. Rachidi, C.A. Nucci, and M. Ianoz, Transient analysis of multiconductor lines above a lossy ground, IEEE Trans. on PWDR, 14 (1), 294-302, 1999.
- [110] E.D. Sunde, "Earth conduction effects in Transmission Systems", Dover, New York, 1968.
- [111] G. Deindorfer,"Induced voltage on overhead line due to nearby lightning", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol-32, no.4, pp: 388-399, November 1990.
- [112] C. Nucci, F.Rachidi, M.Ianoz, C. Mazzetti, "Comparison of two coupling models for lightning-induced overvoltage calculation", IEEE Transactions on power delivery, vol-10, no.1, pp: 330-339, January 1993.
- [113] F. Rachidi, S.L. Loyka, C.A. Nucci, and M. Ianoz, A new expression for the ground transient resistance matrix elements of multiconductor overhead transmission lines, Electrical Power Systems Research, 65, 41-46, 2003.
- [114] C.R. Paul, " Analysis of multiconductor transmission line", Willy Interscience, 1994.

- [115] C. Nucci, F.Rachidi, M.Ianoz, C. Mazzetti, " Lightning induced voltages on overhead lines", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol-35, no.1, pp:75-86, February 1993.
- [116] C. R. Paul, "Incorporation of terminal constraints in the FDTD analysis of transmission line ", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol-36, pp: 85-91, May 1994.
- [117] A. Orlandi, C.R. Paul, "FDTD analysis of lossy, multiconductor transmission line terminated in arbitrary loads", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol-38, no 3, pp: 388-399, August 1996.
- [118] P.T. Trakadis, C.N.Capsalis, "validation of modified FDTD method on non uniform transmission lines", Progress in Electromagnetics Research, PIER31, pp: 311-329, 2001.
- [119] G. L. Burke, A. J. C. Logan, et J. W. Rockway, "Numerical electromagnetic code-a program for antenna system analysis", 3rd Symposium An Techn. Exh. On EMC, Rotterdam, 1979.
- [120] F. Rachidi, C.A. Nucci, M. Ianoz, C. Mazzeti, "Response of Multiconductor Power Lines To Nearby Lightning Return Stroke Electromagnetic fields", IEEE Trans. on Power Delivery,vol.12, n° 3, pp.1404-1411, July 1997.
- [121] N. M'ziou, L. Mokhnache, A.Boubakeur, "Overvoltages induced on overhead power lines by an indirect lightning return-stroke" , International Conference on Electrical Engineering. Algiers, 2009.
- [122] N. M'ziou, L. Mokhnache, A.Boubakeur, "Overvoltage induced on overhead power lines by an indirect lightning return-stroke", International Symposium On Electrical Insulation August, 2009 (acceptée).
- [123] N. M'ziou, L. Mokhnache, A.Boubakeur, R. Kattan, "Modeling electromagnetic field radiated by Lightning coupling to overhead transmission lines", IEEE International Symposium on Electrical Insulation. Vancouver, Canada, 2008.